



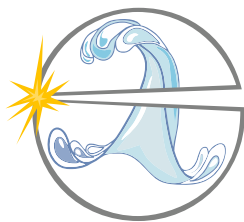
СИБИРСКИЙ
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ

SIBERIAN
FEDERAL
UNIVERSITY



ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им. Л.В. КИРЕНСКОГО
Сибирского отделения Российской академии наук
ФИЦ КНЦ СО РАН

**ВСЕРОССИЙСКАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
С МЕЖДУНАРОДНЫМ УЧАСТИЕМ**



ЕНИСЕЙСКАЯ ФОТОНИКА — 2022

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

ТОМ 1

Красноярск
19–24 сентября 2022 года

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Сибирский федеральный университет

Российская академия наук
Сибирское отделение
Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр»
Институт физики им. Л. В. Киренского

ЕНИСЕЙСКАЯ ФОТОНИКА – 2022

Всероссийская научная конференция
с международным участием

тезисы докладов

Том 1

19–24 сентября 2022 г.

Красноярск
2022

УДК 535
ББК 22.34
Е 63

Енисейская Фотоника – 2022. Всероссийская научная конференция с международным участием. Тезисы докладов. 19–24 сентября 2022 года, Красноярск. Т. 1. – Изд-во ИФ СО РАН, 2022. – 340 с.

В сборнике представлены тезисы докладов второй Всероссийской научной конференции с международным участием «Енисейская Фотоника – 2022», проходившей в г. Красноярске с 19 по 24 сентября 2022 г. Сборник предназначен для научных сотрудников, аспирантов, преподавателей и студентов, интересующихся проблемами фотоники, оптики и спектроскопии. Подготовка и проведение конференции осуществлены при поддержке Красноярского краевого фонда науки (договор № 313 от 09.06.2022) и Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Министерства образования и науки Российской Федерации. Тексты печатаются по решению Программного комитета конференции в авторской редакции.

ISBN 978-5-6045250-1-2

ISBN 978-5-6045250-1-2



© Коллектив авторов, 2022
© Сибирский федеральный университет, 2022
© Институт физики им. Л. В. Киренского, 2022

ЭМТИОН - это российская компания, специализирующаяся на производстве и поставках аналитического и технологического оборудования.

Ведущие специалисты компании имеют 15-летний опыт работы в области приборостроения. ЭМТИОН может предложить Заказчикам как отдельные конкурентные решения, так и комплексное оснащение лабораторий, начиная с этапов проработки концепции и предпроектных работ и заканчивая вводом оборудования в эксплуатацию.

Атомно-силовая микроскопия



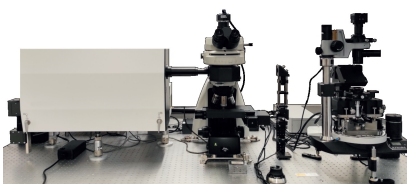
Поддержка всех существующих методик измерений (атомно-силовая микроскопия, магнитно-силовая микроскопия, электро-силовая микроскопия, силовая микроскопия пьезоотклика, измерения в вакууме, в жидкости, электрохимических средах и др.)

Прыжковая микроскопия для количественного наномеханического анализа

Диапазон сканирования 100x100x10 мкм

Разрешение по оси Z - 0,05 нм

Комбинированные АСМ – Раман системы



Одновременные исследования образцов методами сканирующей зондовой микроскопии и конфокальной микроскопии/ спектроскопии комбинационного рассеяния (Раман)

Зондово-усиленная Рамановская/ флуоресцентная спектроскопия (TERS, EFS5, TERFS)

Одновременное использование до 5-ти лазеров, полная автоматизация

Быстрое сканирование (1000x1000 точек за 3 сек.)

Конфокальная Рамановская микроскопия



Два автоматически переключаемых лазера в видимом диапазоне длин волн

Пространственное разрешение по XY 390 нм (при использовании лазера 473 нм, 100х, NA 0.95)

Спектральный диапазон 400-1100 нм

Спектральное разрешение 0.25 см⁻¹ (решётка 75 штр/мм Эшелле и лазер 532 нм)

Регулируемый пинхол

Электронная микроскопия



Термоэмиссионный катод / катод типа Шоттки

Ускоряющее напряжение 0.1 - 30 кВ

Увеличение от 6 до 1 000 000X

Разрешение до 1 нм

Моторизованный по 5-ти осям предметный столик

Опции низкого вакуума и низкого ускоряющего напряжения

Система энергодисперсионного микроанализа

Широкий выбор дополнительных детекторов

Оптическая микроскопия



Реализация режимов работы в светлом и темном поле, эпифлуоресценции, поляризации, дифференциально-интерференционного контраста. Доступные объективы 10х, 20х, 40х, 50х, 100х, 150х

Моторизованная турель для установки до 6ти объективов

Размер исследуемых образцов до 300мм в диаметре

Светодиодные широкополосные осветители

Рентгеновские дифрактометры



Порошковые и монокристалльные дифрактометры

Высокопроизводительные детекторы Mythen (Швейцария)

Вращение образца на 360°

Диапазон сканирования -110°/161°

Минимальный шаг сканирования

0,0001°

Автосменщик образцов 6/8шт

Нагрев от -196°С до 1600°С

Опции для измерения тонких пленок

База данных спектров, программа обработки спектров Jade, совместимость с ПО заказчика

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель:

- *Шабанов Василий Филиппович* — д-р физ.-мат. наук, академик РАН, научный руководитель ФИЦ КНЦ СО РАН (г. Красноярск)

Ученый секретарь:

- *Ципотан Алексей Сергеевич* — канд. физ.-мат. наук, доцент баз. кафедры фотоники и лазерных технологий, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)

Состав комитета:

- *Архипкин Василий Григорьевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., заведующий лабораторией когерентной оптики, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Вайнштейн Илья Александрович* — д-р физ.-мат. наук, проф., заведующий кафедрой физических методов и приборов контроля качества, ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» (г. Екатеринбург)
- *Ветров Степан Яковлевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., профессор кафедры теоретической физики и волновых явлений, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)
- *Втюрин Александр Николаевич* — д-р физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., заведующий баз. кафедрой фотоники и лазерных технологий, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)
- *Вьюнышев Андрей Михайлович* — канд. физ.-мат. наук, заместитель директора по научной работе, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Зырянов Виктор Яковлевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., руководитель научного направления "Фотоника", заведующий лабораторией молекулярной спектроскопии, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Калитеевский Михаил Алексеевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., главный научный сотрудник лаборатории нанофотоники, АУ РАН (г. Санкт-Петербург)
- *Карпов Сергей Васильевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., ведущий научный сотрудник лаборатории когерентной оптики, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Кратасюк Валентина Александровна* — д-р биол. наук, проф., заведующий кафедрой биофизики, ИФБиБТ СФУ (г. Красноярск)
- *Мартынович Евгений Федорович* — д-р физ.-мат. наук, проф., директор, Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН (г. Иркутск)
- *Милёхин Александр Германович* — д-р физ.-мат. наук, заведующий лабораторией ближнепольной оптической спектроскопии и наносенсорике, зам. директора, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (г. Новосибирск)
- *Наумов Андрей Витальевич* — д-р физ.-мат. наук, член-корр. РАН, доц., заведующий кафедрой теоретической физики им. Э.В. Шпольского, руководитель лаборатории физики перспективных материалов и наноструктур, МПГУ (г. Троицк)
- *Непомнящих Александр Иосифович* — д-р геол.-минерал. наук, проф., главный научный сотрудник лаборатории физики монокристаллов, ФГБУН Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН (г. Иркутск)
- *Овчинников Олег Владимирович* — д-р физ.-мат. наук, проф., декан физического факультета, ВГУ (г. Воронеж)
- *Садреев Алмаз Фаттахович* — д-р физ.-мат. наук, проф., заведующий лабораторией теории нелинейных процессов, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Светличный Валерий Анатольевич* — канд. физ.-мат. наук, доц., заведующий лабораторией новых материалов и перспективных технологий, ТГУ (г. Томск)
- *Слабко Виталий Васильевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., профессор баз. кафедры фотоники и лазерных технологий, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)

- *Слюсарева Евгения Алексеевна* — д-р физ.-мат. наук, доц., профессор баз. кафедры фотоники и лазерных технологий, заместитель директора по научной работе ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)
- *Тимофеев Иван Владимирович* — д-р физ.-мат. наук, доц., заведующий лабораторией фотоники молекулярных систем, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Чиркин Анатолий Степанович* — д-р физ.-мат. наук, проф., профессор кафедры общей физики и волновых процессов, МГУ им. М.В. Ломоносова (г. Москва)
- *Шамирзаев Тимур Сезгирович* — д-р физ.-мат. наук, доц., ведущий научный сотрудник лаборатории молекулярно-лучевой эпитаксии соединений АЗВ5, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН (г. Новосибирск)
- *Шандаров Станислав Михайлович* — д-р физ.-мат. наук, проф., главный научный сотрудник НОЦ "Нелинейная оптика, нанофотоника и лазерные технологии", ТУСУР (г. Томск)

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель:

- *Минаков Андрей Викторович* — д-р физ.-мат. наук, директор института инженерной физики и радиоэлектроники СФУ

Заместитель председателя:

- *Втюрин Александр Николаевич* — д-р физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., зав. базовой кафедрой фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ, главный научный сотрудник ИФ СО РАН

Ученый секретарь:

- *Ципотан Алексей Сергеевич* — канд. физ.-мат. наук, доцент базовой кафедры фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ

Состав комитета:

- *Вьюнышев Андрей Михайлович* — канд. физ.-мат. наук, зам. директора по научной работе ИФ СО РАН, научный сотрудник базовой кафедры ФилТ СФУ
- *Слюсарева Евгения Алексеевна* — д-р физ.-мат. наук, доц., профессор базовой кафедры ФилТ СФУ, заместитель директора по научной работе ИИФиРЭ СФУ
- *Тимофеев Иван Владимирович* — д-р физ.-мат. наук, доц., зав. лабораторией фотоники молекулярных систем ИФ СО РАН, зав. лабораторий нанотехнологий, спектроскопии и квантовой химии базовой кафедры ФилТ СФУ
- *Рудакова Наталья Викторовна* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник лаборатории фотоники молекулярных систем ИФ СО РАН, доцент кафедры физики СФУ
- *Слюсаренко Нина Викторовна* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник базовой кафедры фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ
- *Семина Полина Николаевна* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник международного научно-исследовательского центра спектроскопии и квантовой химии СФУ
- *Панкин Павел Сергеевич* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник лаборатории фотоники молекулярных систем ИФ СО РАН, научный сотрудник лаборатории НСиКХ базовой кафедры ФилТ СФУ
- *Пятнов Максим Владимирович* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник лаборатории фотоники молекулярных систем ИФ СО РАН, научный сотрудник лаборатории НСиКХ базовой кафедры ФилТ СФУ
- *Герасимова Марина Анатольевна* — старший преподаватель кафедры общей физики СФУ
- *Шапошников Артём Анатольевич* — учитель физики физико-математической школы СФУ



С И Б И Р С К И Й
Ф Е Д Е Р А Л Ь Н Ы Й
У Н И В Е Р С И Т Е Т

S I B E R I A N
F E D E R A L
U N I V E R S I T Y



ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им. Л.В. КИРЕНСКОГО

Сибирского отделения Российской академии наук

ФИЦ КНЦ СО РАН

Партнеры конференции



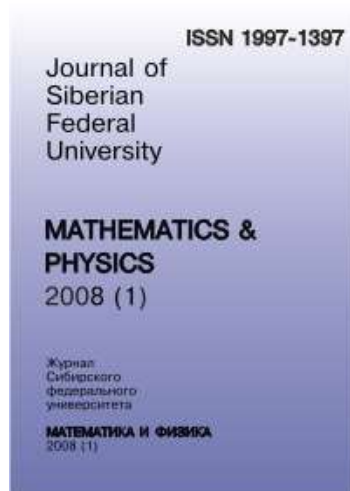
ООО ЭМТИОН



Журнал «ФОТОНИКА»
(PHOTONICS RUSSIA)



Журнал «Известия Российской
академии наук.
Серия физическая»



Журнал СФУ.
Математика и физика



Красноярский краевой фонд поддержки научной
и научно-технической деятельности

СОДЕРЖАНИЕ

секция 1	НОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ	9
секция 2	КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА И НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА	175

Секция 1

НОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

БЛИЖНЕПОЛЬНОЕ ПЛАЗМОН-УСИЛЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ СВЕТА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ

А.Г. Милёхин^{1*}, I.A. Milekhin², Н.Н. Курусь¹, Л.С. Басалаева¹, Р.Б.Васильев³,
К.В. Аникин¹, В.Г. Мансуров¹, К.С. Журавлев¹, А.В. Латышев^{1,4}, D.R.T. Zahn²

¹ *Институт физики полупроводников им.А.В.Ржанова СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр.Лаврентьева, д. 13
E-mail: milekhin@isp.nsc.ru

² *Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology,
D-09107, Germany, Chemnitz*

³ *Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

⁴ *Новосибирский Государственный университет,
630090, Российская Федерация, Новосибирск, ул.Пирогова 1*

Представлены результаты исследований фононного спектра отдельных полупроводниковых наноструктур методом ближнеполюсного плазмон-усиленного комбинационного рассеяния света (КРС), который представляет собой комбинацию атомно-силовой микроскопии и КРС. В качестве объектов исследования использовались полупроводниковые двумерные, одномерные и нульмерные нанокристаллы. В качестве дополнительных методов использованы ближнеполюсная плазмон-усиленная фотолюминесценция и нано-ИК спектроскопия.

Ближнеполюсное комбинационное рассеяние света, фотолюминесценция, усиленные металлизированным острием атомно-силового (АСМ) микроскопа (нано-КРС и нано-ФЛ, или от англ. Tip-Enhanced Raman scattering, photoluminescence (TERS, TEPL)), и нано-ИК спектроскопия успешно применены для изучения фононного и электронного спектров двумерных (2D), одномерных (1D) и нульмерных (0D) отдельных полупроводниковых наноструктур с пространственным разрешением много меньше дифракционного предела.

Представлен обзор результатов исследования нано-КРС на оптических фонах моно- и субмонослойных покрытий коллоидных нанокристаллов CdSe, помещенных на плазмонные подложки [1,2].

Демонстрируются возможности нано-КРС картирования в диапазоне частот оптических фононов в одиночных 2D наноструктурах, включая мультиграфен, коллоидные нанопластины CdSe/CdS, сформированные по типу ядро/оболочка [3], монослои MoS₂, помещенные в зазоре между металлизированным (Au, Ag) острием АСМ микроскопа и плазмонной подложкой, для определения размера и формы наноструктур, структурных дефектов, механических напряжений и величины локального электромагнитного поля. Нано-ФЛ от монослойных островков MoS₂ и WS₂, выращенных кремниевой подложке, демонстрируют локальное изменение энергии и интенсивности экситонной ФЛ в зависимости от числа монослоев и присутствия структурных дефектов.

Сообщается о наблюдении нано-КРС поверхностными оптическими (SO) фононами отдельных нанокластеров AlN (0D структуры), выращенных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на Si, и наноколонн AlN (1D структуры), помещенных на поверхность Au. Нано-КРС изображение отдельного нанокристалла AlN размером около 250 нм с кристаллической структурой вюрцита демонстрирует его гексагональную форму.

Представлен сравнительный анализ результатов по нано-КРС и нано-ИК изображений нанокристалла AlN, полученных в спектральном диапазоне SO фононов с помощью нано-ИК фурье спектроскопии. Показано, что нано-ИК спектроскопия позволяет изучить пространственную локализацию SO фононов, образованных от оптических фононов с различной симметрией, локализованных на краях гексагональных нанокристаллов AlN.

Нано-КРС изображения отдельной нанокolonны AlN диаметром около 200 нм, записанные при различной поляризации света, значительно отличаются. Обсуждается причина изменения нано-КРС изображений при различной поляризации возбуждающего излучения.

Исследование поддержано Российским Научным Фондом (грант №22-12-00302).

Список литературы

1. I.A. Milekhin, M. Rahaman, K.V. Anikin, et.al. Resonant Tip-enhanced Raman Scattering by CdSe Nanocrystals on Plasmonic Substrates // *Nanoscale Advances*, vol.2, pp.5441 – 5449, 2020.
2. I.A. Milekhin, A.G. Milekhin, and D.R.T. Zahn Surface- and Tip-enhanced Raman Scattering by CdSe Nanocrystals on Plasmonic Substrates // *Nanomaterials*, принято в печать, 2022.
3. N.N. Kurus, A.G. Milekhin, R.I. Sklyar, et.al. Phonons in core-shell CdSe/CdS nanoplatelets studied by vibrational spectroscopies // *The Journal of Physical Chemistry C*, vol.126, pp. 7107–7116, 2022.

ВЫСОКОНЕЛИНЕЙНЫЕ ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Е.Ф. Мартынович

Иркутский филиал федерального государственного учреждения науки Института лазерной физики
Сибирского отделения Российской академии наук
664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Лермонтова д. 130А
*E-mail: femto@bk.ru

Представлена информация о свойствах известных и новых объемных нелинейных фотографических материалов с люминесцентной визуализацией изображений. Такие материалы могут использоваться как функциональные среды для изучения механизмов сложных нелинейных процессов взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом. Другое назначение этих материалов – производство оптических носителей для воксельной лазерной записи монохромных и цветных изображений или для записи информации в цифровых кодах.

В качестве примера на рис. 1 показаны спектральные и временные характеристики люминесценции центров окраски, созданных в одном из новых нелинейных фотографических материалов, разработанном на основе кристалла хлорида калия со специальными активирующими добавками.

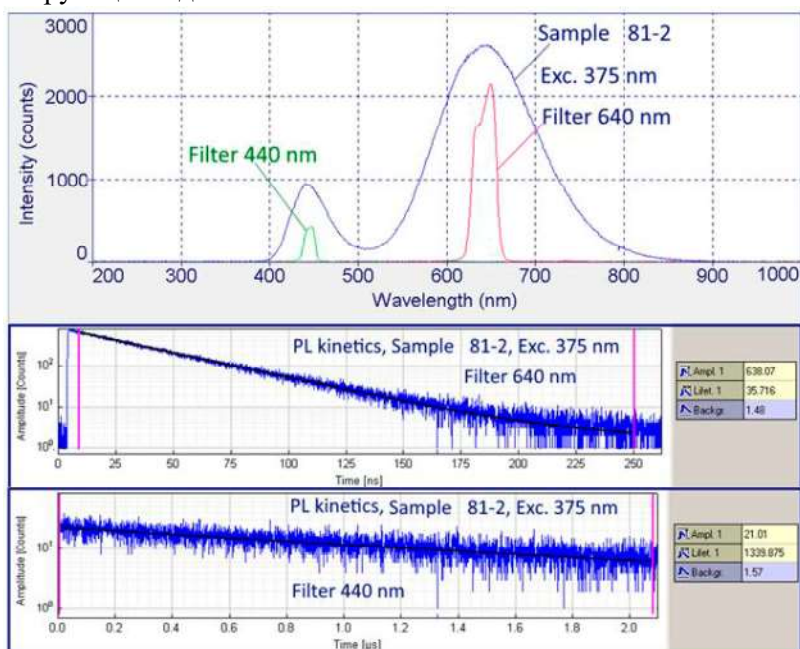


Рис. 1. Спектрально-кинетические характеристики центров люминесценции, индуцированных лазерным излучением в нелинейном фотографическом материале на основе кристалла KCl.

Список литературы

1. E.F. Martynovich, V.P. Dresvyansky, A.L. Rakevich, et al. Appl. Phys. Lett., 114, № 12, 121901 (2019).
2. E.F. Martynovich, N.L. Lazareva, S.A. Zilov, J. Lumin., 234, 117989 (2021).
3. A.V. Kuznetsov, V.O. Kompanets, A.E. Dormidonov, et al. Quantum Electronics, V. 46 (2016) No 4, pp. 379-386.
4. E.F. Martynovich, E.O. Chernova, V.P. Dresvyansky, et al. Opt. & Laser Technol., 131, 106430 (2020).
5. Е.Ф. Мартынович. Патент РФ на изобретение № RU 2758567 С1. Дата подачи заявки: 24.12.2020. Опубликовано: 29.10.2021.
6. Мартынович Е.Ф. Заявка на изобретение РФ № 2021139911/04(083393), дата подачи 30.12.2021. Уведомление о положительном результате формальной экспертизы от 01.03.2022.

МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ ДЛЯ ПРОГНОЗА НУЛЬМЕРНЫХ ГАЛОГЕНИДОВ МЕТАЛЛОВ С ВЫСОКИМ КВАНТОВЫМ ВЫХОДОМ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ДРУГИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

М. С. Молокеев^{1,2*}

¹Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д. 50

²Сибирский федеральный университет
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79

*E-mail: msmolokeev@mail.ru

Индустриализация 4.0, которая проходит в текущее время, подразумевает использование машинного обучения на всех этапах научных исследований и производства. Обосновывается это тем, что отрасли знаний, использующие искусственный интеллект, значительно превосходят старые способы познания и резко вытесняют их. Однако, стоит отметить, что многие ученые в настоящее время плохо ориентируются в различных методах машинного обучения, в преимуществах одних методов перед другими и в том, какие из них следует использовать в научных целях, т.д.

В текущей работе рассмотрен пример использования машинного обучения для прогнозирования квантового выхода фотолюминесценции (PLQY) (рис. 1) нульмерных металлорганических галогенидов [1]. На этом примере будут подняты вопросы и даны ответы об использовании Random Forest (RF), как метода машинного обучения с высокой объяснимостью. Будет показано, почему нейросеть, которая используется во многих инженерных приложениях, нельзя использовать в некоторых научных целях, и как ее можно заменить случайным лесом на нескольких примерах.

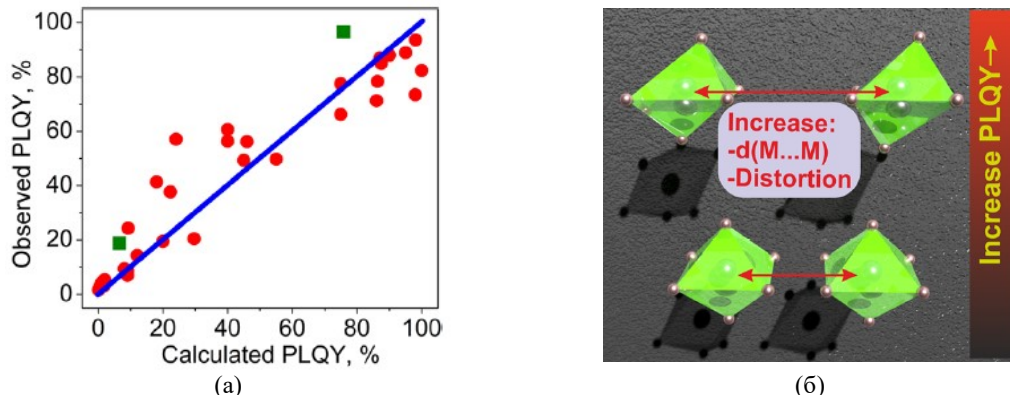


Рис. 1. (а) Сравнительный график наблюдаемых значений PLQY по отношению к предсказанным PLQY, полученному из модели RF. Линейная зависимость доказывает правильность модели. Зелеными квадратами отмечены новые исследуемые соединения, ранее не полученные. (б) Модель описывает возможные пути повышения значений PLQY в 0D-галогенидах: увеличение расстояния между ионами $M \cdots M$ и увеличение искажений, связанных с понижением локальной симметрии.

Работа выполнена в рамках реализации программы «Приоритет-2030» в Сибирском федеральном университете.

Список литературы

1. M.S. Molokeev, Su Binbin, A.S. Aleksandrovsky, et.al. Machine Learning Analysis and Discovery of Zero-Dimensional ns² Metal Halides toward Enhanced Photoluminescence Quantum Yield // Chemistry of Materials, vol. 24 (2), pp. 537–546, 2022

ФОТОНИКА ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУР

О. В. Овчинников^{1*}, М. С. Смирнов¹

¹Воронежский государственный университет
394000, Российская Федерация, Воронеж, Университетская пл., 1
*E-mail: Ovchinnikov_O_V@rambler.ru

Рассматриваются актуальные вопросы фотоники гибридных наноструктур, построенных на основе полупроводниковых коллоидных квантовых точек различных составов. Наибольшее внимание уделено взаимосвязи принципов их построения, а также физико-химических и структурных свойств компонентов с люминесцентными и нелинейно-оптическими свойствами, наблюдаемыми при взаимодействии компонентов. Рассматриваются преимущественно ассоциаты, состоящие из квантовых точек и органических молекул (J-агрегатов) красителей, а также из квантовых точек и плазмонных наночастиц. Обсуждается участие локализованных состояний квантовых точек в процессах передачи электронных возбуждений между компонентами ассоциатов.

Квантово-размерный эффект определяет возможности управления не только максимумом экситонного поглощения, но и параметрами люминесценции полупроводниковых коллоидных квантовых точек (КТ). Дополнительная функционализация интерфейсов КТ молекулами органических красителей, их H- и J-агрегатами, фрагментами ДНК, а также сопряжение КТ с плазмонными наночастицами (ПНЧ) и пр. обеспечивают дополнительные возможности для управления параметрами люминесценции (интенсивность, форма и полуширина полосы, время жизни люминесценции), а также нелинейно-оптического отклика, имеющего накопительный характер (нелинейное поглощение и рефракция лазерных импульсов, возникающие при переходах с участием уровней реальных состояний КТ, локальных уровней дефектов, а также состояний компонентов гибридных ассоциатов).

Перечисленные процессы принципиально важны для применения в различных устройствах фотоники, таких как электролюминесцентные и лазерные излучатели; люминесцентные сенсоры; люминесцентные индикаторы температуры, показателя pH; системы управления интенсивностью, фазой излучения, эффективные фотосенсибилизаторы синглетного кислорода для фотодинамической терапии; фотобактерицидные покрытия; фотокатализаторы; солнечные элементы; высококонтрастные системы люминесцентного мониторинга биообъектов *in vivo*, *in vitro*.

Гибридная ассоциация КТ с различными органическими молекулами реализуется чаще всего за счет ковалентного взаимодействия, водородных связей, диполь-дипольного взаимодействия, а также вторичной функционализации. Подобные взаимодействия открывают возможности для возникновения новых, нехарактерных отдельным компонентам «гибридных» люминесцентных свойств, определяющихся процессами безызлучательного переноса энергии и носителей заряда между компонентами ассоциатов при их фотовозбуждении.

Наряду с указанными выше процессами экситон-экситонного взаимодействия большой интерес представляют системы с плазмон-экситонной связью, собранные из плазмонных наночастиц и полупроводниковых КТ. Важной общей особенностью большинства используемых образцов КТ - узкие экситонные пики люминесценции, имеющие значительную степень перекрытия с пиками экстинкции плазмонных НЧ. В таком случае интерпретация наблюдаемых эффектов может быть в значительной степени затруднена. Эффективное тушение люминесценции может возникать как в результате безызлучательного переноса энергии от КТ к плазмонной НЧ, так и вследствие фотопереноса электронов в подобных системах. Одним из наименее изученных вопросов в данной области является зависимость эффектов плазмон-экситонного взаимодействия от механизмов люминесценции КТ. В случае ловушечной люминесценции особенности влияния на ее параметры присутствия нанорезонаторов остаются малоизученными.

Таким образом, рассматриваемые в докладе закономерности люминесценции коллоидных КТ и их ассоциатов с органическими молекулами красителей, а также плазмонными наночастицами, с участием уровней структурно-примесных дефектов в КТ имеют важное значение для глубокого понимания физической природы стокового сдвига и механизмов возникновения люминесценции в КТ, закономерностей фемто-, пико- и наносекундной динамики формирования и распада экситонов и вклада в нее процессов с участием уровней дефектов, решение проблемы спектральной настройки оптических резонансов компонентов гибридных наноструктур, детализации механизмов обмена электронными возбуждениями в случае гибридных ассоциатов КТ с молекулами красителей.

Основные обсуждаемые вопросы:

- механизмы переходов с участием уровней дефектов в КТ, обеспечивающих полосы рекомбинационной люминесценции, а также возможности применения принятых в люминесценции полупроводников моделей излучательной рекомбинации;
- роль мелких и глубоких уровней дефектов коллоидных КТ в формировании их люминесцентных и нелинейно-оптических свойств;
- роль локализованных состояний в формировании динамики распада экситонов в КТ, включая сложную кинетику их люминесценции;
- механизмы участия уровней дефектов в процессах безызлучательного переноса энергии и фотопереноса носителей заряда в гибридных ассоциатах на основе КТ и молекул красителей
- сравнительный анализ трансформации параметров экситонной и ловушечной люминесценции в присутствии нанорезонаторов;
- проявления гибридной ассоциации в нелинейном поглощении и рефракции лазерных импульсов.

Осуждается комплексный подход к исследованию механизмов и стадий фотофизических процессов, определяющих люминесцентные свойства гибридных ассоциатов на основе коллоидных квантовых точек сульфидов металлов, обладающих заметной концентрацией структурных дефектов и молекул красителей, основанный на использовании методик стационарной и время-разрешенной спектроскопии, включая фото- и темостимулированную люминесценцию.

Обосновывается резонансный безызлучательный перенос энергии возбуждения в гибридных ассоциатах красителей и коллоидных квантовых точек с непосредственным участием уровней центров рекомбинационной люминесценции в КТ.

Устанавливается взаимосвязь свойств размерно-зависимой люминесценции и участвующих в них уровней дефектов КТ сульфида серебра и их гибридных ассоциатов с красителями с нелинейным поглощением и рефракцией наносекундных импульсов второй гармоники YAG:Nd лазера.

Обсуждается специфическое влияние плазмон-экситонного взаимодействия на параметры рекомбинационной люминесценции, свойства мелких локализованных состояний и процессы обмена электронными возбуждениями в гибридных ассоциатах различного строения, формируемых при декорировании интерфейсов core/shell квантовых точек малыми наночастицами золота, а также при декорировании плазмонных наночастиц полупроводниковыми квантовыми точками.

Исследования выполнены при поддержке грантами Госзадания Минобрнауки РФ (проект №3.6655.2017/8.9), Российского Научного Фонда (№19-12-00266), РФФИ (№15-02-04280-а, №17-02-00748-а, №17-52-12034 ННАО_а, №18-52-00037-Бел_а, №20-52-81005 ЕАПИ_г), а также грантом Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-2613.2020.2).

СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕМАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Т. С. Шамирзаев

*Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13
E-mail: sha_tim@mail.ru*

Обнаружен новый механизм спиновой ориентации локализованных электронов: динамическая спиновая поляризация электронов при взаимодействии с флуктуациями ядерного спина. Показано, что флуктуации ядерного спина могут быть использованы для поляризации углового момента электронов через сверхтонкое взаимодействие в слабом магнитном поле. Установлено, что для электронов, связанных в локализованных экситонах, возможна 100% спиновая поляризация в продольных магнитных полях в несколько миллитесла.

Существует два хорошо известных подхода к ориентации спинов в полупроводниковых наноструктурах: оптическая ориентация спинов [1] и термическая поляризация спинов в сильном магнитном поле [2]. Первый подход основан на передаче углового момента от фотонов с циркулярной поляризацией к электронам посредством спин-орбитального взаимодействия. Второй подход требует понижения температуры решетки, так что тепловая энергия становится меньше, чем электронное Зеемановское расщепление. Мы сообщаем о новом механизме ориентации спина локализованных электронов - динамической спиновой поляризации электрона. В отличие от оптической ориентации спина открытый нами механизм не требует циркулярной поляризации оптического возбуждения, а в отличие от тепловой спиновой поляризации, поляризация спина имеет место в слабых магнитных полях, для которых электронное Зеемановское расщепление много меньше тепловой энергии. В данном докладе рассматривается динамическая спиновая поляризация электрона в составе экситона в непрямозонных квантовых точках (In,Al)As/AlAs.

Исследуемые КТ (In,Al)As в матрице AlAs, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Температура для всех экспериментов была 1,8 К. Фотolumинесценция (ФЛ) возбуждалась нерезонансно, с энергией фотонов превышающей ширину прямой запрещенной зоны матрицы AlAs, равной 3,099 эВ. Для возбуждения ФЛ использовалась третья гармоника Q-switched Nd:YVO4 импульсного лазера с энергией фотонов 3.49 эВ, длительностью импульса 5 ns и частотой повторения 1 кГц. Временная задержка между импульсом накачки и началом регистрации ФЛ t_d варьировалась от нуля до 1 мс. Длительность регистрации ФЛ, t_g , варьировалась от 1 нс до 1 мс. Интенсивность сигнала и временное разрешение установки изменялись в зависимости от t_d и t_g .

Экситон, локализованный в КТ, формируется из электрона с проекцией спина на ось роста z $S_z = \pm 1/2$ и тяжелой дырки с проекциями спина $J_z = \pm 3/2$. Таким образом, образуются четыре экситонных состояния со спином $F_z = \pm 1$ и ± 2 . Обменное взаимодействие расщепляет эти экситонные состояния на δ_0 . Два верхних светлых состояния имеют спин $F_z = \pm 1$, а нижние темные $F_z = \pm 2$. Светлые экситоны могут излучательно рекомбинировать и имеют время жизни τ_b , в то время как излучательная рекомбинация темных экситонов запрещена по спину. Темные экситоны могут рекомбинировать путем смешивания со светлыми, поэтому их излучательная рекомбинация происходит при переходах из темного состояния в светлое. Из-за этих оптических правил отбора преимущественно заселяются темные экситонные состояния. В нулевом магнитном поле расщепления между темным и светлым состояниями с $F_z = +1$ и $+2$ или $F_z = -1$ и -2 равны. Однако в продольном магнитном поле B_z расщепление между темным и светлым состояниями с положительными и отрицательными проекциями спина становятся разными, поэтому переходы из темного состояния в светлое в разных парах происходят с разной скоростью.

В результате заселенность светлых состояний с $F_z = +1$ и -1 становится неодинаковой. Теоретический расчет дает степень поляризации электрона в экситоне [3]:

$$P_e = \frac{-2B_z B_{exch}}{B_{exch}^2 + \Delta_B^2 + B_z^2} \quad (1)$$

где B_{exch} пропорционально силе электрон-дырочного обмена, а Δ_B – типичное поле Оверхаузера случайно ориентированных ядерных спинов.

Эксперименты проводились в непрямозонных квантовых точках (In,Al)As/AlAs. Измерялась циркулярная поляризация разрешенной по времени фотолюминесценции после нерезонансного и неполяризованного импульсного оптического возбуждения. Для того чтобы динамически поляризовать электронные спины, КТ помещались в продольное магнитное поле 17 мТл (геометрия Фарадея). Поляризация появляется с задержкой 15 мкс после импульса возбуждения и достигает насыщения через 100 мкс. Это соответствует предсказанию модели о том, что динамическая поляризация появляется только после рекомбинации светлых экситонов. Абсолютное значение $P_c(B_z)$, измеренное с задержкой 100 мкс после импульса возбуждения увеличивается в слабых полях, достигает максимума (около 0.3 при $B_z = 17$ мТл), а затем постепенно уменьшается, стремясь к нулю в сильных полях. Аппроксимируя эту зависимость выражением (1), мы определили два параметра: $\Delta_B = 28$ и $B_{exch} = 5.5$ мТл. Амплитуда сверхтонкого взаимодействия хорошо согласуется с измеренной в аналогичном образце [4], что подтверждает нашу интерпретацию. Поскольку g -фактор электрона в X долине зоны проводимости $g_c = 2$, расщепление между светлым и темным состояниями $\delta_0 = 0.6$ мкэВ.

Таким образом, обнаружен новый механизм спиновой ориентации локализованных электронов: динамическая спиновая поляризация электронов, обеспечиваемая флуктуациями спина ядра. Динамическая спиновая поляризация электронов имеет следующие преимущества: (i) требует слабых магнитных полей, которые можно легко модулировать; (ii) использует нерезонансное и неполяризованное оптическое возбуждение; (iii) не зависит от температуры, пока в спиновой релаксации преобладает сверхтонкое взаимодействие; (iv) возможна 100 %-ная спиновая поляризация электронов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ проект № 22-12-00022

Список литературы

1. Optical Orientation / ed. F. Meier, B.P. Zakharchenya. North Holland, Amsterdam: 1984.
2. Е.Л. Ивченко, Магнитная циркулярная поляризация фотолюминесценции экситонов // ФТТ т. 60, 1503–1514, 2018.
3. D. S. Smirnov, T. S. Shamirzaev, D. R. Yakovlev, et.al. Dynamic Polarization of Electron Spins Interacting with Nuclei in Semiconductor Nanostructures // Physical Review Letters vol.125, 156801, 2020.
4. J. Rautert, T.S. Shamirzaev, S.V. Nekrasov, et. al. Optical orientation and alignment of excitons in direct and indirect band gap (In,Al)As/AlAs quantum dots with type-I band alignment// Phys. Rev B vol.99, 195411, 2019.

СЛОЖНЫЕ ОКСИДНЫЕ И КОМПОЗИТНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ: СИНТЕЗ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ И ПРИМЕНЕНИЕ В ФОТОКАТАЛИЗЕ И БИОМЕДИЦИНЕ

В. А. Светличный^{1*}

¹*Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36*

*E-mail: v_svetlichnyi@bk.ru

В исследовании рассмотрены современные методы лазерного синтеза, используемые для получения сложных наноструктур в жидкости. Данные методы применены для синтеза сложных оксидных (BSO, BTO и др.) и композитных частиц, включая гетероструктуры (TiO₂-CuO и др.). Показана перспективность использования таких наноматериалов в катализе и биомедицине.

В последнее десятилетие продолжают бурно развиваться высокоэнергетические методы синтеза наноматериалов, основанные на воздействии лазерного излучения на различные материалы [1]. Такие материалы востребованы в различных областях, поскольку обладают набором уникальных качеств, которые бывают труднодостижимы для других методов синтеза. Среди многих применений, пожалуй, основные направления – это биомедицина и катализ [2-3]. В основе лазерных методов синтеза преимущественно лежат процессы, основанные на импульсной лазерной абляции объемных мишеней в жидкости, которая направленно используется для синтеза «чистых» коллоидных наночастиц (НЧ) с 1993 года. Вместе с тем, для создания различных сложных наноструктур, расширения возможностей синтеза, лучшего контроля и стимулирования нужных нестационарных реакций используются приемы, которые выходят за классические определения лазерной абляции и все чаще называются просто лазерными методами синтеза [5].

В работе рассмотрены методики синтеза сложных наноструктур, основанные на воздействии лазерного излучения на различные материалы в жидкой среде, начиная с классической лазерной абляции объемных мишеней разного состава в чистых растворителях. Рассмотрены варианты т.н. реактивных лазерно-индуцированных реакций с участием прекурсоров различной природы и обработка растворов и коллоидов в отсутствии мишеней в различных условиях, в т.ч. режимах плазмообразования в растворе. Продемонстрировано использование рассмотренных лазерных методик синтеза для формирования сложных оксидных НЧ, например силикатов и титанатов висмута, различных композитных и допированных структур на основе оксида титана, в т.ч. с возможностью формирования гетеропереходов (с оксидами меди кобальта, цинка).

Полученные в работе наноматериалы используются в различных процессах гетерогенного катализа для решения экологических задач, включая фотокаталитическое получение водорода и разложение органических загрязнителей в водных средах.

Исследование поддержано грантом РФФ № 19-73-30026.

Список литературы

1. V. Amendola, D. Amans, Y. Ishikawa, et.al. Room-temperature laser synthesis in liquid of oxide, metal-oxide core-shells, and doped oxide nanoparticles // Chem. Eur. J., vol. 26, pp. 9206-9242, 2020.
2. E. Fazio, B. Gökce, A. De Giacomo. Nanoparticles engineering by pulsed laser ablation in liquids: Concepts and applications // Nanomaterials, vol. 10, art. 2317, pp. 1-50, 2020.
3. R.C. Forsythe, C.P. Cox, M.K. Wilsey, A.M. Müller. Pulsed Laser in Liquids Made Nanomaterials for Catalysis // Chem. Rev., vol. 121, pp. 7568-7637, 2021.
4. A.V. Shabalina, S.A. Kulinich, V.A. Svetlichnyi. Green laser ablation-based synthesis of functional nanomaterials for generation, storage and detection of hydrogen // Current Opinion in Green and Sustainable Chemistry, vol. 33, art. 100566, pp. 1-9, 2022.

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ В ШИРОКОЗОННЫХ НИТРИДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

И. А. Вайнштейн^{1,2},
А.С. Вохминцев¹, М.Г. Минин¹, Д.М. Спиридонов¹, А.М.А. Хинайш^{1,3}, Д.В. Чайкин¹

¹НОЦ НАНОТЕХ, Уральский федеральный университет,
620002, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19

²Институт металлургии УрО РАН
620016, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 101

*e-mail: i.a.weinstein@urfu.ru

³Physics Department, Faculty of Science, Tanta University,
31527, Egypt, Tanta

В докладе обсуждаются результаты исследований перспективных нитридных наноматериалов с использованием спектрально-разрешенных методик современного термолюминесцентного анализа. Для возбужденных широкозонных структур с наномасштабными морфологическими характеристиками и особенностями электронного строения дефектных состояний приведены данные о механизмах термостимулированного отклика с участием оптически активных центров собственной и примесной природы.

Методы термо- (ТСЛ) и оптически стимулированной (ОСЛ) люминесценции являются эффективными инструментами для решения фундаментальных и прикладных задач в области физики твердого тела, а также анализа механизмов радиационно- и фотоиндуцированных процессов в возбужденных материалах различной природы и с различными фазовыми и морфологическими особенностями. Современные ТСЛ и ОСЛ методики находят свое применение, прежде всего, при изучении дозиметрических свойств, при геологическом датировании, а также при решении исследовательских задач для материалов с разнообразной радиационной историей.

В настоящем докладе обсуждаются термостимулированные механизмы люминесценции широкозонных твердых тел на примере облученных нитридов алюминия и бора в объемных и наноструктурированных состояниях. В настоящее время указанные нитриды интенсивно исследуются с точки зрения оптимизации различных микро- и оптоэлектронных приложений, рассматриваются как высокочувствительные дозиметрические среды, а также как перспективные функциональные матрицы для других высокотехнологичных применений. С использованием экспериментального и теоретического инструментария ТСЛ со спектральным разрешением нами проанализированы люминесцентные свойства монокристаллов и нанопорошков AlN и h-BN после интенсивных фотонно-корпускулярных воздействий [1 – 6]. Описаны механизмы свечения исследуемых нитридных материалов в широком диапазоне температур, а также соответствующих облученных образцов при их оптической и термической стимуляции. Показана роль комплексов на основе ассоциированных кислород-вакансионных и углеродсвязанных центров, которые наряду с собственными дефектами в значительной степени определяют закономерности радиационно-стимулированного отклика и эволюции люминесцентных характеристик в рассматриваемых широкозонных нитридах.

Работа выполнена при поддержке научного проекта Минобрнауки FEUZ-2020-0059.

Список литературы

1. Weinstein I.A. et al // J. Alloys & Compounds, 871, 159471, 2021.
2. Vokhmintsev A.S., Weinstein I.A. // J. Luminescence, 230, 117623, 2021.
3. Spiridonov D.M. et al // Optics and Spectroscopy, 128(9), 1430-1434, 2020.
4. Vokhmintsev A. et al // J. Luminescence, 208, 363-370, 2019.
5. Vokhmintsev et al // Radiation Measurements, 124, 35-39, 2019.
6. Weinstein I.A. et al // Optical Materials, 61, 111-114, 2016.

НОВЫЕ КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ GaSb/AlP: ФОРМИРОВАНИЕ, КРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ СТРОЕНИЕ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Д. С. Абрамкин*, М. О. Петрушков, Д. Б. Богомолов, Е. А. Емельянов, М. Ю. Есин.,
М. А. Путьято, В. В. Преображенский

*Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, д. 13
E-mail: dalamber.07@mail.ru

Получены гетероструктуры с GaSb/AlP квантовыми точками (КТ), проведены исследования их кристаллического строения и энергетического спектра. Показано, что при осаждении GaSb на поверхность AlP с развитым рельефом происходит формирование $Al_xGa_{1-x}Sb/AlP$ КТ, содержащих не более 10% атомов Al, и характеризующихся полной релаксацией механических напряжений. КТ имеют энергетическое строение второго рода с непрямой запрещенной зоной: основное электронное состояние КТ принадлежит X долине AlP, в то время как основное дырочное состояние – подзоне тяжёлых дырок в $Al_xGa_{1-x}Sb$. Получена оценка величины энергии локализации дырок в КТ E_{loc} в пределах 1.6÷1.7 эВ, что должно обеспечить время хранения заряда в КТ >100 лет при комнатной температуре. Это делает данные КТ перспективным объектом для создания ячеек универсальной памяти.

Одной из важнейших задач современной физики твёрдого тела является получение и исследование структур, на основе которых возможно создание универсальной памяти, сочетающей в себе быстроедействие DRAM и возможность длительного хранения данных [1]. Возможным путём решения этой задачи является использование самоорганизованных $A^{III}-B^V$ квантовых точек (КТ) в качестве плавающего затвора в архитектуре флеш-памяти. Данный подход позволяет достичь времён перезаписи данных на уровне десятков наносекунд в действующих прототипах флеш-памяти с InAs/AlGaAs КТ [2]. Однако, время хранения заряда в таких КТ при комнатной температуре составляет всего несколько миллисекунд, что недостаточно для создания памяти. В связи с этим, актуальной задачей является поиск новых КТ, в которых энергия локализации дырок (E_{loc}) существенно превосходит E_{loc} для InAs/AlGaAs КТ (0.8 эВ). На данный момент рекордное значение E_{loc} реализовано в GaSb/GaP КТ и составляет 1.18 эВ, что обеспечивает время хранения заряда в КТ около 4 дней [3]. К сожалению, этого не достаточно для использования КТ при создании элементов универсальной памяти. Перспективным путём увеличения E_{loc} является замена материала матрицы на AlP, потолок валентной зоны которого смещён на 500 мэВ ниже по энергии в сравнении с GaP. Предварительные оценки [4] предсказывают значения E_{loc} для псевдоморфно напряжённых GaSb/AlP КТ около 2 эВ, что должно обеспечить хранение заряда в таких КТ в течение >>10 лет. На данный момент сообщений о получении и экспериментальных исследованиях строения и энергетического спектра таких КТ в литературе нет. В докладе сообщается о получении новых гетероструктур с GaSb/AlP КТ и обсуждаются результаты исследования их энергетического строения.

Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на Si(100) подложках. После роста буферных слоёв GaP/GaAs/Si выращивался 300 нм слой AlP, в центре которого формировались GaSb/AlP КТ. Рост КТ проходил путём осаждения 1.75 монослоёв GaSb при температуре подложки 450°C с последующем прерыванием роста на 30с. В целях предотвращения окисления гетероструктуры закрывались 25 нм слоем GaP. Для сравнения была выращена структура с AlP слоями без КТ. Также, в аналогичных условиях, была выращена структура с незахороненными КТ.

Формирование КТ контролировалось методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Анализ картины ДБЭО показал, что материал КТ характеризуется постоянной решёткой близкой к постоянной решётки GaSb. Поскольку постоянные решётки AlSb и GaSb отличаются менее, чем на 1%, то данные ДБЭО позволяют нам ут-

верждать, что КТ состоят из твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$. Исследование морфологии поверхности гетероструктуры с незахороненными КТ методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) показало, что массив КТ характеризуется высокой плотностью (около $2.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$), поперечными размерами КТ $20 \div 60$ нм и высотой КТ $1 \div 3.5$ нм. Также обнаружено, что, несмотря на развитый рельеф поверхности AlP, КТ распределены по поверхности равномерно, без привязки к каким-либо особенностям рельефа.

Проведены измерения спектров стационарной низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур с КТ и без КТ. В спектре ФЛ гетероструктуры без КТ обнаружены полосы в диапазоне энергий $0.8 \div 1.1$ эВ, связанные с рекомбинацией на глубоких уровнях в AlP и/или в GaP. В спектре гетероструктуры с КТ также видны эти полосы, но присутствует дополнительная полоса с максимумом на энергии 0.85 эВ, которую мы связываем с рекомбинацией в КТ. Измерение спектров ФЛ в широком диапазоне плотностей мощности возбуждения (P_{ex}) показало, что с ростом P_{ex} полоса ФЛ КТ смещается в область высоких энергий пропорционально $P_{\text{ex}}^{1/3}$. Это позволяет заключить, что КТ характеризуются энергетическим спектром второго рода [5].

Экспериментальные исследования энергетического спектра КТ дополнены теоретическими расчётами. В ходе расчётов варьировался состав твёрдого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$, из которого состоят КТ, и размеры КТ. В результате показано, что независимо от состава и размера КТ, они характеризуются энергетическим строением второго рода, что отлично согласуется с данными ФЛ. Сопоставление расчётного значения энергии оптического перехода с данными ФЛ показало, что: (1) твердый раствор $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ КТ не может содержать в составе более 10% атомов Al и (2) высота КТ не должна быть меньше 4 нм. Как мы считаем, несоответствие расчётных данных о высоте КТ и данных АСМ может объясняться различием в размерах захороненных и незахороненных КТ. Эти различия могут быть вызваны (1) процессами деградации незахороненных КТ в ходе остывания структуры в фоновой атмосфере ростовой камеры (2) искажением морфологии поверхности вследствие окисления AlP.

Расчёты энергетического строения КТ позволили оценить величину E_{loc} как $1.6 \div 1.7$ эВ. В соответствии с расчётами [4], такое значение энергии локализации позволяет ожидать длительность хранения заряда в КТ на уровне >100 лет, что делает КТ, сформированные в гетеросистеме GaSb/AlP, перспективными объектами для создания ячеек универсальной памяти.

Выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-20031, <https://rscf.ru/project/22-22-20031/>, а также за счет гранта Правительства Новосибирской области р-14.

Список литературы

1. O. Tizno, A. R. J. Marshall, N. Fernández-Delgado et. al. Room-temperature Operation of Low-voltage, Non-volatile, Compound-semiconductor Memory Cells // Scientific Reports vol. 9, pp. 8950-8958, 2019.
2. A. Marent, T. Nowozin, M. Geller and D. Bimberg, The QD-Flash: a quantum dot-based memory device // Semicond. Sci. Technol. vol. 26, pp. 014026-014033, 2011.
3. L. Bonato, I. F. Arikian, L. Desplanque, et. al. Hole localization energy of 1.18eV in GaSb quantum dots embedded in GaP // Phys. Status Solidi B, vol. 253, pp. 1877-1881, 2016.
4. T. Nowozin, D. Bimberg, K. Daqrouq, et. al. Review article Materials for future quantum dots-based memories // Journal of Nanomaterials vol. 2013 pp. 215613–215619, 2013.
5. N. N. Ledentsov, J. Bohrer, M. Beer, et. al. Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells // Phys. Rev. B vol. 52, pp. 14058-14067, 1995.

НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ СЕНСОРИКИ КИСЛОРОДА НА ОСНОВЕ КОМПЛЕКСОВ ДИПИРРОМЕТЕНОВ

Ю. В. Аксенова^{1*}, Е. Н. Бочарникова¹, М. В. Ашмарина¹, М. Б. Березин²

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36

*E-mail: juliya1711@rambler.ru

²Институт химии растворов имени Г.А. Крестова РАН
153045, Российская Федерация, Иваново, ул. Академическая, д. 1

В докладе освещается проблематика создания новых материалов для оптической сенсорики кислорода на основе сложных органических соединений и их металлокомплексов. Представлены результаты экспериментального исследования спектроскопических и сенсорных свойств галогензамещенных цинковых комплексов дипиррометенов.

Создание и развитие сенсоров кислорода привлекает большое внимание ученых всего мира в связи с их широким применением в науках о жизни. Методы определения кислорода используются в химии, океанологии, метеорологии, биологии, клиническом анализе и экологическом контроле окружающей среды. Быстрое измерение концентрации кислорода в выдыхаемом человеком воздухе является одной из фундаментальных задач терапевтической и диагностической медицины.

Для анализа содержания кислорода в основном используются датчики электрохимического, парамагнитного, масс-спектрометрического типов. В свою очередь, оптические датчики кислорода имеют ряд преимуществ, таких как высокая чувствительность и реверсивность, легкость миниатюризации и простота использования. Оптический метод определения концентрации кислорода основан на явлении тушения фосфоресценции красителя в присутствии кислорода. Поиск соединений, обладающих высокой чувствительностью к кислороду, активно ведется среди таких классов соединений, как комплексы переходных металлов, полициклические ароматические углеводороды, металлокомплексы порфиринов (Pt и Pd). Дипиррометеновые комплексы с p- и d-элементами также могут быть использованы для определения кислорода.

Результаты экспериментального исследования спектроскопических свойств показали, что галогенированные комплексы дипиррометенов характеризуются наличием фосфоресценции с высокой константой тушения триплетов кислородом (рис 1б). Наличие прямолинейной зависимости интенсивности фосфоресценции от концентрации кислорода (рис. 1в), высокая чувствительность, малое время отклика, низкая стоимость составов, за счет отсутствия дорогостоящих компонентов.

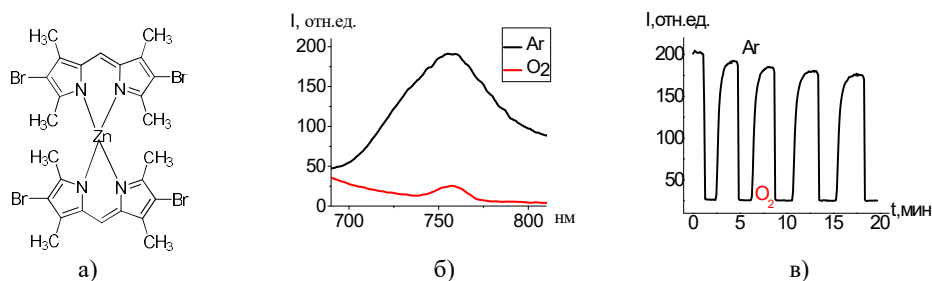


Рис. 1. Структурная формула комплекса $Zn[(Br_2(CH_3)_4dpm)]_2$ (а); спектры фосфоресценции в атмосфере аргона (Ar) и кислорода (O_2) (б); изменение интенсивности фосфоресценции при переключении газовой смеси от 100% аргона (Ar) к 100% кислороду (O_2) (в).

Все это подтверждает перспективность использования дипиррометеновых комплексов в качестве материалов для создания оптического датчика кислорода, который может быть успешно внедрен в биологические и медицинские исследования.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-73-00073.

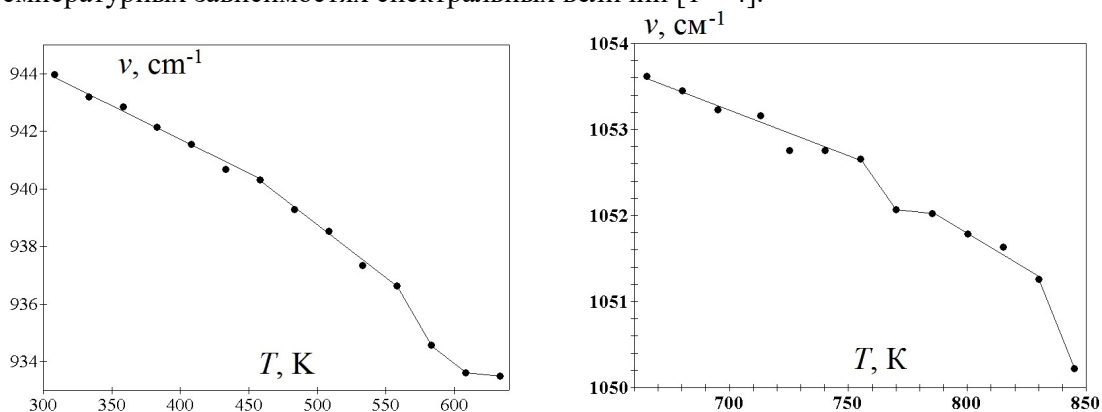
ОБЛАСТЬ ПРЕДПЛАВЛЕНИЯ И ПРЕДПЕРЕХОДНАЯ ОБЛАСТЬ ВБЛИЗИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПЕРВОГО РОДА В ИОННО-МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А. Р. Алиев*, И. Р. Ахмедов, М. Г. Какагасанов, З. А. Алиев

*Институт физики им. Х.И.Амирханова Дагестанского федерального исследовательского центра РАН
367015, Российская Федерация, Махачкала, ул. Ярагского, д. 94*

*E-mail: amiraliev@mail.ru

Методами спектроскопии комбинационного рассеяния исследованы фазовые переходы первого рода в нитратах $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ [1, 2], карбонатах Li_2CO_3 , Na_2CO_3 и K_2CO_3 [2, 3] и перхлоратах NaClO_4 и KClO_4 [2, 4]. Установлено, что в ионных кристаллах фазовый переход первого рода носит растянутый характер: в карбонатах [2, 3] и перхлоратах [2, 4] – это структурные фазовые переходы, а в нитратах [1, 2] – это фазовый переход «кристалл – расплав». Обнаружено существование предпереходной области в карбонатах [2, 3] и перхлоратах [2, 4] щелочных металлов и области предплавления [1, 2] в нитратах щелочноземельных металлов. Изменения в ближайшем окружении анионов происходят задолго (~100 К) до температуры перехода. Установлено, что область предплавления проявляется сильнее, чем предпереходная область [1 – 4]. Показано, что изменения структурно-динамических свойств и характера локального окружения анионов в предпереходной области и в области предплавления проявляются в температурных зависимостях спектральных величин [1 – 4].



На рисунке приведены температурные зависимости положений максимумов $\nu(T)$ спектральных контуров $\nu_1(A)$ полностью симметричных колебаний анионов ClO_4^- в NaClO_4 [2, 4] (слева) и NO_3^- в $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$ [1, 2] (справа). Предпереходная область 460–570 К и температура структурного фазового перехода 580 К в NaClO_4 [2, 4] (слева). Область предплавления 760–830 К и температура плавления 834 К в $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$ [1, 2] (справа).

1. А.Р. Алиев, И.Р. Ахмедов, М.Г. Какагасанов, З.А. Алиев. Комбинационное рассеяние в окрестности фазового перехода «кристалл – расплав» в нитратах щелочноземельных металлов // *Расплавы*, № 4, с. 351-362, 2020.

2. А.Р. Алиев, И.Р. Ахмедов, М.Г. Какагасанов, З.А. Алиев. Предпереходные явления в области фазовых переходов первого рода в ионно-молекулярных кристаллах // *Физика твердого тела*, т. 62, № 6, с. 890-901, 2020.

3. А.Р. Алиев, И.Р. Ахмедов, М.Г. Какагасанов, З.А. Алиев. Предпереходные явления в области структурного фазового перехода в кристаллическом карбонате натрия // *Кристаллография*, т. 65, № 2, с. 288-291, 2020.

4. А.Р. Алиев, И.Р. Ахмедов, М.Г. Какагасанов, З.А. Алиев. Предпереходные явления в области структурных фазовых переходов в кристаллах перхлоратов // *Журнал физической химии*, т. 94, № 7, с. 1017-1023, 2020.

ЩЕЛОЧНО-АЛЮМО-БОРАТНАЯ СТЕКЛООБРАЗНАЯ СИСТЕМА С ХРОМОМ: ГРАНИЦЫ СОСТАВОВ, ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ

А. Н. Бабкина^{1*}, А.И. Бухвостов¹, Е. В. Кульпина¹, К. С. Зырянова¹, Д. Т. Валиев²

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кроверкский пр., д. 49

*E-mail: babkina.anastasya@bk.ru

²Томский политехнический университет

634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 30

В работе представлены результаты исследований щелочно-алюмо-боратного стекла и полученного на его основе стеклокерамики, легированной ионами Cr^{3+} . Определено, что стеклокерамика с хорошими люминесцентными свойствами ограничена содержанием B_2O_3 от 30 до 60 мол.%. Спектры люминесценции состоят из трех полос в области 685-715 нм. Квантовый выход достигает 70%, а время жизни люминесценции – 8 мс. Полосы люминесценции соответствуют трем типам кристаллов, выделяющихся в матрице стекла: $\text{Al}_4\text{B}_6\text{O}_{15}$, $\text{LiAl}_7\text{B}_4\text{O}_{17}$ и $\text{Li}_2\text{Al}_4\text{O}_7$, в структуру которых встраиваются ионы Cr^{3+} . Прозрачность и высокие люминесцентные характеристики стеклокерамики позволяют использовать ее при создании красных люминесцентных фильтров.

Люминофоры без редкоземельных элементов, излучающие в красной области спектра, вызывают большой интерес к созданию устройств с теплыми белыми светодиодами (w-LED) с высоким индексом цветопередачи и высокой светоотдачей. С этой точки зрения наиболее важными редкоземельными ионами, которым в настоящее время уделяется большое внимание, являются ионы Mn^{4+} и Cr^{3+} . Ион Cr^{3+} имеет ту же электронную конфигурацию $3d^3$, что и Mn^{4+} и V^{2+} [1]. Наиболее распространенная степень окисления хрома, используемого в люминофорах, равна +3, хотя в одном материале можно получить степени окисления от +2 до +6. d - электроны Cr^{3+} описываются стандартной теорией кристаллического поля: расположение энергетических уровней может быть параметром кристаллического поля Dq и межэлектронными взаимодействиями, определяемыми параметрами Рака В и С [2].

Данная работа посвящена исследованию влияния состава на люминесцентные свойства щелочно-алюмо-боратного стекла и стеклокерамики, легированной ионами хрома, а также предполагаемой области применения исследуемого материала.

Матрица исходных стекол имела состав: $(25-0,25x) \text{Li}_2\text{O} - (25-0,25x) \text{K}_2\text{O} - (50-0,5x) \text{Al}_2\text{O}_3 - x\text{B}_2\text{O}_3$, где x варьировался от 30 до 90 мол.% с шагом 5 мол.%. Стеклокерамики были синтезированы путем двухступенчатой термообработки исходных стекол при температуре: 450°C в течение 10 часов и 600°C в течение 1 часа. Сверх 100% все составы содержали 0,1 мол.% Cr_2O_3 и 1 мол.% Sb_2O_3 .

Спектры поглощения и люминесценции были зарегистрированы на спектрофотометре Lambda 650 UV-Vis и спектрофлуориметре LS-55 (PerkinElmer). Абсолютный квантовый выход был определен на установке Absolute PL Quantum Yield Measurement System (фирма Hamamatsu). Состав выделенной в матрице стекла кристаллической фазы был определен с помощью дифрактометра Rigaku Ultima IV.

Спектры люминесценции были получены при возбуждении излучением с длиной волны 532 нм. Зависимость формы спектра люминесценции стеклокерамики от содержания оксида бора в составе показана на рисунке 1. В матрице стекол, содержащих 30-35 мол.% B_2O_3 , сразу после отжига выделились кристаллы $\text{Li}_2\text{Al}_4\text{O}_7$, в спектре люминесценции доминирует полоса с максимумом на 715 нм. Широкий диапазон составов стекла с содержанием оксида бора от 40 до 60% показал выделение в матрице кристаллов $\text{LiAl}_7\text{B}_4\text{O}_{17}$, однако ввиду большого числа рефлексов на дифрактограмме, был сделан вывод о наличии других кристаллических фаз. Спектр люминесценции при этом состоял из трех полос с максимумами на 685, 700 и 715 нм, у стеклокерамик с большим содержанием B_2O_3 квантовый выход люминесценции варьировался в области нуля, а

состав кристаллов, выделенных в процессе термообработки, был $\text{LiAl}_7\text{B}_4\text{O}_{17}$ и $\text{Al}_4\text{B}_6\text{O}_{15}$ для стекол с 65-75 мол.% и 80-90 мол.% B_2O_3 соответственно.

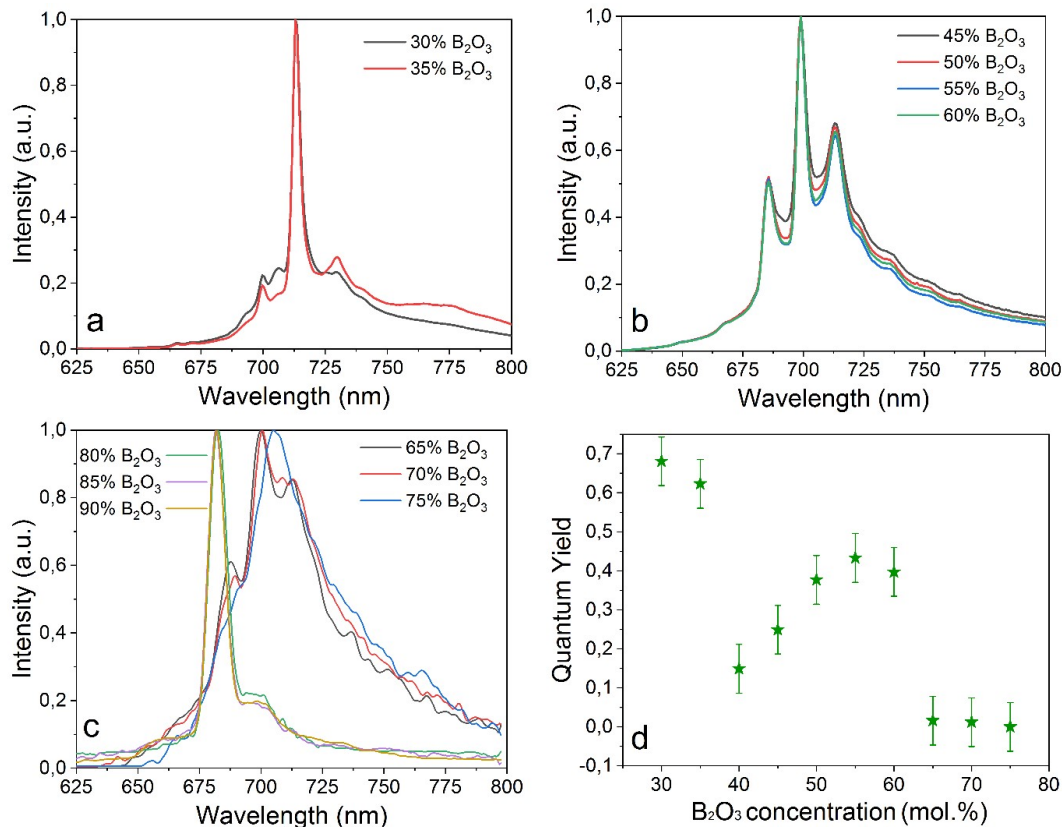


Рис. 1. Спектры люминесценции щелочно-алюмо-боратной стеклокерамики, активированной хромом, с разным содержанием оксида бора (a, b, c) и квантовый выход люминесценции (d)

На основании спектров возбуждения люминесценции стеклокерамик были определены значения силы кристаллического поля лигандов Dq/B вокруг ионов хрома по формулам, приведенным в работе [2]. Согласно расчету, зависимость Dq/B от содержания B_2O_3 в составе стекла повторяет вид концентрационной зависимости квантового выхода. Это свидетельствует о том, что при выделении кристаллов в матрице стекла ионы Cr^{3+} входят в состав кристаллической фазы вместо ионов Al^{3+} , оказываясь при этом в высокосимметричном октаэдрическом окружении. В таком состоянии Cr^{3+} демонстрирует интенсивную люминесценцию согласно переходу ${}^2\text{E} \rightarrow {}^4\text{A}_2$. Однако в отличие от чисто кристаллических сред [2], расщепления R-линии не происходит за счет наличия неоднородного уширения, характерного для аморфных сред. Так как драйвером кристаллизации в большинстве составов выступал Li_2O , то в стеклах с большим содержанием B_2O_3 объем выделенной кристаллической фазы был достаточно мал, что демонстрирует в том числе сила кристаллического поля. Большинство ионов хрома при этом находятся в аморфном окружении и имеют люминесценцию согласно разрешенному переходу ${}^4\text{T}_2 \rightarrow {}^4\text{A}_2$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (№ 19-72-10036).

Список литературы

1. Y. Tanabe, S. Sugano. On the absorption spectra of complex ions. Part II // J. Phys. Soc. Japan, vol. 9 (5), pp. 766–779, 1954.
2. S. Adachi. Photoluminescence Spectroscopy and Crystal-Field Parameters of Cr 3+ Ion in Red and Deep Red-Emitting Phosphors // ECS J. Solid State Sci. Technol., vol. 8 (12), pp. R164–R168, 2019.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С ГРАДИЕНТНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МЕТОДОМ ДВУХФОТОННОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЛИТОГРАФИИ

Т. Г. Балуйан*, М. И. Шарипова¹, М. Д. Апарин¹, М. А. Сиротин¹, В. О. Бессонов¹,
А. А. Федянин¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

*E-mail: baluyan@nanolab.phys.msu.ru

Минимизация и оптимизация устройств интегральной фотоники, в том числе и в рамках концепции «лаборатория на чипе» требует от исследователей умения создавать миниатюрные устройства для управления излучением, например, линзы. Однако, когда речь идет о характерных размерах устройства в несколько единиц или десятков микрон, управлять преломляющими свойствами за счет формы поверхности невозможно. В этом случае удобно делать элементы с градиентом показателя преломления. В данной работе описана методика создания таких элементов методом двухфотонной лазерной литографии.

Двухфотонная лазерная литография – это перспективный и удобный метод создания микроструктур для устройств интегральной нанофотоники, таких, как волноводы [1] или линзы [2].

В процессе двухфотонной лазерной литографии в объеме фоторезиста под действием сфокусированного лазерного излучения происходит полимеризация в результате одновременного поглощения двух фотонов. При этом количество образованных таким образом сшивков напрямую зависит от количества фотонов, которым облучался фоторезист. От количества сшивков, в свою очередь, зависят уже материальные характеристики полимеризованной структуры, такие, как плотность и показатель преломления, а количество фотонов, в свою очередь, определяется средней мощностью попадающего в объем фоторезиста лазерного излучения. Таким образом, если менять мощность излучения непосредственно во время печати, можно создавать микроструктуры с заданным распределением показателя преломления с разрешением в 50 нм [3].

В этой работе продемонстрирована возможность печати таких структур при помощи двухфотонной лазерной литографии. Были напечатаны параллелепипеды с размерами 25x25x10 мкм с линейным, экспоненциальным и гауссовым распределением показателя преломления в фоторезисте SZ2080. Значения показателей преломления в разных точках структур были оценены методом оптической когерентной микроскопии.

Список литературы

1. Abrashitova K. A. et al. Bloch surface wave photonic device fabricated by femto-second laser polymerisation technique //Applied Sciences. – 2018. – Т. 8. – №. 1. – С. 63.2.
2. Sharipova M. I. et al. Effect of pyrolysis on microstructures made of various photore-sists by two-photon polymerization: comparative study //Optical Materials Express. – 2021. – Т. 11. – №. 2. – С. 371-384.
3. Emons M. et al. Two-photon polymerization technique with sub-50 nm resolution by sub-10 fs laser pulses //Optical materials express. – 2012. – Т. 2. – №. 7. – С. 942-947.

ВЛИЯНИЕ ХИРАЛЬНЫХ ДИКАМФОРДИИМИНОВ НА СВОЙСТВА ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

А.А.Батракова^{1*}, В. А. Бурмистров¹, И.В. Новиков¹

¹Ивановский государственный химико-технологический университет
153000, Российская Федерация, Иваново, ул. Шереметевский проспект, д. 7

*E-mail: a.ukhova@yandex.ru

В представленной работе изучено влияние оптически активного дикамфора(+)-гексаметилендиимина ((ДК+)-ГМДА) с удельным оптическим вращением $[\alpha]^{25} = -33,7$ на мезоморфные, диэлектрические и оптические свойства нематического жидкокристаллического соединения 4-(транс-4-пентил-циклогексил)-бензонитрила (ПЦГБН). Методом поляризационной термомикроскопии были определены температуры фазовых переходов, интервал существования мезофазы и текстуры исследуемых соединений. Диэлькометрически получены температурные зависимости компонент диэлектрической проницаемости в хиральной нематической и изотропножидкой фазах. Получены температурные и концентрационные зависимости индексов рефракции и двулучепреломления.

4-(транс-4-пентил-циклогексил)-бензонитрил проявляет нематическую мезофазу с мраморной текстурой (рис. 1а) в температурном интервале (30,0÷55,0°C) и имеет сравнительно высокую положительную диэлектрическую анизотропию ($\Delta\epsilon = 22,3$ при 30 С). В некоторых смесях ПЦГБН с (ДК+)-ГМДА наблюдалось образование текстур «отпечатков пальцев» (Рис. 1б и 1в). Данный факт свидетельствует об индуцировании данным соединением хиральных нематических фаз.

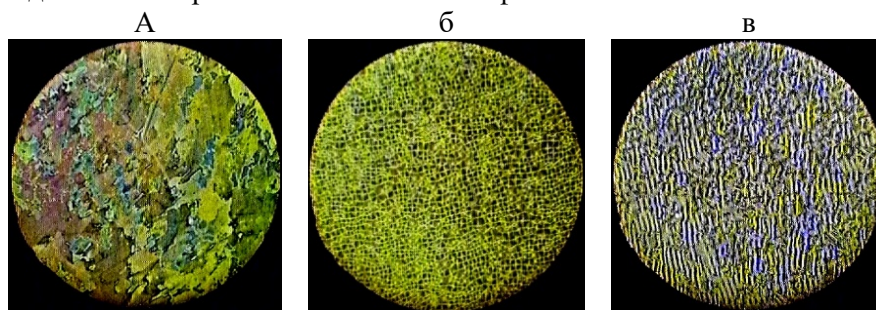


Рис. 1. а) Мраморная текстура ПЦГБН при 30⁰С; б) Текстура смеси с (ДК+)-ГМДА в количестве 3,67% при 25⁰С; в) Текстура «отпечатков пальцев» смеси с (ДК+)-ГМДА в количестве 4,50% при 25⁰С.

Температуры фазовых переходов исследуемых жидкокристаллических смесей (табл. 1) определенные методом поляризационной термомикроскопии свидетельствуют о снижении термостабильности мезофазы с увеличением концентрации допанта. При этом температурный интервал существования жидкого кристалла остается неизменным. Используя текстуры (рис. 1), были рассчитаны значения шага спирали при различных температурах и концентрациях ПЦГБН (рис. 2).

Таблица 1

Температуры фазового перехода N-I в смесях ПЦГБН с (ДК+)-ГМДА

Концентрация, %	Мольная доля	$T^{\circ}C_{N-I}$
0	0,0000	56,0
0,89	0,0060	53,1
1,68	0,0113	50,8
2,63	0,0177	48,6
3,67	0,0247	46,1
4,50	0,0304	43,6

Для ряда концентраций системы ПЦГБН с (ДК+)-ГМДА были получены зависимости шага спирали от температуры (рис. 2).

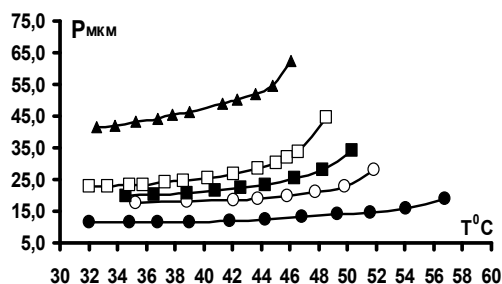


Рис. 2. Температурные зависимости шага спирали в смесях ПЦГБН с (ДК+)-ГМДА при концентрации допанта, %: \blacktriangle – 0,89; \bullet – 1,68; \circ – 2,63; \blacksquare – 3,67; \square – 4,50.

Как видно из рис. 2 величина шага спирали в смесях при температурах существования мезофазы практически не меняется и возрастает вблизи нематико-изотропного фазового перехода.

На рис.3. представлены экспериментальные температурные зависимости компонент диэлектрической проницаемости и анизотропии $\Delta\epsilon$ смесей ПЦГБН с (ДК+)-ГМДА в мезофазе и изотропно-жидком состояниях. В связи с тем, что растворы разного состава имеют неодинаковые температуры перехода нематик - изотропная жидкость, использована шкала приведённых температур ($T_{\text{прив.}} = T - T_{N-I}$), так как это соответствует одинаковой степени нематического порядка.

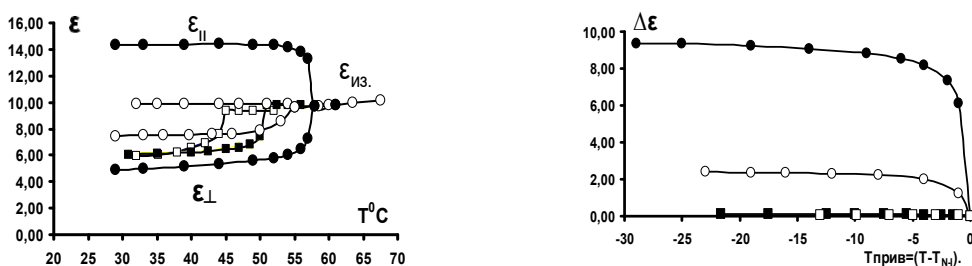


Рис. 3. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости и анизотропии $\Delta\epsilon$ смесей ПЦГБН с (ДК+)-ГМДА при концентрации допанта, %: \bullet – 0; \circ – 0,89; \blacksquare – 1,67; \square – 3,67.

Резкое изменение $\Delta\epsilon$ в мезофазе, систем с оптически активным допантом связано с переходом в нематик со спиральной упорядоченностью. Введение немезоморфных добавок (ДК+) ГМДА в ПЦГБН оказывает влияние на природу мезофазы, ее термостабильность и диэлектрические свойства. В связи с этим, представляет интерес исследование оптической анизотропии данных жидкокристаллических систем.

Были получены температурные и концентрационные зависимости индексов рефракции и двулучепреломления (Δn) (рис. 4) растворов оптически активного (ДК+) ГМДА.

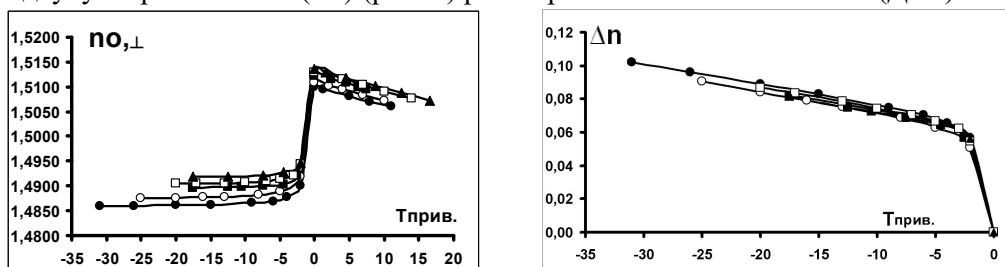


Рис. 4. Температурные зависимости показателя преломления и двулучепреломления Δn смесей ПЦГБН с (ДК+) ГМДА при концентрации допанта, %:
 \bullet – 0; \circ – 0,89%; \blacksquare – 2,63%; \square – 3,67%; \blacktriangle – 4,50%.

Анализ этих данных показал, что увеличение концентрации допанта сопровождается незначительным уменьшением двулучепреломления, что связано в основном с падением параметра ориентационного порядка.

ТОПОГРАФИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТОПЛАЗМОННОГО КРИСТАЛЛА

В. К. Беляев^{1*}, Д. В. Мурзин¹, А. А. Грунин², А. А. Федянин², В. В. Родионова¹

¹*Балтийский федеральный университет им И. Канта
236041, Российская Федерация, Калининград, ул. Невского, д. 14
E-mail: belyaev@lnmm.ru

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

Работа посвящена использованию магнитоплазмонного кристалла на основе пермаллоя с дифракционной схемой возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, пригодного для зондирования постоянного магнитного поля. Эксперименты проводились в геометрии поперечного эффекта Керра. Показана возможность измерения топографии магнитного поля экспериментальных объектов, таких как провод, плоская катушка с постоянным током и набор постоянных магнитов.

Технологический прогресс задает направления развития современных фундаментальных и экспериментальных подходов к исследованию материалов, и их адаптации под различные приложения. В области физики актуальной задачей является исследование механизмов формирования структурных, магнитных, оптических и магнитооптических свойств материалов на нано- и микро- масштабах. В последние годы активно развиваются направления магнетизма и оптики, задачами которых являются поиск путей создания магнитно-высокоанизотропных наноструктур для проведения исследований взаимодействия электромагнитных волн с материалами на субдлинноволновых масштабах.

Локализовать энергию оптического излучения можно при помощи магнитоплазмонных кристаллов (МПлК) – наноструктур, состоящих из благородных и ферромагнитных металлов, покрытых слоем диэлектрика. В таких структурах возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на границах раздела материалов с различными знаками диэлектрической проницаемости [1]. Отличительными особенностями МПлК являются принципиальная возможность усиления магнитооптических эффектов за счет более эффективного [2] взаимодействия электромагнитных волн с ферромагнитным материалом путем возбуждения ППП и возможность активного управления поляризацией и интенсивностью отраженного света в оптическом диапазоне длин волн посредством изменения напряженности магнитного поля. Возбуждение ППП в МПлК реализуется за счёт дифракционной схемы [3].

МПлК могут быть использованы в качестве чувствительных элементов в датчиках концентрации [4]. Недавно было показано, что МПлК можно использовать в качестве чувствительного элемента датчика напряженности постоянного магнитного поля [5]. Чувствительность датчика определяется полевой зависимостью величины магнитооптического отклика МПлК, которая, в свою очередь, определяется комбинацией магнитного и плазмонного вкладов. Таким образом, меняя параметры толщины и составы функциональных слоев МПлК и периоды/высоты дорожек дифракционных решеток, использованных в качестве подложек, появляется возможность настраивать параметры чувствительных элементов для выполнения определенного круга задач.

Данная работа демонстрирует возможность измерения напряженности постоянного магнитного поля и его топографирования при помощи датчика на основе МПлК, состоящего из 50 нм серебра, 15 нм пермаллоя и 20 нм нитрида кремния, нанесенных на дифракционную решетку с периодом 320 нм и высотой дорожек 20 нм. Используемый подход основан на зависимости магнитооптического отклика от величины постоянного магнитного поля, сонаправленного с переменным модулирующим магнитным полем. Таким образом, перемещая источник постоянного магнитного поля в плоскости МПлК (XY) на определенном расстоянии (Z) можно провести трехмерное топографирование постоянного магнитного поля. В качестве источников постоянного магнитного

поля были использованы: провод, плоская индукционная катушка с постоянным током и набор постоянных магнитов.

В качестве примера, на (рис. 1) показана схема эксперимента и полученные карты распределения напряженности магнитного поля, создаваемого постоянным током в плоской катушке с внешним диаметром 15 мм и состоящей из 10 витков. Топографирование проводилось путем перемещения плоской катушки в области 24х24 мм с шагом 0.5 мм в плоскости XY. Во время топографирования через катушку пропускался постоянный ток силой 400 мА.

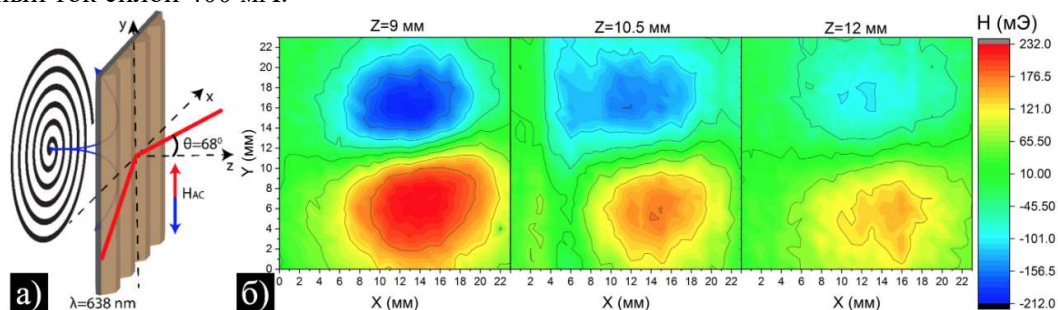


Рис. 1. Схема эксперимента по топографированию постоянного поля, создаваемого плоской катушкой, показана на панели а). Панель б) – измеренные распределения постоянного магнитного поля при расстоянии между МПлК и катушкой $Z=9, 10.5$ и 12 мм.

Чувствительность к изменению постоянного магнитного поля в экспериментальной конфигурации составила 7 мЭ при фокусировке падающего пучка в круглое пятно диаметром 150 мкм. Достигнутые значения чувствительности и разрешения достаточны для использования МПлК в качестве эффективного датчика для магнитной дефектоскопии.

Исследование поддержано Министерством Науки и Высшего Образования Российской Федерации № 13.2251.21.0143.

Список литературы

1. Belotelov V.I., Akimov I.A., Pohl M., Kotov V.A., Kasture S., Vengurlekar A.S. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // *Nat. Nanotechnol.* vol. 6. Pp. 370–376, 2011/
2. Halagacka L., Vanwolleghe M., Postava K., Dagens B., Piřstora J. Coupled mode enhanced giant magnetoplasmonics transverse Kerr effect // *Opt. Express.* vol. 21, no. 19. Pp. 21741–21755, 2013.
3. Zayats A.V., Smolyaninov I.I. Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons // *J. Opt. A. Pure. Appl. Op.* vol. 5, no. 4. Pp. S16–S50, 2003.
4. Grunin A.A., Mukha I.R., Chetvertukhin A.V., Fedyanin A.A. Refractive index sensor based on magnetoplasmonic crystals // *J. Magn. Magn. Mater.* vol. 415. Pp. 72–76, 2016.
5. Belyaev V.K., Rodionova V.V., Grunin A.A., Inoue M., Fedyanin A.A. Magnetic field sensor based on magnetoplasmonic crystal // *Sci. Rep.* vol. 10, no 1. P. 7133, 2020.

ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.А. Бурцев, А.В. Киселев, В.В. Ионин, Н.Н. Елисеев, В.А. Михалевский, А.А. Лотин

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

140700, Российская Федерация, Московская область, г. Шатура, ул. Святоозерская, д. 1.

**E-mail: murrkiss2009@yandex.ru*

В работе приведены результаты комплексного исследования температурной динамики удельного электрического сопротивления, оптического коэффициента оптического пропускания, энтальпии фазовых переходов и структуры образцов фазоизменяемых материалов GeTe, GST и GSST, полученных методом вакуумного термического напыления. Продемонстрирован сложный процесс кристаллизации материала GSST. Показано, что ступенчатое изменение удельного электрического сопротивления: для тонкой пленки GeTe оно составило 4.5 порядка величины, для GST – 5 и для GSST это значение достигло 6 порядков величины. Участки температур с максимальными значениями производных удельного сопротивления и коэффициента оптического пропускания хорошо совпадают с температурами кристаллизации, определенными методом ДСК.

Фазоизменяемые материалы (ФИМ) представляют собой соединения, обладающие несколькими стабильными фазовыми состояниями (аморфное и одно или несколько кристаллических), свойства которых различны. Этот контраст, в первую очередь, обусловлен существенным различием в структурном порядке, концентраций носителей заряда и механизмов химической связи [1, 2]. Высокий контраст физических свойств, скорость и обратимость фазовых переходов, а также их долговременная стабильность делают ФИМ перспективными материалами для создания оптоэлектронных [3], мемристорных [4] и нейроморфных устройств [5, 6].

Одним из наиболее известных и первым нашедший применение фазоизменяемых материалов является полупроводник-сегнетоэлектрик теллурид германия (GeTe). Позже широкое применение нашло тройное соединение $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST) благодаря более низкой температуре фазового перехода, что делает устройства на его основе менее энергоемкими по сравнению с GeTe. Сегодня большой интерес представляют ФИМ с «развязанными» между собой оптическими характеристиками показателем преломления n и коэффициентом экстинкции k . Такое интересное свойство проявляет GST, легированное селеном [7]. Эта уникальная особенность $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Se}_4\text{Te}_1$ (GSST) открывает перспективу его коммерческого использования, в первую очередь в волоконной оптике.

Для использования ФИМ в новых приложениях необходимо глубокое изучение температурной динамики фазового перехода между аморфной и кристаллической фазами, а также между метастабильной и стабильной кристаллической фазами. Однако, несмотря на интенсивные исследования свойств тонких пленок на основе соединений Ge-Sb-Te, данные об их теплофизических характеристиках в литературе противоречивы, а значения констант разбросаны в широком диапазоне [8]. Поэтому необходим комплексный анализ изменения свойств материалов в результате фазовых трансформаций при нагреве.

В работе представлены результаты исследования температурной динамики оптического коэффициента пропускания, удельного электрического сопротивления, энтальпии и структуры образцов тонких пленок GeTe, GST и GSST. Методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) были определены энтальпии фазовых переходов из исходного аморфного в стабильную кристаллическую фазы для первых двух материалов. При этом наблюдалось существенное ступенчатое изменение электрического удельного сопротивления на 4-6 порядка величины и оптического коэффициента пропускания на 80-100 % при фазовых переходах из исходного аморфного в стабильную кристаллическую фазу. Образец GSST демонстрирует высокотемпературный переход, что связано с высоким содержанием германия и селена [9]. Сплавы на основе Se обладают более высокой температурой кристаллизации, быстрой скоростью перехода, низкой теплопроводностью.

стью и низкой температурой плавления по сравнению с GST, и наряду с содержанием германия, обеспечивают очень высокую термическую стабильность аморфного состояния [10]. Пик сигнала ДСК в области перехода имеет сложную форму, которая является результатом наложения экзо- и эндотермического эффектов. Такая форма пика сигнала ДСК указывает на то, что фазовый переход сопровождается интенсивной рекристаллизацией, что проявляется в виде двух конкурирующих эффектов. Данные измеренного электрического удельного сопротивления указывают на то, что аморфная фаза GSST обладает более высоким (почти два порядка) сопротивлением по сравнению с GeTe и GST. Высокая стабильность аморфного состояния этого материала открывает перспективы его применения в устройствах хранения данных. Фазовые состояния исследуемых материалов подтверждались рентгеноструктурным анализом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

Список литературы

1. Phase Change Materials. Science and Applications / ed. S. Raoux, M. Wutting. Springer Science+Business Media, 430 p., 2009.
2. A.H. Edwards, A.C. Pineda, P.A. Schultz, et al. Theory of persistent, p-type, metallic conduction in c-GeTe // *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 17, pp.329–335, 2005.
3. New Directions in Thin Film Nanophotonics / K.V. Sreekanth, M. ElKabbash, V. Caligiuri, et al., Springer Nature Singapore, 182 p., 2019.
4. C.D. Wright, L. Wang, M.M. Aziz, et al. Phase-change processors, memristors and memflectors // *Phys. Status Solidi (B)*, vol. 249, pp. 1978–1984, 2012.
5. W. Zhang, R. Mazzarello, M. Wuttig, et al. Designing crystallization in phase-change materials for universal memory and neuro-inspired computing // *Nat. Rev. Mater.*, vol. 4, pp. 150–168, 2019
6. V.V. Ionin, A.V. Kiselev, A.A. Burtsev et al. An optical synapse based on a polymer waveguide with a GST₂₂₅ active layer // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 119, 081105, 2021
7. Y. Zhang, J.B. Chou, J. Li, et al. Broadband transparent optical phase change materials for high-performance nonvolatile photonics // *Nat. Com.*, vol. 10, 4279, 2019
8. S.A. Kozyukhin, A.A. Sherchenkov, V.M. Novotortsev, et al. Phase-change-memory materials based on system chalcogenides and their application in phase-change random-access memory // *Nanotechnol Russia*, vol. 6, pp. 227-236, 2011
9. G. Navarro, M. Coué, A. Kioussoglou, et al. Trade-off between SET and data retention performance thanks to innovative materials for phase-change memory // 2013 IEEE IEDM, 21, pp. 5.1-5.4, 2013
10. C. Koch, A.-L. Hansen, T. Dankwort, et al. Enhanced temperature stability and exceptionally high electrical contrast of selenium substituted Ge₂Sb₂Te₅ phase change materials // *RSC Adv.*, vol. 7, pp. 17164-17172, 2017

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО НАГРЕВА ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ НАНОКОМПЛЕКСОВ С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

С. А. Буриков*, А. А. Федянина, Е. А. Филиппова, Т.А. Доленко

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1 строение 2*

*E-mail: sergey.burikov@gmail.com

Данная работа посвящена проблеме возможного локального нагрева водных суспензий нанолюминофоров $\text{NaYF}_4: \text{Yb}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$ лазерным излучением ИК-диапазона. Изменение температуры суспензий было оценено с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света. При этом была использована чувствительность валентной полосы воды к изменению температуры. Установлено, что в суспензиях с концентрацией люминофоров 0.1 мг/мл при импульсном зондировании наносекундными лазерными импульсами при мощностях накачки до 150 мВт локальным нагревом можно пренебречь.

В настоящее время нанодисперсные люминофоры на основе ионов лантаноидов привлекают большое внимание благодаря возможности реализации для них режима антистоксовой (апконверсионной) люминесценции при инфракрасном возбуждении. Это открывает широкие перспективы их использования в различных приложениях: биомедицине (благодаря отсутствию необходимости выделять полезный сигнал люминесценции наночастиц на фоне собственной люминесценции биологической среды), фотоэлектрических приборах, технологиях защищенной печати, термометрии [1]. Чаще всего такие люминофоры состоят из инертной матрицы, легированной двумя разными редкоземельными ионами. Один из них (сенсibilизатор), обладающий большим сечением поглощения, поглощает возбуждающее излучение инфракрасного диапазона и передает его на другой ион (активатор), обладающий интенсивной люминесценцией в видимом диапазоне. В качестве сенсibilизаторов часто используются ионы иттербия, а в качестве активаторов – ионы тулия или эрбия [1].

Важной особенностью комплексов с ионом иттербия в качестве сенсibilизатора и ионом тулия в качестве активатора $\text{NaYF}_4: \text{Yb}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$ является наличие у тулия термически связанных уровней. По соотношению интенсивностей сигнала люминесценции с этих уровней можно создать на основе таких комплексов температурный наносенсор. Такие сенсоры позволяют определять температуру с достаточно высокой точностью, однако не являются универсальными: в реальных биологических средах точность резко падает [2]. Одной из возможных причин этого может быть локальный нагрев суспензии при возбуждении люминесценции комплексов на длине волны 975-980 нм (как это делается чаще всего). Нагрев может возникать, во-первых, из-за того, что вода сама по себе имеет в этой области слабую полосу поглощения (соответствующую второму обертому валентных колебаний ОН-групп). Во-вторых, причиной нагрева может быть поглощение излучения ионами иттербия, выступающими в роли сенсibilизатора и имеющими в этой области свою полосу поглощения. Локальный нагрев может вносить большую систематическую ошибку.

В данной работе для выяснения роли локального нагрева импульсным лазерным излучением на длине волны 975 нм был использован следующий метод. Для зондирования водных суспензий $\text{NaYF}_4: \text{Yb}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$ использовался параметрический генератор света (ПГС), генерирующий излучение на двух длинах волн (сигнальной и холостой) – 558 нм и 975 нм. Излучение с длиной волны 975 нм используется для возбуждения антистоксовой люминесценции, а излучение на длине волны 558 нм – для возбуждения сигнала комбинационного рассеяния (КР) воды. Для определения температуры суспензии было использовано то обстоятельство, что валентная полоса КР воды чувствительна к изменению температуры [3]. При повышении температуры максимум валентной

полосы смещается в сторону высоких частот, а форма полосы меняется: увеличивается интенсивность высокочастотной области, а интенсивность низкочастотной уменьшается. По соотношению интенсивностей высокочастотной и низкочастотной областей полосы можно определять температуру воды [3].

На Рис. 1 (слева) представлены валентные полосы КР воды суспензий $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$ при разных температурах в диапазоне 26-50°C при возбуждении излучением с длиной волны 558 нм. Для определения температуры воды использовался параметр χ_{21} , равный отношению интенсивностей в максимуме спектра и на частоте (волновом числе) 3261 cm^{-1} .

Валентные полосы КР воды сначала регистрировались при зондировании излучением только с длиной волны 558 нм, затем при зондировании излучением с длинами волн 558 нм и 975 нм одновременно, затем снова только с длиной волны 558 нм. Мощность возбуждающего излучения составляла 50 мВт для излучения с длиной волны 558 нм и 150 мВт – для излучения с длиной волны 975 нм. На Рис. 1 (справа) представлены зависимости χ_{21} от температуры суспензии для всех случаев.

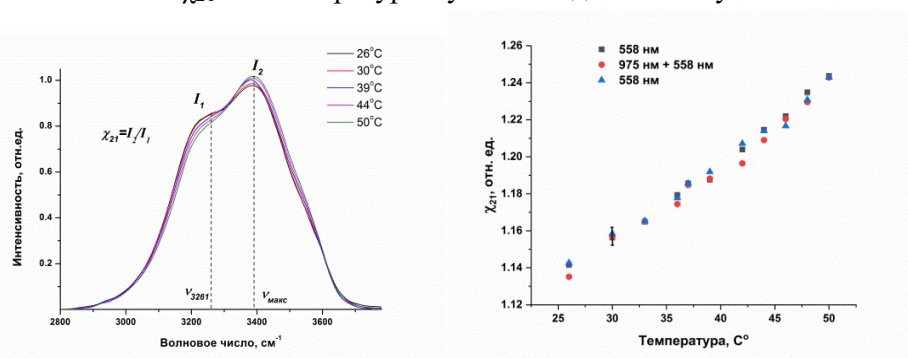


Рис. 1. Валентные полосы КР воды водной суспензии комплексов $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$ при разных температурах (слева). Зависимость значения параметра χ_{21} от температуры при зондировании излучением только с длиной волны 558 нм и с длинами волн 558 нм и 975 нм одновременно (справа).

Как можно заметить, значения параметра χ_{21} , полученные при зондировании на двух длинах волн, не превосходят таковые, полученные при зондировании только на длине волны 558 нм. Это значит, что, по крайней мере, при исследуемых значениях концентрации наночастиц (0.1 мг/мл) и мощности накачки на длине волны 975 нм (150 мВт) при импульсном зондировании локальный нагрев суспензии отсутствует. Следовательно, при таких условиях эксперимента локальный нагрев среды лазерным излучением не может влиять на точность определения температуры с помощью сенсора на основе комплексов $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что при зондировании водных суспензий $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$ с концентрацией 0.1 мг/мл импульсным лазерным излучением ИК-диапазона при мощностях накачки до 150 мВт влиянием локального нагрева можно пренебречь.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Список литературы

- 1 J. Zhou, Q. Liu, W. Feng, Yun Sun, F. Li. Upconversion Luminescent Materials: Advances and Applications // Chem. Rev. vol. 115, pp. 395–465, 2015.
2. O. Sarmanova, S. Burikov, K. Laptinskiy, et. al. In Vitro Temperature Sensing with Up-Conversion $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$ - based Nanocomposites: Peculiarities and Pitfalls // Spectrochim. Acta, Part A, vol. 241, 118627, 17 pp., 2020.
3. D. A. Leonard, B. Caputo, F. E. Hoge. Remote sensing of subsurface water temperature by Raman scattering // Applied Optics, vol. 18, Issue 11, pp. 1732-1745, 1979.

СИНТЕЗ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА РАДИАЦИОННОЙ КЕРАМИКИ $MgAl_2O_4:Eu$

Н. Д. Чан*, Е. Ф. Полисадова, В. М. Лисицын

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 30

*E-mail: nhandatran94@gmail.com

Образцы керамики $MgAl_2O_4$ с активатором Eu^{3+} в различных концентрациях были синтезированы радиационным методом. Исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) синтезированных радиационных керамик при ультрафиолетовых (УФ) возбуждениях с $\lambda = 275$ нм и $\lambda = 300$ нм. В спектрах люминесценции образцов керамики $MgAl_2O_4:Eu$ наблюдается свечение собственных и примесных центров в диапазоне 410–850 нм. Интенсивность полос ФЛ и их соотношение зависит от концентрации активатора, и от условий возбуждения. Увеличение концентрации ионов Eu^{3+} в составе шпинели приводит к увеличению интенсивности свечения полос 595 и 615 нм, обусловленных излучательными переходами ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ и ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ в ионе европия соответственно, при этом интенсивность в красной области спектра уменьшается, при длине волны возбуждающего излучения 275 нм. При использовании для возбуждения $\lambda = 300$ нм в спектре доминирующим является свечение в области 630–800 нм.

Алюмомагниева шпинель (АМШ) является одним из важных и перспективных материалов, применяемых в области оптики, лазеров, сцинтилляторов, термолюминесцентной дозиметрии, преобразователей излучения для «белых» светодиодов благодаря своим характерным свойствам. По этой причине разрабатываются новые методы синтеза, и активно исследуются люминесцентные и структурные свойства АМШ. Метод синтеза с использованием высокоэнергетического электронного пучка позволяет получать тугоплавкие материалы с высокой производительностью, гибко управлять технологическими условиями процесса, и, соответственно, синтезировать материалы с заданными свойствами [1].

АМШ является хорошей матрицей для введения ионов редкоземельных элементов с целью управления люминесцентными свойствами. В данной работе радиационным методом были синтезированы керамики АМШ с европием в концентрации 1 и 2 мас.% оксида европия Eu_2O_3 в шихте и исследованы их люминесцентные свойства при фото-возбуждении.

Для синтеза АМШ с активатором Eu проводили приготовление смесей микропорошков оксидов различного состава (табл. 1). Смеси порошков оксидов смешивали с помощью специального миксера в течение 2 часов, а затем смесь помещали в массивный медный тигель. Затем тигель с шихтой заданного состава облучался мощным потоком электронов от ускорителя ЭЛВ-6. Осуществлялось сканирование электронного пучка с энергией 1.4 МэВ и плотностью мощности 18–25 кВт/см² по поверхности тигля со скоростью 1 см·с⁻¹. После завершения облучения, тигель с полученным веществом охлаждался на холодной металлической плите в естественных условиях [1].

Таблица 1

Состав оксидов для процесса синтеза

Образец	Состав
MAS1	28% MgO, 71% Al ₂ O ₃ , 1% Eu ₂ O ₃
MAS2	28% MgO, 70% Al ₂ O ₃ , 2% Eu ₂ O ₃

Спектры ФЛ радиационной керамики АМШ исследовались с помощью флуоресцентного спектрофотометра *Agilent Cary Eclipse*. Результаты приведены на рис. 1.

Результаты показывают, что в спектрах люминесценции керамических образцов шпинели, активированной Eu , при УФ возбуждении присутствуют полосы свечения в синей и красной областях, характерные для шпинели [2,3]. Кроме того, имеется серия полос в «оранжевой» области спектра с длинами волн 595 и 615 нм, характерные для иона европия.

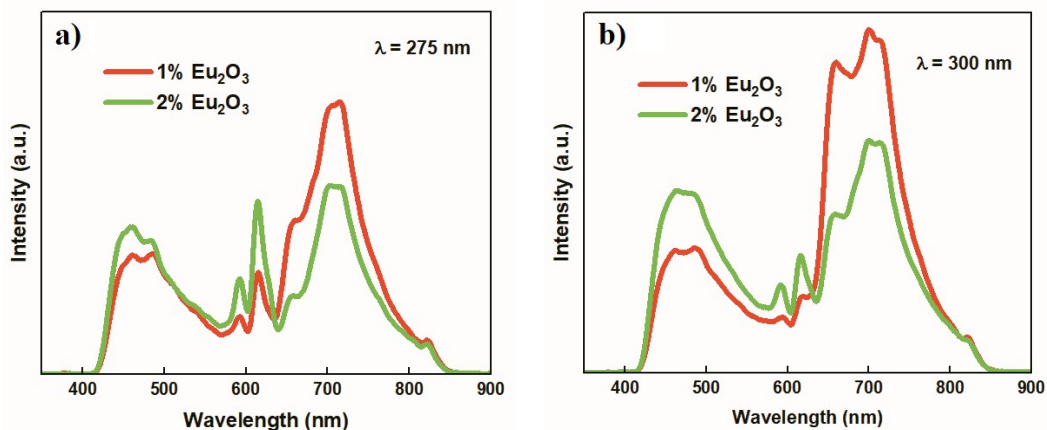


Рис. 1. Спектры ФЛ $\text{MgAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}$ при УФ возбуждений $\lambda = 275$ нм (а) и $\lambda = 300$ нм (б)

Установлено, что увеличение концентрации европия с 1 до 2 % приводит к увеличению интенсивности полос в области 590-630 нм, при этом изменяется соотношение свечения в «синей» и «красной» областях. На рис. 1а,б показано, что интенсивность полосы в области 710 нм уменьшается на ~30% с ростом концентрации европия. Увеличение длины волны возбуждения с 275 до 300 нм приводит к уменьшению эффективности свечения в полосах 595 и 615 нм, при этом возрастает интенсивность полос свечения в «синей» и «красной» областях спектра.

При УФ возбуждении, керамики АМШ показывает характерную флуоресценцию $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_j$ ($j = 1, 2, 3, 4$) ионов Eu^{3+} , состоящую из хорошо разрешенных полос, обусловленную излучательными переходами $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_1$ (595 нм), $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_2$ (626 нм), $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_3$ (675 нм) и $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_4$ (710 нм) соответственно [4]. Согласно исследованиям [4,5] интенсивность люминесценции в пике 615 нм за счет электрического дипольного перехода $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_2$ является наибольшей, однако наши результаты показывают, что доминирующей в спектре является широкая полоса в области 650-750 нм. Это может быть обусловлено присутствием неконтролируемой примеси ионов Cr^{3+} в матрице шпинели, которые имеют высокую эффективность свечения (переход $^2\text{E} \rightarrow ^4\text{A}_2$ в ионе хрома [2,6]), и в спектре наблюдается суперпозиция полос свечения ионов Cr^{3+} и Eu^{3+} .

Список литературы

1. V.M. Lisitsyn, L. A. Lisitsyna, M. G. Golkovskii, D. Mussakhanov, A. V. Ermolaev. Formation of Luminescing High-Temperature Ceramics upon Exposure to Powerful High-Energy Electron Flux // *Russian Physics Journal*, vol. 63, pp. 1615-1621, 2021.
2. Полисадова Е.Ф., Ваганов В.А., Степанов С.А. и др. Импульсная катодолюминесценция примесных центров в керамике на основе шпинели MgAl_2O_4 // *Журнал прикладной спектроскопии*. Т. 85, № 3, с. 407-412, 2018.
3. S. Sawai, T. Uchino. Visible photoluminescence from MgAl_2O_4 spinel with cation disorder and oxygen vacancy // *Journal of Applied Physics*, vol. 112, 103523 (6), 2012.
4. R.P.S. Chakradhar, B. J. Basu, R.V. Lakshmi. Effect of particle size and dopant concentration on photophysical properties of Eu^{3+} -doped rare earth oxysulphide phosphor coatings // *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, vol. 78, pp. 783-787, 2011.
5. I.E. Kolesnikov, E.V. Golyeva, A.V. Kurochkin, M.D. Mikhailov. Structural and luminescence properties of $\text{MgAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{3+}$ nanopowders // *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 654, pp. 32-38, 2016.
6. S.V. Motloun, B.F. Dejene, R.E. Kroon, O.M. Ntwaeaborwa, H.C. Swart, T.E. Motaung. The influence of Cr^{3+} concentration on the structure and photoluminescence of $\text{MgAl}_2\text{O}_4:0.1\% \text{Eu}^{3+}, x\% \text{Cr}^{3+}$ ($0 \leq x \leq 0.15\%$) nanophosphor synthesized by sol-gel process // *Optik*, vol. 131, pp. 705-712, 2017.

УПРАВЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМИ СВОЙСТВАМИ КТ PbS МОДИФИКАЦИЕЙ ИНТЕРФЕЙСОВ С ПОМОЩЬЮ PEG

Т. А. Чевычелова^{1*}, А. И. Звягин¹, К. С. Чирков¹, Н.В. Королев¹, М. С. Смирнов¹,
О. В. Овчинников¹

¹Воронежский государственный университет
394018, Российская Федерация, Воронеж, Университетская площадь, 1
*E-mail: t.chevychelova@rambler.ru

Представлен способ управления люминесцентными свойствами гидрофильных коллоидных квантовых точек (КТ) PbS разного размера, пассивированных тиогликолевой кислотой TGA. Исследования проводили для КТ, средний размер которых составлял 3.0, 3.2 и 4.0 нм. При дополнительной пассивации КТ поверхностно-активным веществом PEG-400 наблюдается длинноволновое смещение пика люминесценции. Вероятной причиной является формирования дополнительных ловушечных состояний в энергетической структуре КТ.

Исследованием размерного эффекта в полупроводниковых квантовых точках последние полвека занимают многочисленные научные группы по всему миру. Устойчивый интерес обусловлен обилием потенциальных приложений от оптоэлектроники и устройств квантовой обработки информации до медицины и тераностики [1]. В случае последних КТ интересны с точки зрения высококонтрастных веществ, используемых для маркировки клеток и доставки лекарств. В первую очередь, КТ должны быть биосовместимы, а также обеспечивать контраст на фоне люминесценции аминокислот и белков. Для этих целей подходят соединения, люминесцирующие в ближней ИК области, пассивированные полимерами и лигандами, обеспечивающие возможность проникновения в клетку. Управлять люминесценцией позволяет не только вариация размера КТ, но и замена поверхностного лиганда.

В данной работе исследуются спектрально-люминесцентные свойства гидрофильных коллоидных квантовых точек PbS/TGA средним размером 3.0, 3.2 и 4.0 нм и возможность управления люминесценцией путем модификации интерфейсов с помощью PEG-400. Исследование абсорбционных свойств осуществляли с использованием спектрометра USB2000⁺ (Ocean Optics, USA) с источником излучения USB-DT (Ocean Optics, USA). Спектры люминесценции детектировали автоматическим спектротрическим комплексом на основе дифракционного спектрофотометра МДР-4 (ЛОМО, Россия) и ИК-фотодиода PDF10C (Thorlabs, USA).

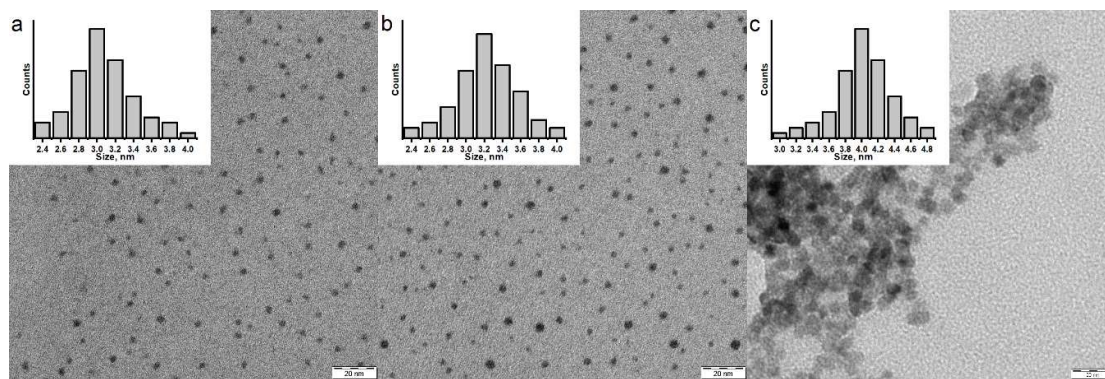


Рис. 1. ПЭМ изображения КТ PbS/TGA размера 3.0 нм (а), 3.2 нм (б), 4.0 нм (с). Шкала 20 нм.

Образцы коллоидных квантовых точек PbS, пассивированные тиогликолевой кислотой TGA, созданы в рамках оригинального водного синтеза. Прекурсором свинца служил нитрат свинца $Pb(NO_3)_2$, а основным источником серы являлся сульфид натрия Na_2S . Необходимый размер получали вариацией молярного соотношения Na_2S к $Pb(NO_3)_2$. Цифровой анализ ПЭМ изображений (рис. 1) показал формирование ансамблей КТ средними размерами 3.0, 3.2, 4.0 нм и дисперсией по размеру порядка 15–20 %.

Спектры оптического поглощения исследуемых КТ PbS/TGA размером 3.0 нм представляли собой широкие полосы с экситонным пиком на длине волны 900 нм (рис. 2а). Данная особенность соответствует ширине запрещенной зоны 1.38 эВ (для массивного PbS 0.4 эВ) и является проявлением квантово-размерного эффекта [2]. Квантовые точки других размеров не имели особенностей в поглощении.

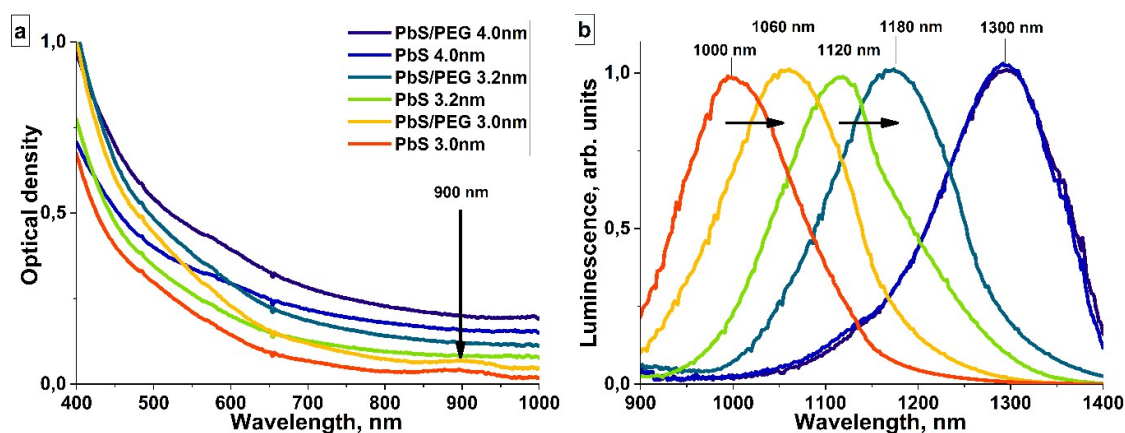


Рис. 2. Спектры поглощения (а) и люминесценции (б) КТ PbS/TGA.

Спектры люминесценции имели пиковые значения на длинах волн 1000, 1120, 1300 нм для квантовых точек средним размером 3.0, 3.2 и 4.0 нм соответственно. После внесения в раствор дополнительного пассиватора PEG-400 наблюдалось длинноволновое смещение пиков на 60 нм для первых двух образцов. Подобное явление может быть связано с частичным вытеснением молекул TGA с поверхности квантовой точки молекулами PEG-400. Вероятно, центрами люминесценции в данных КТ PbS/TGA выступают дефекты кристаллической структуры. Воздействие пассиваторов на них до сих пор остается до конца не изученным. Из рис.2б видно, что на люминесценцию последнего образца со средним размером 4.0 нм PEG-400 не оказал никакого воздействия. Сложно сказать о глубине залегания дефектов. Возможно, в последнем случае дефекты не были поверхностными.

Помимо спектрально-люминесцентных данных было проведено исследование кинетики затухания люминесценции с помощью спектрофлуориметра, построенного на основе дифракционного монохроматора МДР-4, однофотонного лавинного диода КИТ-IF-25С ((MicroPhotonDevices, Италия) для области 850-1400 нм с временным разрешением 500 пс и платы TimeHarp 260 (PicoQuant, Германия). Время жизни возбужденного состояния КТ PbS 3.0 нм сокращалось при пассивации PEG-400 с 1940 нс до 820 нс, а КТ PbS 3.2 нм с 645 нс до 435 нс. Таким образом, сокращение времени жизни и изменение люминесцентных свойств КТ PbS/TGA свидетельствует о влиянии пассиватора на центры люминесценции.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00842, <https://rscf.ru/project/22-22-00842/>.

Список литературы

1. S.K. Tripathi, G. Kaur, R.K. Khurana, S. Kapoor, B. Singh. Quantum Dots and their Potential Role in Cancer Theranostics // *Crit. Rev. Ther. Drug Carrier Syst.* vol. 32(6), pp. 461-502, 2015.
2. J. Jasieniak, M. Califano, S.E. Watkins. Size-Dependent Valence and Conduction Band-Edge Energies of Semiconductor Nanocrystals // *ACS Nano* vol. 5(7), pp. 5888-5902, 2011.

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ СУБВОЛНОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ НА ОСНОВЕ АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ ВЕЙЛЯ

В. А. Чистяков

Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, д. 9

E-mail: v.chistyakov@metalab.ifmo.ru

Полуметаллы Вейля, недавно открытый класс топологических материалов, обладают магнитооптическим эффектом в отсутствие внешнего магнитного поля. Такое свойство позволяет использовать их при создании невзаимных оптических устройств изоляторов для фотоники и квантовых технологий. Для множества таких приложений также необходима возможность настройки характеристик устройства. В этой работе я предлагаю новый подход к перестраиваемым компактным оптическим изоляторам на основе скрученных анизотропных полуметаллов Вейля. Это позволяет добиться возможности контролирования величины изоляции за счет настройки угла поворота между анизотропными слоями.

Оптические изоляторы, позволяют свету проходить в одном направлении и блокируют его в противоположном. В фотонике изоляторы используются для подавления отражений в лазерах или для устранения многолучевых помех в однонаправленных оптических схемах [1]. Однако большинство современных невзаимных компонентов реализуются на основе магнитооптического эффекта в ферритовых материалах [2]. Эти устройства дороги, громоздки и несовместимы с квантовыми технологиями. В последнее время активно исследуются изоляторы, основанные на новых подходах, например, с использованием двумерных топологических материалов [3] или временной модуляции и нелинейности [4]. Но такие устройства по-прежнему ограничены во многих аспектах.

Полуметаллы Вейля представляют собой новый класс бесщелевых топологических материалов [5]. Они имеют в своей зонной структуре четное число узлов Вейля, вырожденных точек, действующих как источник/сток кривизны Берри. Нетривиальная топология узлов Вейля приводит к уникальным электронным и оптическим свойствам. Полуметаллы Вейля демонстрируют аномальный эффект Холла, который приводит к сильным магнитооптическим эффектам Фарадея и Керра без необходимости внешнего магнитного поля. Это делает полуметаллы Вейля перспективными материалами при создании нового поколения оптических изоляторов для квантовых и фотонных технологий.

В этой работе я предлагаю новый подход к перестраиваемым оптическим изоляторам на основе скрученных двухслойных анизотропных полуметаллов Вейля. Конструкция реализована в геометрии Фарадея в среднем инфракрасном диапазоне частот (рис. 1а). Структура состоит из двух анизотропных слоев полуметаллов Вейля, разделенных диэлектриком ($\epsilon_{diel} = 5$). Основываясь на исследованиях оптических свойств полуметаллов Вейля, я использую стандартную форму уравнений Максвелла $\mathbf{D} = \hat{\epsilon}_{WS}\mathbf{E}$ [6] с единичной магнитной проницаемостью и тензором относительной диэлектрической проницаемости

$$\hat{\epsilon}_{WS} = \begin{pmatrix} \epsilon_d & i\epsilon_a & 0 \\ -i\epsilon_a & \epsilon'_d & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_d \end{pmatrix}.$$

Недиагональные компоненты $\epsilon_a = be^2/2\pi^2\hbar\omega$ обусловлены расщеплением узлов Вейля в импульсном пространстве вектором \mathbf{b} . Они ответственны за силу магнитооптического эффекта и нарушение взаимности Лоренца. В данной работе я остановился на случае рассмотрения двух узлов Вейля. Кроме этого, я ввожу анизотропию в диагональных компонентах тензора $\epsilon'_d \neq \epsilon_d$. Такая анизотропия может быть вызвана сдвигом плазменной частоты для у-компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Это дает возможность управлять оптическим откликом за счет относительного вращения слоев.

Изолятор окружен двумя поляризаторами, один из которых повернут на 45° . Коэффициенты передачи $T_{+z/-z}$ для данной структуры определяются с использованием обобщенного формализма Т-матрицы [7], а также матричного анализа Джонса для поляризаторов. Толщина диэлектрика $h_D = 0.85$ мкм соответствует режиму Фабри-Перо на плазменной частоте $\Omega_p = 4.2 \times 10^{14}$ рад/с. Толщина пластины Вейля $h_W = 0.37$ мкм. Система демонстрирует превосходные изоляционные свойства, при этом величина изоляция $I = T_{+z} - T_{-z}$ контролируется за счет угла поворота Ψ° нижнего слоя (рис. 1б). Максимум изоляции $I = 0.9$ достигается при повороте на угол $\Psi = -15^\circ$ и частоте $\omega = 4.9 \times 10^{14}$ рад/с. При таком угле поворота обеспечивается полное прохождение в прямом направлении и нулевое в обратном (рис. 1в).

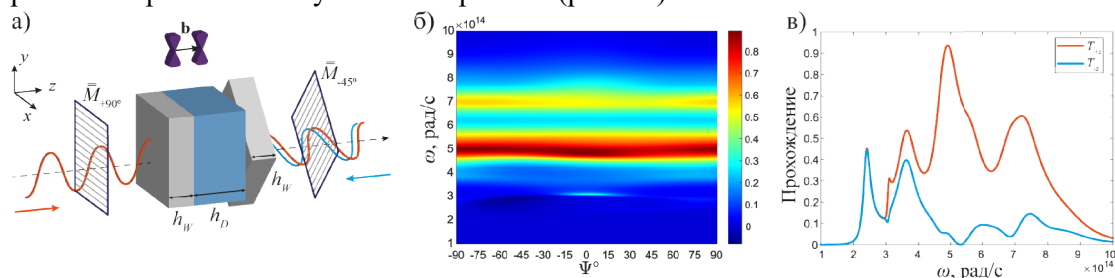


Рис. 1. а) Геометрия изолятора Фарадея на основе диэлектрика, разделенного двумя анизотропными слоями Вейля. б) Коэффициент изоляции в зависимости от частоты и угла поворота нижнего слоя. в) Коэффициент прохождения в прямом и обратном направлении в зависимости от частоты и при угле поворота $\Psi = -15^\circ$.

В данной работе я продемонстрировал новый подход к перестраиваемым оптическим изоляторам на основе скрученных двухслойных полуметаллов Вейля. Такой подход обеспечивает эффективную настройку как направления, так и величины изоляции при относительном вращении анизотропных полуметаллов Вейля. Конструкция изолятора Фарадея демонстрирует изоляцию 90% при достаточно компактных размерах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта НИРМА ФТ МФ Университета ИТМО.

Список литературы

1. A. Krasnok, A. Alù. Low-Symmetry Nanophotonics // ACS Photonics, vol. 9, pp. 2-24, 2022.
2. A. Figotin, I. Vitebsky. Nonreciprocal Magnetic Photonic Crystals // Phys. Rev. E, vol. 63, pp. 066609, 2001.
3. V. S. Asadchy, C. Guo, B. Zhao, S. Fan. Sub-Wavelength Passive Optical Isolators Using Photonic Structures Based on Weyl Semimetals // Adv. Opt. Mater., vol. 8, pp. 2000100, 2020.
4. A. Rosario Hamann, C. Müller, M. Jerger, M. Zanner, J. Combes, M. Pletyukhov, M. Weides, T. M. Stace, and A. Fedorov. Nonreciprocity Realized with Quantum Nonlinearity // Phys. Rev. Lett., vol. 121, pp. 123601, 2018.
5. K. Kuroda, et al. Evidence for Magnetic Weyl Fermions in a Correlated Metal // Nat. Mater., vol. 16, pp. 1090-1095, 2017.
6. O. V. Kotov, Y. E. Lozovik. Dielectric Response and Novel Electromagnetic Modes in Three-Dimensional Dirac Semimetal Films // Phys. Rev. B, vol. 93, pp. 235417, 2016.
7. N. C. Passler, M. Jeannin, A. Paarmann. Layer-Resolved Absorption of Light in Arbitrarily Anisotropic Heterostructures // Phys. Rev. B, vol. 101, pp. 165425, 2020.

ПЛАЗМОН-ЭКСИТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS И НАНОЧАСТИЦ Ag

В.Н. Дерепко, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов

Воронежский государственный университет
394018, г. Воронеж, Университетская площадь, 1
*E-mail: viol.physics@gmail.com

Исследование посвящено установлению проявлений плеекситонной связи в люминесценции коллоидных квантовых точек CdS, находящихся в смесях с наночастицами Ag. Установлено тушение экситонной люминесценции, возникающее вследствие резонансного безызлучательного переноса энергии к плазмонной наночастице, при непосредственном контакте квантовых точек и наночастиц. Увеличение интенсивности рекомбинационной люминесценции квантовых точек CdS в смесях интерпретировано как проявление эффекта Перселла. Полученные результаты демонстрируют возможность увеличения квантового выхода рекомбинационной люминесценции квантовых точек за счет эффекта Перселла.

В последние годы возрастает интерес к гибридным наноструктурам, построенным на основе полупроводниковых коллоидных квантовых точек и плазмонных наночастиц из-за их широкой области применения. Актуальной проблемой является установление эффектов, объясняющих изменение спектральных свойств в гибридных плеекситонных наноструктурах, в состав которых входят КТ, обладающие одновременно экситонной и рекомбинационной фотолюминесценцией (ФЛ).

В данной работе представлены результаты, демонстрирующие проявление плеекситонного взаимодействия в виде трансформации ФЛ КТ CdS в присутствии НЧ Ag.

Компонентами гибридных наноструктур служили КТ CdS, покрытые олеиновой кислотой, и сферические НЧ Ag, пассивированные олеиламином. Принципы сборки гибридных ассоциатов основывались на возможности π -стекинг взаимодействия углеродного каркаса молекул пассиваторов, размер которых составлял от 1.34 до 1.8 нм. Дополнительная реакционная способность достигалась зарядом интерфейсов КТ и НЧ. Для формирования гибридных структур коллоидные растворы КТ CdS и НЧ Ag смешивали в молярных соотношениях $[v(\text{НЧ})]:[v(\text{КТ})] \sim 3 \cdot 10^{-6}$ и $[v(\text{НЧ})]:[v(\text{КТ})] \sim 3 \cdot 10^{-5}$ молярных долей (м.д.)

Согласно результатам ПЭМ размеры исходных образцов составили: 10-15 нм для НЧ Ag (рис. 1 а), ~ 4 нм для КТ CdS (рис. 1 б). При этом в смеси КТ и НЧ заметная доля КТ CdS расположена вблизи интерфейсов металлических НЧ (рис. 1 в). Следовательно, наблюдаемая картина свидетельствует в пользу сборки гибридных наносистем.

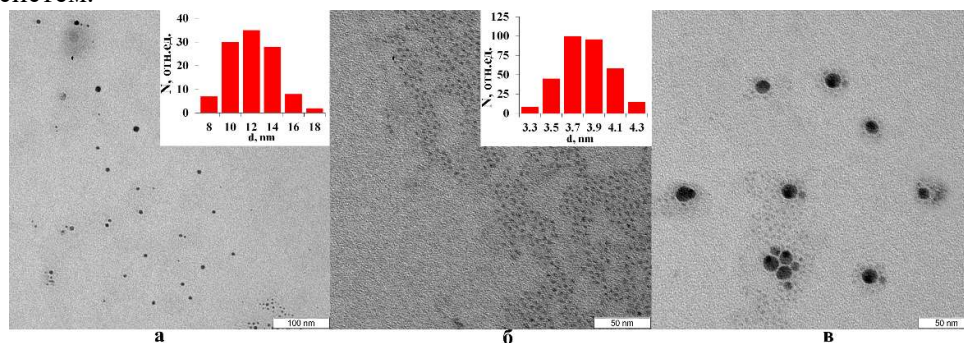


Рис. 1. ПЭМ изображения Ag НЧ (а), КТ CdS (б) и их смесей (в)

Полоса экситонного перехода в оптическом поглощении КТ CdS расположена в области 410 нм (рис.2, зеленая кривая), что соответствует среднему размеру КТ 3.7 нм [1]. Спектр ФЛ КТ CdS имеет две полосы. Первая полоса ($\lambda_{\text{max}} = 430$ нм) отнесена к экситонной ФЛ, вторая ($\lambda_{\text{max}} = 603$ нм) - относится к ФЛ, возникающей в результате излучательной рекомбинации на донорно-акцепторных парах.

Спектральные свойства синтезированных компонентов обеспечивают значительное перекрытие пика экстинкции света НЧ Ag (415 нм) (рис.2, желтая кривая) с экситонной полосой ФЛ (430 нм) и частичное перекрытие с полосой рекомбинационной ФЛ (603 нм).

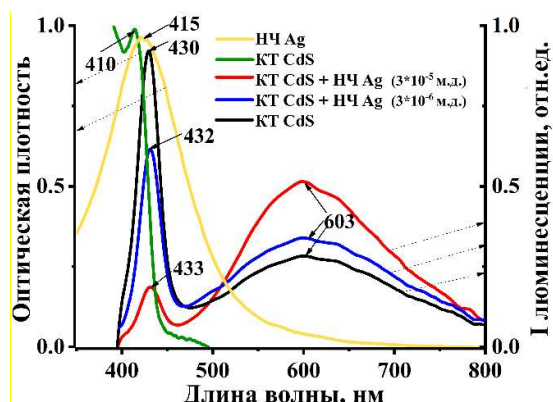


Рис.2 Оптические свойства КТ CdS, НЧ Ag и смесей на их основе

В смеси с НЧ Ag для экситонной полосы ФЛ наблюдается тушение в области 430 нм (рис.2, синяя и красная кривые). При этом зарегистрировано ускорение кинетики ФЛ, что указывает на безызлучательный резонансный перенос энергии (FRET) от экситона КТ CdS к НЧ Ag [2]. Тушение ФЛ и сокращение её времени жизни усиливается с ростом концентрации НЧ Ag. Для максимальной концентрации НЧ время жизни ФЛ сокращается с 7.4 до 2.5 нс, а эффективность переноса энергии составляет 0.66 (табл. 1).

Таблица 1

Оценка эффективности безызлучательного переноса энергии	
Образец	Φ
КТ CdS + НЧ Ag ($3 \cdot 10^{-5}$ м.д.)	0.66
КТ CdS + НЧ Ag ($3 \cdot 10^{-6}$ м.д.)	0.28

Увеличение интенсивности люминесценции в области 603 нм, также сопровождающееся ускорением кинетики люминесценции, может быть связано с изменением вероятности безызлучательной рекомбинации вследствие модификации интерфейсов на поверхности КТ и проявлением эффекта Перселла [3].

С учетом имеющихся данных фактор Перселла можно оценить по следующей формуле:

$$F_p = \frac{\gamma_{sp}}{\gamma_{sp}^0} = \frac{QY \cdot \tau^0}{QY^0 \cdot \tau} \quad (1)$$

где γ_{sp}^0 и γ_{sp} – скорости спонтанных переходов в отсутствии и присутствии НЧ, QY^0 и QY – квантовые выходы ФЛ в отсутствии и присутствии НЧ, τ^0 и τ среднее время жизни ФЛ в отсутствии и присутствии НЧ. Полученная величина с учётом квантового выхода рекомбинационной ФЛ $QY^0 = 0.3$ и 0.5 без и с НЧ Ag оказывается равной $F_p = 5.3$.

Таким образом, величина экспериментально определённого фактора Перселла позволяет заключить, что в исследуемых гибридных ассоциатах скорость спонтанного перехода возрастает более чем в 5 раз, и это также является доводом в пользу сборки металл-полупроводниковой структуры, в которой осуществляется режим слабой плазмон-экситонной связи.

Список литературы

1. K. Hosoki, T. Tayagaki, S. Yamamoto, K. Matsuda, Y. Kanemitsu // Physical Review Letters, vol. 100. 207404 p., 2008
2. O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, N.V. Korolev, P.A. Golovinski, A.G. Vitukhnovsky // J. of Lumines., vol. 179, pp. 413-419, 2016
3. E.M. Purcell // Physical Review, vol. 69, № 11-12, 681 p., 1946

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛА YAG, ОБЛУЧЕННОГО ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИОНАМИ КСЕНОНА

Ж. Б. Досмагамбетов^{1*}, А. К. Даулетбекова¹, Е. Ф. Полисадова², В.Ю. Яковлев²

¹НАО Евразийский Национальный Университет им. Л.Н Гумилева
Республика Казахстан, Нур-Султан, ул. Сатпаева, д. 2
*E-mail: Z.h.a.d.i.g@mail.ru

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Российская Федерация, Томск, 634050, г. Томск, пр. Ленина, д. 30

Исследована катодолюминесценция кристаллов иттрий-алюминиевого граната $Y_3Al_5O_{12}$, облученного высокоэнергетическими ионами ксенона при различных флюенсах. Установлено, что в спектре катодолюминесценции облученных образцов наблюдаются широкие полосы в области 380 нм и 800 нм, и серия узких линий 600-630 нм, 680-710 нм. В спектре необлученного образца граната присутствует полоса в УФ области. В работе обсуждается природа центров свечения, образующихся в облученных ионами ксенона образцах.

Иттрий-алюминиевые гранаты $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) широко используются в качестве материала для лазерных, оптоэлектронных и сцинтилляционных элементов. Для обеспечения функционирования YAG в полях ионизирующего излучения требуется понимание процессов, влияющих на его свойства при облучении. Цель работы является исследование дефектообразования при облучении высокоэнергетическими ионами ксенона He^{23+} на монокристаллы неактивированного YAG.

В эксперименте использовались монокристаллы YAG с ориентацией (100), степенью чистоты 99.99% компании ALINEASON (Германия). Размер исследуемых образцов составил 10x10x0.5 мм. Кристаллы YAG были облучены ионами He^{23+} с энергией 1.75 МэВ/нуклон при температуре 298 К до флюенсов (10^{10} – 10^{14}) ион/см². Облучение производилось на циклотроне ДЦ-60 (Нур-Султан, Казахстан). Для измерения спектров катодолюминесценции использовался импульсный оптический спектрометр на базе малогабаритного ускорителя электронов, средняя энергия электронов ~250 кэВ.

На рисунке 1 показаны спектры катодолюминесценции облученных и необлученного образца YAG.

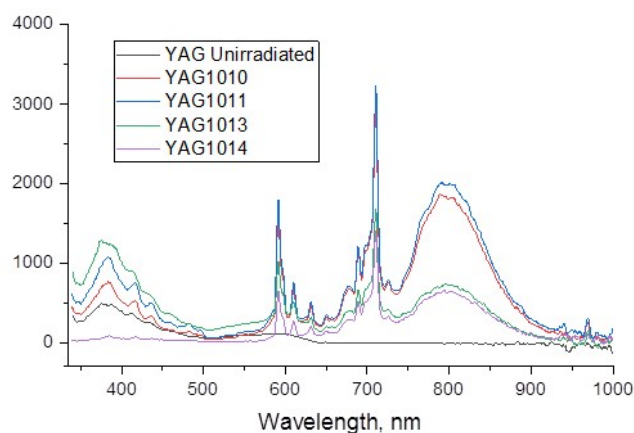


Рис. 1. Спектры катодолюминесценции кристаллов YAG, облученных ионами He^{23+} с различным флюенсом

Результаты показывают, что в спектре катодолюминесценции облученных образцов наблюдаются широкие полосы в области 380 нм и 800 нм, и серия узких линий 590-630 нм, 680-710 нм. В спектре необлученного образца граната присутствует полоса в УФ области. Таким образом, облучение высокоэнергетическими ионами монокристалла YAG приводит к образованию центров свечения, излучающих в области 590–710 нм, в виде серии узких линий в спектре, что свидетельствует о слабом взаимодействии с матрицей. Флюенс потока ионов влияет на концентрацию образующихся дефектов.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕРАГЕЦОВЫХ ПОЛЯРИЗАТОРОВ НА БАЗЕ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ

Д. М. Ежов*, Е. С. Савельев, Е. Д. Фахрутдинова, З. С. Кочнев

Национальный исследовательский Томский государственный университет
6304050, Российская Федерация, Томск, пл. Новособорная, 1

*e-mail: ezhov_dm@mail.ru

Представлена зависимость оптических свойств ТГц поляризаторов, изготовленных на основе магнитных наночастиц сплава 5БДСР в матрице из этиленвинилацетата, от массовой концентрации частиц в диапазоне 0,2-1,6 ТГц. Расплав полимера с диспергированными частицами в диапазоне концентраций от 1 до 10 масс. % заливался в форму на стеклянной подложке и охлаждался. Ориентирование частиц осуществлялось охлаждением расплава полимера в присутствии постоянного внешнего магнитного поля. Показано, что изготовленные таким образом фильтры начинают значительно влиять на линейно-поляризованное ТГц излучения при концентрациях выше 1,5 масс. %, оптимальной оказывается концентрация 5 масс. % частиц, при которой коэффициент поляризационного затухания составляет 16 дБ, на частоте 1,2 ТГц. Дальнейшее увеличение концентрации магнитных частиц приводит к значительному снижению уровня пропускания изготавливаемого фильтра в начальном (открытом) состоянии.

В настоящей работе показана зависимость поляризационной эффективности модуляторов на основе магнитомягких субмикронных частиц сплава 5БДСР [1] от концентрации наночастиц в этиленвинилацетатной (ЭВА) матрице. Ранее нами была найдена оптимальная концентрация частиц 5БДСР в жидкостном ТГц поляризаторе, однако масло 80W-90, которое было использовано, как основа жидкостного поляризатора, приводит к значительному снижению начального коэффициента пропускания в коротковолновом ТГц диапазоне [2]. Использование тонких полимерных модуляторов поляризации на основе полимерной матрицы ЭВА позволяет нивелировать данную проблему, т.к. ЭВА практически полностью прозрачен вплоть до 2 ТГц.

Расплав полимера с частицами наносили в присутствии магнитного поля по аналогии с [3]. В результате была получена серия пленок с различной концентрацией частиц 5БДСР толщиной около 300 мкм (0, 1, 1,5, 2,5, 5, 7,5 и 10 масс. %). Для каждой из концентраций изготавливались образцы с изотропным распределением частиц и с ориентацией частиц в магнитном поле. Для формирования внешнего магнитного поля использовался постоянный магнит с магнитной силой около 100 Гс. Таким образом были получены псевдорешетки с неравномерным распределением по расстоянию между линиями частиц 5БДСР. Неравномерное распределение частиц 5БДСР приводит к тому, что излучение не селективно модулируется в широком спектральном диапазоне. Максимальный коэффициент экстинкции приходится на область 1,4 ТГц. Спектральные свойства (рис. 1) изготовленных поляризаторов были исследованы с помощью ТГц спектрометра с временным разрешением Т-Спец 1000 (Teravil, Литва).

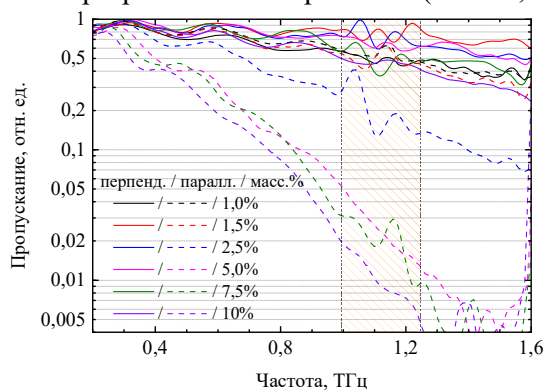


Рис. 1. Пропускание ТГц фильтров в зависимости от концентрации частиц 5БДСР логарифмическая шкала, штриховые линии отвечают закрытому положению фильтров (линии частиц параллельны поляризации поля), сплошные для открытого положения (линии перпендикулярны)

Колебания в штрихованной области (рис. 1) вызваны наличием полос поглощения воды и артефактами, связанными с их обработкой. Существенная эффективность ослабления достигается при концентрациях 5БДСР выше 1,5 масс. %. Полученные спектры были использованы для расчета коэффициента поляризационного затухания (PER) в дБ, и коэффициента качества поляризаторов, являющегося произведением коэффициента затухания на начальное пропускание, и рассчитанного по формуле:

$$Q_p = T_{\text{откр}} \cdot 10 \lg \frac{T_{\text{откр}}}{T_{\text{закр}}}, \quad (1)$$

где $T_{\text{откр,закр}}$ – пропускание фильтра в соответствующем состоянии. Рассчитанные данные на частотах 0,4-1,2 ТГц приведены ниже (табл. 1).

Таблица 1

Коэффициент затухания и коэффициент качества для изготовленных поляризаторов

масс. %	PER / Qp (400 ГГц)	PER / Qp (400 ГГц)	PER / Qp (1200 ГГц)
1,0	0,263 / 0,224	0,570 / 0,371	0,370 / 0,181
1,5	0,318 / 0,270	0,901 / 0,688	2,582 / 2,091
2,5	1,513 / 1,286	3,010 / 2,167	6,564 / 4,464
5,0	2,751 / 2,503	7,728 / 5,587	15,608 / 9,084
7,5	2,308 / 1,892	7,301 / 4,746	16,998 / 8,771
10	3,000 / 2,460	8,907 / 5,540	19,570 / 9,039

Согласно полученным данным, увеличение концентрации частиц выше 5 масс. % не приводит к увеличению коэффициента качества поляризаторов из-за резко возрастающего поглощения при открытом положении фильтра. Фотография изготовленного 5% фильтра в стандартном держателе диаметром 1 дюйм, а также спектры пропускания и коэффициент затухания такого фильтра приведены (рис. 2). Низкочастотные колебания на спектрах пропускания обусловлены интерференцией Фабри – Перо, возникающей при прохождении ТГц излучения через 300 мкм ЭВА плёнку.

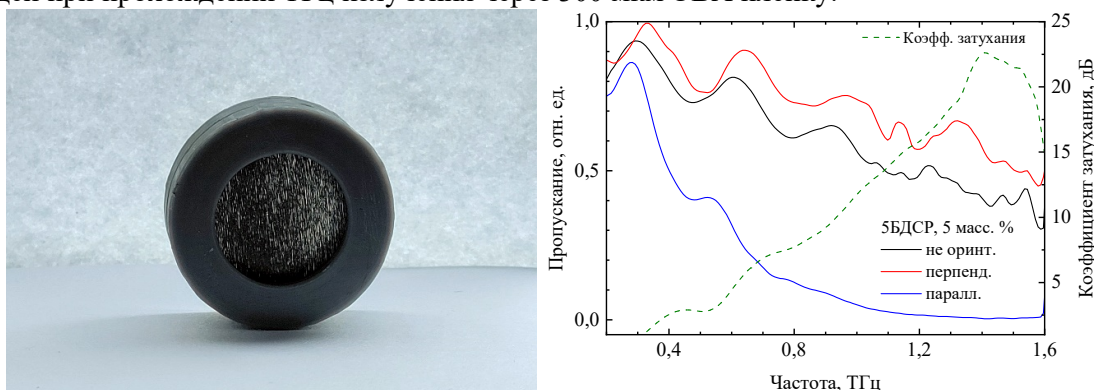


Рис. 2. Общий вид и ТГц спектры пропускания для фильтра с концентрацией частиц 5БДСР 5 масс. % Изготовленные таким образом модуляторы оказываются эффективными поляризационными ослабителями на частотах выше 0,8 ТГц. На этих частотах два размещенных последовательно 10% фильтра позволяют добиться коэффициента затухания >20 дБ при начальном пропускании ~ 30%.

Исследование поддержано грантом РФФИ № 18-19-00268.

Список литературы

1. M. Rubinstein, V. G. Harris, and P. Lubitz Ferromagnetic resonance in nanocrystalline $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (Finemet) // J. Magn. Magn. Mater., vol. 234(2), pp. 306–312, 2001.
2. D.M. Ezhov Z.S. Kochnev, E.S. Savelyev, et.al. Variable THz attenuator based on 5BDSR microparticles in synthetic 80W-90 oil // 2020 45th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). IEEE, P. 1–2, 2020.
3. D. Fragouli, A. Das, C. Innocenti, et.al. Polymeric Films with Electric and Magnetic Anisotropy Due to Magnetically Assembled Functional Nanofibers // ACS Appl. Mater. Interfaces, vol. 6(6), pp. 4535–4541, 2014.

ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ ТИТАНАТА ВИСМУТА $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ФОТОКАТАЛИЗЕ

Е. Д. Фахрутдинова*, Л. С. Егорова, В. А. Светличный

*Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр-т. Ленина, д. 36
fakhrutdinovaed@gmail.com

В работе представлены результаты по синтезу наночастиц титанатов висмута (ВТО) различного фазового состава методом импульсной лазерной абляции. Выявлены условия синтеза, влияющие на фазовый состав материалов, получены монофазные образцы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Оценена фотокаталитическая активность синтезированных материалов в процессе фоторазложения Родамина Б под действием излучения LED источника (375 нм). Проанализирована зависимость каталитической активности от структуры катализаторов, показано, что активность образцов увеличивается с увеличением содержания $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$.

Титанаты висмута (ВТО), большое семейство, включающее различные фазы, такие как $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$, $\text{Bi}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{20}\text{TiO}_{32}$. Первоначальный интерес к титанатам висмута был связан с сегнетоэлектрическими, пьезоэлектрическими, диэлектрическими свойствами и структуры исследовались в качестве замены керамики на основе свинца в конденсаторах, датчиках и прочих устройствах [1]. Однако в последние годы значительный интерес привлекают фотокаталитические свойства структур ВТО. Для фотокаталитических процессов в УФ и видимом диапазонах интерес представляют широкозонный $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ и узкозонный $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, обладающие наибольшей фотокаталитической активностью [2]. Получают ВТО структуры твердофазным синтезом, совместным осаждением растворов солей или использованием золь-гель технологии [2]. К недостаткам вышеперечисленных методов синтеза ВТО структур необходимо отнести технологические проблемы, связанные с длительностью синтеза порошков определенного фазового состава, а также трудности формирования материала с заданной микроструктурой.

В данной работе предлагается синтез титанатов висмута методом импульсной лазерной абляции (ИЛА). Данная технология проста и позволяет получать чистые нанокolloиды и нанокристаллические порошки при абляции в жидкостях, в вакууме или газах. Целью настоящей работы является исследование влияния условий синтеза на фазовый состав ВТО, в т.ч. получение монофазного материала $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ методом импульсной лазерной абляции и исследование фотокаталитических свойств полученных систем.

Изначально структуру $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ получали по следующей методике. Проводили абляцию металлических мишеней Bi и Ti в дистиллированной воде со следующими параметрами Nd:YAG лазера (LOTIS III, модель LS2131M-20, $\lambda = 1064$ нм, энергией в импульсе до 180 мДж, длительность импульсов и частота следования импульсов соответственно составляли 7 нс и 20 Гц). Свежеприготовленные коллоидные растворы смешивались в молярном соотношении Bi:Ti = 12:1 и сушились в открытых стеклянных емкостях при 60°C до порошкового состояния. Далее полученный образец отжигался при температуре 600 °C. По данным рентгенофазового анализа исходный образец состоит в основном из фаз оксикарбоната и гидроксикарбоната висмута с небольшим присутствием оксида висмута $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$. Рефлексов титансодержащих фаз обнаружено не было, после абляции титан находится в аморфном состоянии [3]. После отжига происходит разложение окси- и гидроксикарбонатов висмута с последующим формированием $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ в качестве основной структуры (85 %), также образец содержит примерно 15% $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$.

Далее, для получения монофазы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, проводился аналогичный ИЛА синтез, только после смешения коллоидных растворов проводилась дополнительная лазерная обработка коллоидного в течение 2,5 часов для инициирования взаимодействия между титаном и висмутом. После лазерной обработки образцы также сушились до порошкообразного состояния и отжигались при 600 °C. Дополнительное лазерное облучение не приводит к значительному изменению фазового состава. Образец, не подвергавшийся отжигу, содержит фазы оксикарбоната и гидроксикарбоната висмута, однако содержание $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$

Bi_2O_3 немного снижается. После отжига в образце формируется структура $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ в качестве основной фазы (93%) и также сохраняется присутствие $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$ (7 %).

Так как $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$ является устойчивым оксидом висмута и не участвует в формировании структуры $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, то было предложено при смешении коллоидных растворов после ИЛА обработать раствор CO_2 , для увеличения содержания фазы оксикарбоната висмута и уменьшении доли оксида. Обработка коллоидного раствора проводилась в течение 10 минут, далее растворы высушивались до порошкового состояния и отжигались при 600 °С. Исходный порошок состоит из фазы оксикарбоната с небольшой примесью Bi металлическом состоянии. После отжига при 600 °С образец состоит из одной фазы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

Фотокаталитическая активность полученных материалов оценивалась по фоторазложению красителя Родамина Б под действием LED источника с $\lambda = 375$ нм. Все синтезированные образцы обладают фотокаталитической активностью. Образец состоящий из монофазы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ разрушает Родамин Б за 8 часов (константа скорости фотораспада $k = 0,0035 \text{ мин}^{-1}$). Более эффективно фоторазложение красителя происходит на катализаторах, содержащих примесь $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$. Причем с увеличением содержания $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$ константа скорости возрастает. Для образцов, содержащих 15 % и 7 % $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$, константы скорости разложения Родамина Б составили 0,0051 и 0,0043 мин^{-1} , соответственно. В данном случае увеличение фотокаталитической активности можно связать с формированием гетеропереходов (предположительно II типа) между $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$, которые позволяют лучше разделять фотогенерированные носители заряда и увеличивать эффективность фотокаталитического процесса.

Таким образом, в работе продемонстрировано получение структур ВТО методом импульсной лазерной абляции, выявлены основные параметры синтеза, влияющие на фазовый состав. В ходе синтеза была получена структура ВТО содержащая монофазу $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Все полученные материалы проявляют фотокаталитическую активность в процессе фотодеградация Родамина Б.

Исследование поддержано РФФ (Грант № 19-73-30026).

Список литературы

1. G. Fanga, L.Wanga, G. Zhangc, et.al. Rapid microwave-assisted sol-gel synthesis and exceptional visible light photocatalytic activities of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ // *Ceram. Int.*, vol. 44, pp. 16388–16393, 2018.
2. G.A. Kallawar, D.P. Barai, B.A. Bhanvase. Bismuth titanate based photocatalysts for degradation of persistent organic compounds in wastewater: A comprehensive review on synthesis methods, performance as photocatalyst and challenges // *J. Clean. Prod.*, vol. 318, pp. 128563 (1-40), 2021.
3. E. D. Fakhrutdinova, A.V. Shabalina, M.A. Gerasimova, et.al. Highly Defective Dark Nano Titanium Dioxide: Preparation via Pulsed Laser Ablation and Application // *Materials*, vol. 13, pp. 2054 (1-17), 2020.

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОПТИЧЕСКИХ И ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ TiO_2 , ПОЛУЧЕННОГО ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИЕЙ В ВОДЕ И ВОЗДУХЕ

Ж. П. Федорович*, Е. Д. Фахрутдинова, В. А. Светличный

Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
*zhanna.fedorovich.99@gmail.com

В данной работе представлена характеристика оптических и фотокаталитических свойств диоксида титана, полученного импульсной лазерной абляцией в воде и воздухе. Образец, полученный в воде, является рентгеноаморфным. Образец, полученный в воздухе, содержит кристаллическую структуру анатаза с примесью фаз рутила и оксида титана (II). Оба образца имеют поглощение в видимом диапазоне. Материалы протестированы в процессе фотодеградации красителя Родамина Б под действием LED источника (375 нм). Показано, что наиболее фотокаталитически активным является образец, полученный импульсной лазерной абляцией в воздухе.

В настоящее время актуальной задачей является получение наноразмерных полупроводниковых соединений с улучшенными каталитическими свойствами. В качестве такого соединения часто используется диоксид титана, благодаря его фотоустойчивости, фотоактивности, экологической безопасности и доступности. Недостатками TiO_2 являются его низкая квантовая эффективность, которая преодолевается путем получения наноразмерных частиц, а также большая ширина запрещенной зоны. Последнее означает, что для фотовозбуждения диоксида титана может использоваться только УФ излучение. Расширить диапазон поглощения TiO_2 можно путем допирования и содопирования, а также модификации структуры с использованием других полупроводниковых соединений. Еще одним способом расширения спектрального диапазона является создание собственных дефектов в структуре.

Импульсная лазерная абляция (ИЛА) может использоваться как метод создания дефектных структур TiO_2 . Ранее мы получили темный дефектный диоксид титана методом ИЛА в воде, что позволило изменить его оптические и фотокаталитические свойства [1]. В данной работе диоксид титана был получен методом ИЛА в воде и воздухе.

Целью работы является сравнительная характеристика структурных, оптических и фотокаталитических свойств диоксида титана, полученного импульсной лазерной абляцией в воде и воздухе.

Получение диоксида в воде проводилось при абляции металлической мишени Ti излучением Nd:YAG лазера (1064 нм, 7 нс, 20 Гц, 160 мДж/импульс) в течение 3 часов, в результате чего образовывался темно-синий коллоидный раствор, который высушивался и использовался для дальнейших исследований. Для образца принято название TiO_2_water . Импульсная лазерная абляция в воздухе проводилась в кварцевой трубке длиной 200 мм и внутренним диаметром боковой стенки 56 мм к которой крепилась металлическая мишень. В трубку подавалась воздушная смесь со скоростью 10 мл/мин. Процесс абляции проводился в течение 9 часов, после проведения процесса порошок собирался со стенок реактора. Для образца принято название TiO_2_air .

По данным рентгенофазового анализа (табл. 1), образец TiO_2_water имеет рентгеноаморфную структуру, однако, при отжиге в нем формируется кристаллическая структура анатаза с небольшой примесью рутила. Образец TiO_2_air преимущественно состоит из фазы анатаза с примесью рутила, а также в его структуре содержится фаза оксида титана (II). Методом низкотемпературной адсорбции азота была определена удельная площадь поверхности образцов (табл. 1), значение которой для образца TiO_2_air примерно в два раза ниже по отношению к образцу, полученному в воде.

Образец TiO_2_water представляет собой темно-синий порошок с интенсивным поглощением в видимой области спектра (рис. 1а), которое связано с присутствием де-

фектов различной природы [1]. Также для него не наблюдается четкой границы края полосы поглощения, из-за чего для данного образца невозможно определить ширину запрещенной зоны. Образец диоксида титана, полученный в воздухе, представляет собой мелкодисперсный порошок светло-серого цвета. Он обладает небольшим поглощением в видимой области спектра (рис. 1а). Для $\text{TiO}_2_{\text{air}}$ методом Таука была рассчитана ширина запрещенной зоны, составившая 3,01 эВ.

Таблица 1

Образец	$S_{\text{свет}}, \text{ м}^2/\text{г}$	Характеризация образцов			Ширина запрещенной зоны, эВ	k, мин^{-1}
		Фазовый состав, %				
		анатаз	рутил	TiO		
$\text{TiO}_2_{\text{water}}$	227	–	–	–	-	0,008
$\text{TiO}_2_{\text{air}}$	102	71	27	2	3,01	0,064

Фотокаталитические свойства образцов исследовались на примере фоторазложения Родамина Б под действием излучения LED с длиной волны 375 нм в течении 8 часов, с учетом темновой стадии процесса. Разложение красителя рассчитывали по пику поглощения 553 нм (рис. 1б). Образец $\text{TiO}_2_{\text{water}}$ разлагает Родамин Б через стадию N-деэтилирования с образованием продукта Родамина 110, при этом полного разложения красителя не происходит. Образец $\text{TiO}_2_{\text{air}}$ более эффективно разлагает Родамин Б, полное разложение происходит за 3 часа, что можно связать с упорядоченной структурой образца, а также преобладанием анатазной фазы, которая является наиболее фотокаталитически активной фазой диоксида титана.

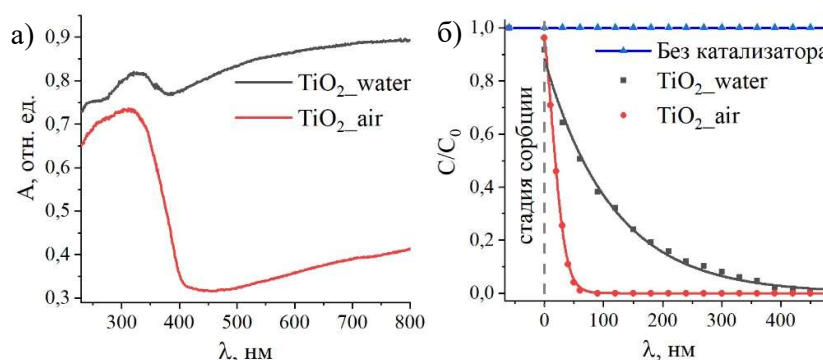


Рис. 1. Спектры поглощения порошков (а); кинетические кривые фоторазложения Родамина Б (б)

Таким образом, в данной работе проведена сравнительная характеристика образцов диоксида титана, полученных импульсной лазерной абляцией в воде и воздухе. Для образца, полученного в воде, характерны рентгеноаморфная структура, интенсивное поглощение в видимой области спектра, а также низкая фотокаталитическая активность в реакции разложения Родамина Б. Образец $\text{TiO}_2_{\text{air}}$ обладает преимущественно кристаллической структурой анатаза с небольшой примесью рутила и фазы TiO, для него также присутствует небольшое поглощение в видимом диапазоне. Образец обладает хорошей фотокаталитической активностью, за 3 часа происходит полное разложение структуры Родамина Б.

Исследование поддержано РНФ (Грант № 19-73-30026).

Список литературы

1. E.D. Fakhruddinova, A.V. Shabalina, M.A. Gerasimova, et.al. Highly Defective Dark Nano Titanium Dioxide:Preparation via Pulsed Laser Ablation and Application // Materials., vol. 13, pp. 2054(17), 2020.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ И ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СИЛИЦИДЫ КАЛЬЦИЯ КАК НОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Н. Г. Галкин*, К. Н. Галкин, О. В. Кропачев, Д. Л. Горошко, А. М. Маслов

*Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН
690041, Российская Федерация, Владивосток, ул. Радио, д. 5*

*E-mail: galkin@iacp.dvo.ru

В докладе развиты подходы к росту в условиях сверхвысокого вакуума однофазных эпитаксиальных пленок силицидов кальция (Ca) на монокристаллическом кремнии и сапфире, обладающих полупроводниковыми (Ca_2Si) и полуметаллическими (CaSi , CaSi_2) свойствами. Для пленок Ca_2Si установлен прямой фундаментальный переход, рассчитаны оптические функции в диапазоне энергий фотонов 0.8 – 6.5 эВ, установлена предельная прозрачность пленок Ca_2Si на сапфире до 2.5 эВ и спектральная чувствительность гетеродиодов $\text{Ca}_2\text{Si}/\text{Si-p(n)}$. Впервые для однофазных эпитаксиальных пленок CaSi и CaSi_2 на кремнии и сапфире идентифицированы спектры КРС, рассчитаны оптические функции, установлена область оптической прозрачности (0,4–2,5 эВ) и высокая проводимость (CaSi_2), что перспективно для прозрачных проводящих контактов.

Известно, что силициды кальция (Ca) образуют с кремнием шесть химических соединений [1], образующихся в объемном состоянии в результате перитектических реакций (Ca_5Si_3 , Ca_3Si_4 , $\text{Ca}_{14}\text{Si}_{19}$, CaSi_2) или конгруэнтного плавления (CaSi и Ca_2Si). При этом все фазы силицидов Ca имеют близкие энергии образования [2] и разные типы кристаллических решеток [1,3], что затрудняет их однофазный рост на кремниевых подложках, в которых атомы Si могут активно диффундировать в зону реакции. В настоящее время наиболее изучены пленки следующих силицидов кальция: CaSi_2 [4-6], CaSi [5] и Ca_2Si [7]. Сравнение оптической прозрачности, оптической проводимости и межзонных переходов в однофазных пленках полупроводникового (Ca_2Si) и полуметаллических (CaSi и CaSi_2) силицидов кальция Ca, выращенных по оригинальным методикам на кремниевых и сапфировых подложках, ранее не проводилось.

Анализ структуры, фазового состава, оптических и фононных свойств пленок, выращенных методом МЛЭ на поверхности кремния с ориентациями (111), (100) и (110), показал, что оптимальная температура однофазного образования Ca_2Si составляет 250°C. С. Для пленок Ca_2Si на подложке Si(111) влияние соотношения скоростей осаждения атомов Ca и Si при температуре 250°C на ориентацию зерен исследовали методом затравочного слоя путем формирования жертвенного 2D Mg_2Si [7]. Методом РД установлено, что при высоком отношении скоростей осаждения Ca к Si (7,3–20,0) формируются ориентированные пленки Ca_2Si с тремя типами эпитаксиальных связей: $\text{Ca}_2\text{Si}(100)/\text{Si}(111)$, $\text{Ca}_2\text{Si}(110)/\text{Si}(111)$ и $\text{Ca}_2\text{Si}(111)/\text{Si}(111)$, что обеспечило сжатие кристаллической решетки Ca_2Si на 1,52%. Снижение отношения скоростей осаждения Ca к Si до 4.0 позволило вырастить однофазные пленки с эпитаксиальным соотношением $\text{Ca}_2\text{Si}(100)/\text{Si}(111)$. Впервые разработана и протестирована оригинальная методика выращивания ориентированных пленок Ca_2Si на монокристаллическом сапфире ($\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$) с использованием жертвенного слоя 2D Mg_2Si , который легко превращается в Ca_2Si при 250 °C в потоке Ca. Выращена нанозернистая пленка Ca_2Si на сапфире, для которой соблюдается одно эпитаксиальное соотношение: $\text{Ca}_2\text{Si}(211)/\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$.

Исследования оптических свойств и параметров зонной структуры Ca_2Si на сапфире в рамках двухслойной модели выявили природу прямого основного перехода с энергией $0,88 \pm 0,01$ эВ. Обнаружено, что в зонной структуре Ca_2Si наблюдаются четыре прямых межзонных перехода: 0,88, 1,16, 1,49 и 1,61 эВ с увеличением силы осциллятора. При энергиях фотонов от 0,78 до 0,88 эВ основной вклад в поглощение вносит хвост Урбаха на дефектах в нанокристаллах Ca_2Si . Для пленок Ca_2Si разной степени кристалличности на кремниевых подложках расчеты проводились по методу Крамерса-Кронига. Показано, что основные пики в спектрах оптической проводимости с энер-

гиями 1,60 эВ, 2,0 эВ, 2,67 эВ, 3,25 эВ и 4,05 эВ повторяют пики в спектре отражения. Спектр коэффициента поглощения показывает значительный рост выше 1,6 эВ, что соответствует вкладу высокоэнергетических межзонных переходов в пленке Ca_2Si . Вклад переходов с меньшими энергиями плохо воспроизводится из-за противоречий между идеализированной двухслойной моделью с резкой границей и пленкой с развитой морфологией поверхности и интерфейса. Сравнение *ab initio* расчетов зонной энергетической структуры и оптических свойств монокристалла Ca_2Si и двумерных слоев Ca_2Si [8] с экспериментальными данными в области высокоэнергетических переходов показало хорошее совпадение основных максимумов в теоретическом и экспериментальном спектрах отражения.

Проведен анализ методов выращивания однофазных пленок моносилцида кальция (CaSi) и дисилцида (CaSi_2) на подложках монокристаллического кремния, включающих реактивную эпитаксию (РЭ) и молекулярно-лучевую эпитаксию (МЛЭ) в широком диапазоне температур от 400°C до 680°C. Установлено, что при РЭ с температурой 400 °C формируется пленка CaSi , но температура подложки еще недостаточна для огранки образовавшихся зерен. Огранка зерен CaSi обнаружена при $T=475$ °C. При росте методом МЛЭ эпитаксиальная ориентация зерен CaSi была обнаружена при температуре 500°C. Образование эпитаксиального CaSi_2 на кремнии с ориентациями (111), (100) и (110) зафиксировано в интервале температур 600–680°C методами РЭ и МЛЭ. В то же время увеличение отношения скоростей осаждения Ca к Si позволяет повысить температуру подложки до 680 °C и вырастить крупноблочную эпитаксиальную пленку CaSi_2 со структурой hR6. Зарегистрированы и идентифицированы спектры КРС и спектры отражения от однофазных пленок CaSi и CaSi_2 , установлено их соответствие по амплитуде и положению пиков при энергиях фотонов 0,1 – 6,5 эВ теоретически рассчитанным спектрам отражения, а также имеющимся теоретическим данным по спектрам КРС. Расчеты оптических функций однофазных пленок CaSi и CaSi_2 , включая спектры коэффициента поглощения и оптической проводимости, показали сохранение высокой прозрачности и высокой проводимости в диапазоне энергий 0,4–2,0 эВ и определяющее влияние поглощения на свободных носителей на потерю прозрачности при энергиях ниже 0,4 эВ.

Исследование поддержано грантом РФФИ №20-52-00001-Бел_а.

Список литературы

1. P. Manfretti, M. L. Fornasini, A. Palenzona. The phase diagram of the Ca-Si system // *Intermetallics*, vol. 8. pp. 223-228, 2000.
2. C. Wen, A. Kato, T. Nonomura, H. Tatsuoka. Phase selection during calcium silicide formation for layered and powder growth // *J. All. & Comp.*, vol. 509, pp. 4583-4587, 2011.
3. X.D. Li, K. Li, C.H. Wei, W.D. Han, N.G. Zhou. Structural, electronic, elastic, and thermodynamic properties of CaSi , Ca_2Si and CaSi_2 phases from first-principal calculations // *Physica B: Condensed Matter*, vol. 538, pp. 54-61, 2018.
4. K. Ito, T. Suemasu, H. Nakano. Growth of tr6-CaSi_2 thin films on Si(111) substrates // *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 57, pp. 120313(1-9), 2018.
5. M. Affronte, O. Laborde, G.L. Olsece, A. Palenzona. Low temperature properties of calcium mono- and disilicides *J. Alloys and Compounds*, vol. 274, pp. 68 – 74, 1998.
6. A.V. Shevlyagin, N.G. Galkin, K.N. Galkin, et.al. Semimetal hR6- CaSi_2 thin film: A transparent contact for Si optoelectronics // *J. Alloys and Compounds*, vol. 910, pp. 164893(1-8), 2022.
7. N.G. Galkin, K.N. Galkin, et.al. $\text{Ca}_2\text{Si}(100)$ epitaxial films on the Si(111) substrate: template growth, structural and optical properties // *Mat. Sci. in Semicon. Process.*, vol. 113, pp. 105036(1-16), 2020.
8. D.B. Migas, V.O. Bogorodz, A.B. Filonov, V.L. Shaposhnikov, V.E. Borisenko, N.G. Galkin. Electronic properties of semi-conducting Ca_2Si silicide: From bulk to nanostructures by means of first principles calculations // *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 54, pp. 54-64, 2015.

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛЕНОК Ca_2Si НА САПФИРЕ И КРЕМНИИ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ДИАПАЗОНЕ 83–293 К

К. Н. Галкин*, И. М. Чернев, О. В. Кропачев, Н. Г. Галкин

*Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН
690041, Российская Федерация, Владивосток, ул. Радио, д. 5*

*E-mail: galkinkn@iacp.dvo.ru

В работе выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) с использованием метода жертвенно-затравочного слоя пленки полупроводникового Ca_2Si на подложках Si(111) и $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ и определены их оптические функции методом оптической спектроскопии (ОС) в диапазоне температур 83–293 К. Для пленок Ca_2Si с наилучшим кристаллическим качеством на подложке Si(111) по данным оптической спектроскопии (ОС) определен бездисперсионный коэффициент преломления ($n_o = 4.03 \pm 0.01$) для энергий фотонов ниже 0.7 эВ и его температурная зависимость. Для пленок Ca_2Si на сапфире определен фундаментальный прямой межзонный переход $E_g = 0.88 \pm 0.01$ эВ, а также впервые установлен характер температурных зависимостей коэффициента поглощения пленок Ca_2Si , как на кремнии, так и на сапфире.

Полупроводниковый полусилицид кальция (Ca_2Si) привлекает заметное внимание как прямозонный материал с шириной запрещенной зоны от 0.36 эВ до 1.02 эВ [1-3], который может расти эпитаксиально на кремнии [4] для создания светоизлучающих и фотодетекторных диодных структур в ближнем инфракрасном диапазоне. Основные оптические свойства пленок Ca_2Si исследовались при комнатной температуре для установления природы фундаментального перехода [4], однако характер температурных изменений ширины запрещенной зоны и коэффициента преломления оставался неисследованным.

После завершения ростовой процедуры пленок Ca_2Si на подложках Si(111) и $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ по методике жертвенно-затравочного слоя [1] и доразривания методом МЛЭ образцы выгружались на воздух и для них исследовалась морфология, структура и регистрировались спектры ОС в температурном диапазоне от 83 К до 293 К. Установлено, что пленки Ca_2Si на подложке Si(111) являются ориентированными с эпитаксиальной ориентацией зерен по данным рентгеновской дифракции [4], а пленка Ca_2Si на сапфировой подложке ($\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$) является поликристаллической с наноразмерными зернами.

Рассмотрены изменения в спектрах отражения и пропускания в двухслойной системе Ca_2Si /сапфире и сапфировой подложке. Расчет оптических функций для сапфировой подложки из спектров пропускания и отражения в рассмотренном диапазоне температур позволил установить характер изменения оптических функций и определить из данных коэффициента оптического поглощения ($\alpha_{\text{сп}}(T)$) его зависимость от температуры. Далее полученные данные оптических функций для сапфировой подложки ($n_{\text{сп}}(T)$, $k_{\text{сп}}(T)$) и $\alpha_{\text{сп}}(T)$) были использованы для определения изменения оптических функций пленки Ca_2Si из расчета характера температурного изменения спектров пропускания и отражения двухслойной структуры. Данные для подложки и пленки брались при одной температуре, поскольку их регистрация проводилась в различное время. Расчеты позволили получить при каждой выбранной температуре спектры коэффициента поглощения. Поскольку поликристаллическая пленка Ca_2Si является основной фазой и обладает при больших энергиях фотонов (1.0–2.0 эВ) резким ростом коэффициента поглощения со значениями от $5 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ до $4.5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, то была проведена проверка наличия типов межзонных переходов [5]. Удовлетворительное соответствие было получено только для прямых межзонных переходов. Для всех выделенных 14-ти температур были определены линейные участки на зависимостях квадрата коэффициента поглощения от энергии фотонов, что позволило определить энергии четырех прямых межзонных переходов (0.88±0.01 эВ; 1.17±0.01 эВ; 1.47±0.02 эВ; 1.61±0.02 эВ), включая фундамен-

тальный. На рис. 1(а) представлены данные зависимости, что свидетельствует об отсутствии выраженной температурной зависимости для всех переходов в Ca_2Si , что может быть связано с его сложной зонной энергетической структурой [1-3].

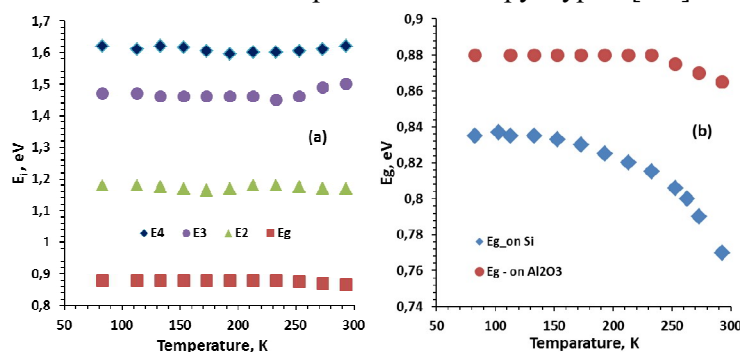


Рис. 1. Температурные зависимости ширины запрещенной зоны (E_g) и основных переходов (E_2 , E_3 и E_4) для пленок Ca_2Si на сапфире (а) и $E_g(T)$ на кремнии (\blacklozenge) и для сравнения $E_g(T)$ на сапфире (\bullet) (б).

Аналогичные температурные ОС спектры были зарегистрированы для двухслойной системы $\text{Ca}_2\text{Si}/\text{Si}(111)$ и чистой кремниевой подложки. Расчет оптических функций для кремниевой подложки из ОС спектров позволил установить характер изменения оптических функций и определить из данных коэффициента оптического поглощения ($\alpha_{\text{Si}}(T)$) их зависимость от температуры. Далее полученные данные оптических функций для кремниевой подложки ($n_{\text{Si}}(T)$, $k_{\text{Si}}(T)$) и $\alpha_{\text{Si}}(T)$) были использованы для определения изменения оптических функций пленки Ca_2Si из расчета характера температурного изменения ОС спектров системы $\text{Ca}_2\text{Si}/\text{Si}(111)$. Поскольку эпитаксиальная пленка Ca_2Si является основной фазой и обладает значительным коэффициентом поглощения до $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, то была проведена проверка наличия типов межзонных переходов [5]. Обнаружен прямой межзонный переход, который наблюдался для выделенных 14 температур в диапазоне 83–293 К с энергиями от 0.77 эВ до 0.84 эВ. На рис. 1(б) представлены данные температурной зависимости ширины запрещенной зоны Ca_2Si на кремнии, которая аппроксимируется обратной экспоненциальной зависимостью. Поскольку на сапфировой подложке был обнаружен фундаментальный переход $E_g = 0.88 \pm 0.01$ эВ при 293 К (рис. 1(а)), то эти величины являются близкими, а точность определения величины фундаментального перехода на кремниевой подложке ограничивается, как ее непрозрачностью, так и вкладом переходов с поверхностных состояний. Это не совсем совпадает с данными пленки Ca_2Si на сапфире (рис. 1а), что может быть связано с худшим ее кристаллическим качеством и наличием вклада при малых энергиях фотонов от фазы CaSi .

Исследование поддержано грантом РФФИ №20-52-00001-Бел_а.

Список литературы

1. D.B. Migas, L. Miglio, V.L. Shaposhnikov, V.E. Borisenko. Comparative study of structural, electronic and optical properties of Ca_2Si , Ca_2Ge , Ca_2Sn and Ca_2Pb // Physical Review B, vol. 67, pp. 205203, 2003.
2. D.B. Migas, V.O. Bogorodz, A.B. Filonov, V.L. Shaposhnikov, V.E. Borisenko, N.G. Galkin. Electronic properties of semi-conducting Ca_2Si silicide: From bulk to nanostructures by means of first principles calculations // Jpn. J. Appl. Phys., vol. 54, pp. 54-64, 2015.
3. S. Lebegue, B. Arnaud, M. Alouani. Calculated particle and optical properties of orthorhombic and cubic Ca_2Si // Phys. Rev. B, vol. 72, pp. 085103(1-8), 2005.
4. N.G. Galkin, K.N. Galkin, S.A. Dotsenko, S.A. Pyachin, I.A. Astapov. $\text{Ca}_2\text{Si}(100)$ epitaxial films on the $\text{Si}(111)$ substrate: template growth, structural and optical properties // Materials Science in Semiconductor Processing, vol. 113, pp. 105036(1-14), 2020.
5. J.I. Pankov. Optical Processes in Semiconductors, 2nd Revised ed. edition, Dover Books on Physics, New York, 448 p., 2010.

**ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В КРИСТАЛЛАХ $\text{FeTiF}_6 \cdot x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O}$ И $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$
– ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ**
Ю. В. Герасимова^{1,2*}, Н.М. Лапташ³, А.С. Крылов¹, А.Н. Вториин^{1,2}, М.А. Герасимов¹

¹ ИФ ФИЦ КНЦ СО РАН,
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д.50/38

² Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28
*jul@iph.krasn.ru

³ Институт химии ДО РАН
690022, Российская Федерация, Владивосток, 100-летия Владивостока, д. 159

Выполнены спектральные исследования систем $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ и $\text{FeTiF}_6 \cdot x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O}$. Замена H_2O на D_2O привела к изменению температуры фазового перехода. При комнатной температуре в исследуемых комплексах молекулы H_2O и D_2O эквивалентны. Эквивалентность разрушается ниже 100 К. Группы $[\text{TiF}_6]^{2-}$ остаются стабильными во всем исследуемом температурном диапазоне. Сравнивая систему $\text{FeTiF}_6 \cdot x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O}$ с $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ можем говорить о том, что в данных соединениях основную роль в механизме фазового перехода играет водный комплекс.

В последнее время большое внимание уделяется активированным Mn^{4+} фторидным люминофорам в качестве красных компонентов для тепло-белых светоизлучающих диодов (WLED) [1]. Среди них описан ряд люминофоров с общей формулой $\text{ZnMF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O} : \text{Mn}^{4+}$ ($\text{M} = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Sn}, \text{Ti}$) [2].

Соединения $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (HITF) и $\text{FeTiF}_6 \cdot x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O}$ (DITF) принадлежат к обширному семейству $\text{ABF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$. В HITF установлен сегнетоэластический фазовый переход первого рода при $T = 272$ К с предполагаемым преобразованием симметрии $\text{P}\bar{3} \leftrightarrow \text{P}(1)\bar{1}$. В DITF калориметрическими исследованиями определен обратимый фазовый переход первого рода при $T = 283$ К. Энтальпия и энтропия фазовых переходов были установлены по данным ДСК и составили соответственно: 423,5 Дж/моль и 1,5 Дж/моль·К – HITF, 710 Дж/моль и 2,5 Дж/моль·К – DITF.

$[\text{TiF}_6]^{2-}$ представляет собой правильный октаэдр, имеющий симметрию молекулы O_h ; его 15 внутренних колебательных мод принадлежат представлениям $\text{A}_{1g} + \text{E}_g + \text{F}_{2g} + 2\text{F}_{1u} + \text{F}_{2u}$. Для комплекса $[\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_6]^{2+}$ симметрии T_h существует 51 нормальная мода: $3\text{A}_g + \text{A}_u + 3\text{E}_g + \text{E}_u + 5\text{F}_g + 8\text{F}_u$. На рисунке 1 приведены спектры соединений $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (FITF) и $\text{FeTiF}_6 \cdot x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O}$ (DITF) при 250 К и 8 К, в области колебаний $[\text{TiF}_6]^{2-}$ октаэдров. Влияние D_2O приводит к небольшому смещению моды $\nu_s(\text{TiF}_6)$, в дейтерированном образце она находится при 611 см^{-1} , а в гидратированном – 601 см^{-1} . В недавней статье [3] мы показали, что ширина линии КР 601 см^{-1} в FITF остается практически постоянной при охлаждении, что указывает на ориентационную упорядоченность этих ионов. В DITF ширина полосы $[\text{TiF}_6]^{2-}$ (611 см^{-1}) имеет необычное поведение, ниже 100 К она увеличивается, а полоса 291 см^{-1} , которая соответствует $\delta(\text{TiF}_6)$ и $\nu_{\text{as}}(\text{Fe}-\text{O})$, плавно уменьшается, что говорит об ослаблении связи Fe-O и $\delta(\text{TiF}_6)$ ниже фазового перехода. В системе $\text{FeTiF}_6 \cdot x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O}$, как и в $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, в низкочастотном диапазоне $45\text{--}460 \text{ см}^{-1}$ при охлаждении появляются новые линии, соответствующие вращениям фтора и воды в низкотемпературной фазе.

Мы так же исследовали температурное изменение полос D_2O и H_2O . Линия растяжения молекулы воды 3500 см^{-1} в FITF распадается на дублет что, свидетельствует об упорядочении октаэдров воды с перестройкой водородных связей $\text{O}-\text{H} \cdots \text{F}$. Внешний вид линий при низкой температуре в DITF свидетельствует о том, что эквивалентность молекул D_2O в октаэдре $\text{Fe}(x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O})_6$ разрушаются ниже температуры перехода.

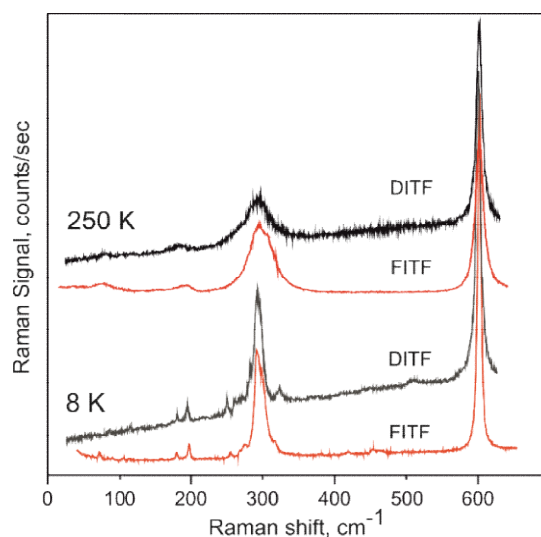


Рис. 1. КР спектр соединений $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (FITF) и $\text{FeTiF}_6 \cdot x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O}$ (DITF) при 250 К и 8 К.

Замена H_2O на D_2O привела к небольшому изменению температуры фазового перехода, которая составила 283 К. При комнатной температуре в комплексе $[\text{Fe}(x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O})]^{2+}$ молекулы D_2O эквивалентны. Эквивалентность разрушается ниже фазового перехода. Группы $[\text{TiF}_6]^{2-}$ остаются стабильными во всем исследуемом температурном диапазоне. Сравнивая систему $\text{FeTiF}_6 \cdot x\text{H}_2\text{O} \cdot y\text{D}_2\text{O}$ с $\text{FeTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ можем говорить о том, что в данных соединениях основную роль в механизме фазового перехода играет реконструкция водного комплекса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках исследовательского проекта № 20-42-240014.

Список литературы

1. S. Adachi, Review – Temperature dependence of luminescence intensity and decay time in Mn^{4+} -activated fluoride and oxyfluoride phosphors // *ECS J. Solid State Sci. Technol.* 10, p. 026002, 2021.
2. M. Kubus, D. Enseling, T. Justel, H.-J. Meyer, Synthesis and luminescent properties of red-emitting phosphors: $\text{ZnSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ and $\text{ZnGeF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ doped with Mn^{4+} // *J. Lumin.* 137 pp. 88–92, 2013.
3. Y.V. Gerasuimova, A.S.Aleksandrovsky, N.M.Laptash, M.A.Gerasimov, A.S.Krylov, A.N.Vtyurin, A.A.Dubrovskiy, Spectroscopy of structurally disordered hydrated iron fluoridotitanate in the regions of vibrational and electronic excitations // *Spectrochimica acta part a-molecular and biomolecular spectroscopy*, 246, 2022.

УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СПЕКТРОВ КРС МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ КАРКАСОВ

Е.В. Головкина^{1*}, А.С. Крылов², С.Н. Крылова², А.Н. Вториин^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет

660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

*E-mail: e.v.golovkina@mail.ru

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д. 50/38

Для изучения неориентированных кристаллических веществ представлена методика измерения угловых зависимостей спектров, в которой стало бы возможным выявление поведения линий и симметрии колебаний молекул кристаллов. В работе проведено исследование металлоорганических каркасов DUT-8(Ni), синтезированных в Дрезденском техническом университете, кристаллы которых имеют характерный размер 0.1 мкм. Сопоставляя результаты с модельными расчетами, представляется возможность распознать группу симметрии колебаний кристалла, а также выяснить отличительные признаки спектра различных фаз металлоорганических каркасов.

Для изучения неориентированных кристаллических веществ появилась необходимость разработки методики измерения спектров микрокристаллов. Несмотря на то, что в природе и в процессе роста кристаллы имеют четко выраженную огранку, их грани не всегда располагаются вдоль кристаллографических осей. По этой причине, а также из-за малых размеров кристаллов, правильно расположить кристалл для измерения поляризованных спектров становится затруднительным. В данной методике стало бы возможным определение угловых зависимостей спектров, а также выявление поведения линий и симметрии колебаний молекул кристаллов.

Металлоорганические каркасы представляют собой кристаллические твердые вещества, в которых атомы металла или оксида металла соединены органическими линкерами и образуют кристаллическую решетку. Металлоорганические каркасы приобрели большой интерес из-за их высокой пористости, большой площади поверхности и характеристик поглощения. Наличие пор позволяет использовать их для селективной абсорбции. Некоторые из таких веществ являются перестраиваемыми, что означает, что несколько стабильных кристаллических структур могут быть получены путем абсорбции и десорбции.[1]

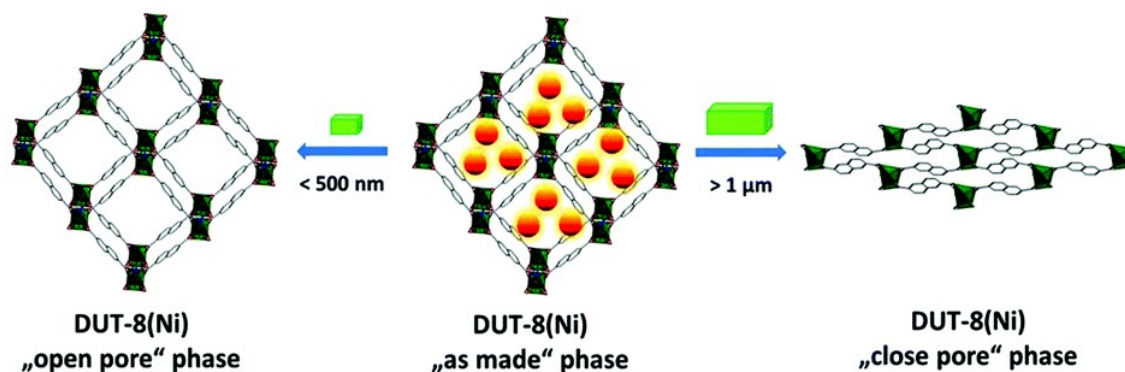


Рис. 1. Закрытая и открытая фазы переключаемой металлоорганической структуры DUT-8(Ni).[2]

Кристаллы металлоорганических каркасов имеют размер менее 0.1 мкм и не имеют правильной огранки вдоль кристаллографических осей. Поэтому для измерения спектров комбинационного рассеяния света неориентированных кристаллов металлоорганических каркасов была использована разработанная методика измерения угловых зависимостей спектров.[3] Для проведения автоматизированного эксперимента была

сконструирована приставка для КР-спектрометра, подключаемая к управляющему компьютеру. В результате периодического вращения кристалла и измерения соответствующих данному углу спектров были построены угловые зависимости спектров, анализ которых дает распределение максимумов линий спектра по углам.

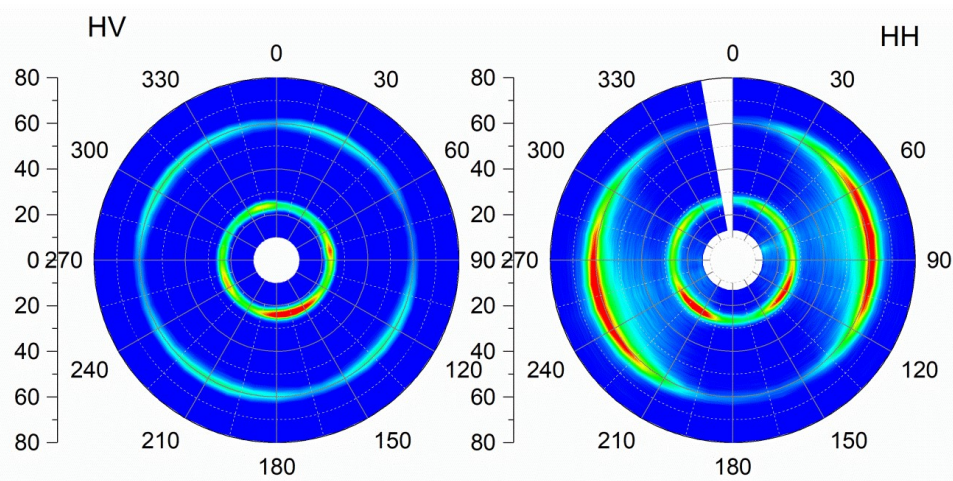


Рис. 2. Угловые зависимости спектров КРС в различных поляризациях в полярных координатах для кристалла DUT-8(Ni) в промежуточной фазе.

В работе проведено исследование металлоорганических каркасов DUT-8(Ni), синтезированных в Дрезденском техническом университете. Сопоставляя результаты с модельными расчетами, представляется возможность распознать группу симметрии колебаний кристалла, а также выяснить отличительные признаки спектра различных фаз металлоорганических каркасов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта № 21-52-12018.

Список литературы

1. Metal-Organic Frameworks (MOF), или металлоорганические координационные полимеры (МКОП) : Метод. Пособ. / ФГБУН ИОиФХ им. А.Е. Арбузова. Казань, 2013.
2. Technische Universität Dresden — TU Dresden: S2: Synthesis of switchable MOFs and in situ X-ray diffraction studies of gas and liquid phase induced reversible structural transformations / Stefan Kaskel [Электронный ресурс]. URL: <https://tu-dresden.de/> [дата обращения 1.06.2021]
3. Munisso M. C., Zhu W., Pezzoti G. Raman tensor analysis of sapphire single crystal and its application to define crystallographic orientation in polycrystalline alumina // Phys. Status Solidi. 2009. v. 246, № 8. p. 1893-1900. Raghoebarsing A. A., Smolders A. J. P., Schmid M. C., Rijpstra W. I. C., Wolters-Arts M., Derksen J. M. Methanotrophic symbionts provide carbon for photosynthesis in peat bogs // Nature. 2005. Vol. 436. P. 1153–1156.

ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}/\text{Bi}_2(\text{CO}_3)_2\text{O}_2$, ПОЛУЧЕННЫХ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИЕЙ В ВОДЕ

А. Г. Голубовская*, В. А. Светличный

*Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36*

*E-mail: a.glbvsk@gmail.com

В работе получены и охарактеризованы коллоидные наночастицы (НЧ) $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}/\text{Bi}_2(\text{CO}_3)_2\text{O}_2$, исследованы их фотокаталитические свойства. Для этого исходно полученные импульсной лазерной абляцией (ИЛА) мишеней Bi и Si в воде коллоидные растворы смешивались и подвергались лазерной обработке. Изучены морфология, фазовый состав и оптические свойства НЧ. Показано, что лазерная обработка стимулирует формирование интерфейса между Bi- и Si-содержащими частицами в смешанном коллоиде. Тестирование фотокаталитической активности полученных образцов в реакции разложения Родамина Б и Фенола при облучении светодиодными источниками излучения с $\lambda = 375, 410$ и 470 нм показало их хорошую активность и высокую стабильность.

Материалы на основе силикатов висмута (BSO) считаются перспективными фотокатализаторами для разложения органических загрязнителей и генерации водорода. Так, силленит висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ проявляет хорошую фотокаталитическую активность благодаря высокой фотопроводимости и поглощению в видимой области спектра [1]. В основном порошки BSO получают химическими методами с использованием Bi- и Si-содержащих прекурсоров. В данной работе для синтеза наночастиц, содержащих $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, была использована ИЛА в воде. Метод ИЛА позволяет получать чистые коллоидные растворы без дополнительных прекурсоров. А варьируя параметры лазерного излучения, состав мишени, реакционной среды и условий воздействия можно получать НЧ с заданными свойствами непосредственно в виде коллоидного раствора.

Синтез образцов проводился в два этапа. В начале ИЛА мишеней Bi и Si в дистиллированной воде, используя излучение Nd:YAG лазера (1064 нм, 7 нс, 20 Гц), получали два индивидуальных коллоидных раствора, которые затем смешивались в мольном соотношении Bi:Si = 12:1, что соответствует стехиометрическому составу силленита висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Полученная смесь подвергалась лазерной обработке излучением того же лазера. Часть смешанного коллоида после лазерной обработки (BSO_colloid) использовалась как приготовлена, вторая часть сушилась до порошка (BSO_powder).

Рентгенофазовый анализ (РФА) показал, что образец BSO_powder состоит из фазы силленита висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (26 %) и карбоната висмутила $\text{Bi}_2(\text{CO}_3)_2\text{O}_2$ (74 %), в то время как без лазерной обработки высушенная смесь коллоидов состоит из фазы металлического висмута Bi (56 %) и карбоната висмутила $\text{Bi}_2(\text{CO}_3)_2\text{O}_2$ (44 %). Аналогичные данные были получены и для НЧ BSO_colloid из данных микродифракции при исследовании на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ). Таким образом лазерная обработка ведет к формированию связи между Bi- и Si-содержащими частицами, что подтверждают также данные ИК и КР спектроскопии. Дополнительное лазерное воздействие также приводит к уменьшению среднего размера частиц и росту удельной поверхности с 36 до 43 м²/г. Исследование морфологии НЧ BSO_colloid на ПЭМ показало большое количество частиц в виде узких вытянутых нанопалочек, а также крупные агломераты частиц кубической формы, которые могут относиться к силлениту $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, имеющему кубическую кристаллическую структуру. В образце BSO_powder больше плоских наночастиц $\text{Bi}_2(\text{CO}_3)_2\text{O}_2$.

Лазерная обработка приводит к изменению спектра поглощения. У образцов появляется характерный для полупроводниковых частиц край полосы поглощения в области до ~450 нм с небольшим перегибом (рис. 1), указывающий на наличие в образце нескольких фаз. Можно предположить, что два края поглощения относятся к $\text{Bi}_2(\text{CO}_3)_2\text{O}_2$ и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, поглощающие при 320 нм и 430 нм, соответственно [1, 2].

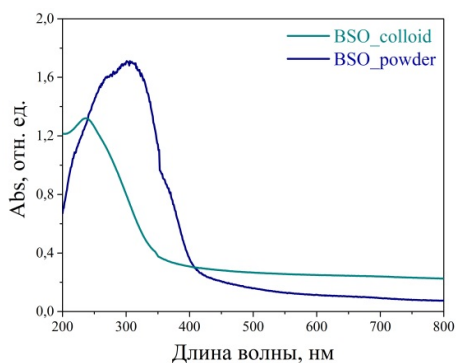


Рис. 1. Спектры поглощения BSO_colloid и BSO_powder

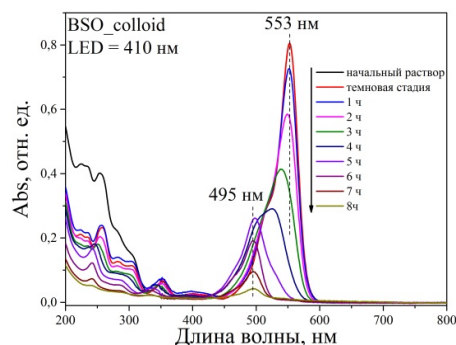


Рис. 2. Спектр фоторазложения Родамина Б

Фотокаталитическая активность образцов исследовалась при разложении красителя Родамина Б и устойчивого загрязнителя Фенола при облучении светодиодами (LED) с $\lambda = 375, 410$ и 470 нм в течение 8 часов. В табл. 1 приведены значения констант скорости реакции разложения первого порядка. В процессе разложения Родамина Б оба материала проявляют хорошую фотокаталитическую активность, однако образец BSO_powder работает лучше. Разложение красителя сопровождается гипсохромным сдвигом с 553 нм до 495 нм (рис. 2), что связано N-диэтилированием и образованием промежуточного фотопродукта Родамин 110, который далее также разлагается. В случае разложения Фенола лучше работает образец BSO_colloid, вызывая полное разложение экотоксиканта при облучении светом с $\lambda = 375$ и 410 нм.

Таблица 1

Образец	Константа скорости разложения Родамина Б и Фенола					
	Константа скорости, мин ⁻¹					
	375 нм		410 нм		470 нм	
	Родамин Б	Фенол	Родамин Б	Фенол	Родамин Б	Фенол
BSO_colloid	0,0115	0,0084	0,0147	0,0057	0,0053	-
BSO_powder	0,0195	0,0033	0,0267	0,0035	0,0091	-

Также была проведена оценка стабильности и возможности повторного использования фотокатализаторов в реакции разложения Родамина Б при облучении светом с $\lambda = 375$ нм. Фотокаталитическая активность коллоида BSO_colloid сначала увеличивалась с каждым циклом. В начале полное разложение родамина Б проходило за 4 часа, а после пятого цикла краситель полностью разлагался спустя 2 часа и активность BSO_colloid стала сравнима с исходной активностью BSO_powder. Далее эффективность катализатора начинала уменьшаться. Катализатор BSO_powder работал без уменьшения эффективности в течение четырех циклов, после чего его активность начинала постепенно снижаться.

Таким образом, в данной работе методом ИЛА получены НЧ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}/\text{Bi}_2(\text{CO}_3)\text{O}_2$ в виде порошка и коллоидного раствора, которые проявляют высокую фотокаталитическую активность по отношению к разложению органических загрязнителей при облучении мягким УФ и видимым светом.

Работа выполнена при поддержке РНФ (Грант № 19-73-30026).

Список литературы

1. Y. Wu, X. Chang, M. Li, et.al. Studying the preparation of pure $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ by Pechini method with high photocatalytic performance // J. Sol-Gel Science and Technology, vol. 97, pp. 311–319, 2021.
2. Y. Wang, L. Wag, Z. Xiao, et.al. Construction of Z-scheme heterojunction of $(\text{BiO})_2\text{CO}_3/\text{ZnFe-LDH}$ for enhanced photocatalytic degradation of tetracycline // Journal of Alloys and Compounds, vol. 900, pp. 163450, 2022.

УПРАВЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМИ СВОЙСТВАМИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА СЕРЕБРА В ПРИСУТСТВИИ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА

И.Г. Гревцева*, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, А.С. Перепелица, В.Н. Дерепко,
М.С. Кущева

*ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет»,
394018, г. Воронеж, Университетская пл. 1.*

*E-mail: grevtseva_ig@inbox.ru

Продемонстрирована возможность управления интенсивностью рекомбинационной люминесценции ансамбля коллоидных квантовых точек Ag_2S в присутствии наностержней Au за счет пространственного разделения компонентов смеси путем внесения полимера.

Формирование гибридных наноструктур на основе полупроводниковых коллоидных квантовых точек (КТ), обладающих уникальными фотолюминесцентными свойствами, актуально для современных приложений нанофотоники, таких как оптоэлектроника, фотовольтаика, маркирование в биомедицине, люминесцентная сенсорика [1,2]. Высокий квантовый выход люминесценции и ее фотостабильность являются ключевыми параметрами, определяющими перспективу и возможность их практического применения в указанных выше приложениях нанофотоники [1,2].

В последние годы активно развиваются приемы управления люминесцентными свойствами КТ за счет плазмон-экситонного взаимодействия [3,4]. Установлено, что «гибридные» люминесцентные свойства подобных наноструктур уникальны в силу их зависимости от особенностей взаимодействия компонентов плазмон-экситонных наноструктур, расстояния между ними, близости спектральных резонансов и т.д. [3,4]. В результате плазмон-экситонного взаимодействия возникают условия для изменения вероятностей излучательных и безызлучательных переходов в КТ, за счет эффекта Перселла, для трансформации контура спектров экстинкции и люминесценции КТ в результате расщепления Раби, квантовой интерференции Фано [3-4]. Наиболее ярко указанные эффекты продемонстрированы в рамках техники «single molecule luminescence» преимущественно для КТ с экситонным механизмом люминесценции. Однако использование эффектов плазмон-экситонного взаимодействия в люминесцентной сенсорике требует понимания условий их проявления в люминесценции ансамблей КТ.

В данной работе представлены результаты спектрально-люминесцентных свойств гибридных наноструктур на основе ансамбля коллоидных КТ Ag_2S , обладающих рекомбинационной люминесценцией при 900 нм, и плазмонных наностержней (НСт) Au.

Коллоидные КТ Ag_2S (2.8 ± 0.5 нм), пассивированные молекулами тиогликолевой кислоты (TGA), были получены в рамках водной методики синтеза [5]. Формирование НСт Au со средним соотношением длины к диаметру 40 ± 5 на 9 ± 2 нм, также осуществляли в рамках коллоидного синтеза в присутствии поверхностно активного вещества (ПАВ) цетилтриметиламмония бромида (СТАВ) [6]. Геометрия и размеры НСт Au обеспечили значительное перекрытие пика продольного плазмонного резонанса со спектром люминесценции КТ Ag_2S (рис. 1). Формирование гибридных структур осуществляли путем смешивания коллоидных растворов КТ Ag_2S и НСт Au в молярном соотношении $[v(\text{HЧ})]:[v(\text{КТ})] \sim 10^{-4}$ м.д., обеспечивающим концентрационное соотношение НСт Au к КТ Ag_2S в пределах $1:10^4$ шт, соответственно.

Обнаружено, что взаимодействие компонентов плазмон-экситонных наноструктур приводит к значительному тушению интенсивности свечения КТ Ag_2S при неизменном времени жизни люминесценции, что вероятно может быть обусловлено фотоиндуцированным переносом заряда (PET). Взаимное расположение уровней размерного квантования КТ Ag_2S и уровня Ферми золота предполагает возможность реализации PET в данной гибридной системе (рис. 1). Реализации PET также может способствовать сложное химическое взаимодействие активных карбоксильных групп лиганда TGA,

пассивирующего интерфейсы КТ Ag_2S , с нитрогруппами в составе СТАВ, координирующего морфологию НСт Au, которое предполагает непосредственный контакт КТ Ag_2S и НСт Au. Отсутствие полной потери интенсивности свечения КТ Ag_2S и сохранение времени жизни люминесценции в данном случае, может быть обусловлено наличием в смеси КТ не участвующих в процессах переноса заряда к НСт Au.

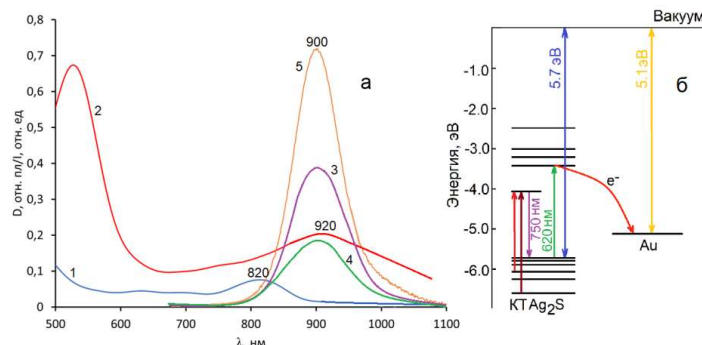


Рис. 1. (а) Спектр оптического поглощения КТ Ag_2S (1) спектр экстинкции НСт Au (2). Спектры люминесценции КТ Ag_2S (3) и их смесей с НСт Au в отсутствии (4) и в присутствии полимера (5). (б) Эмпирическая схема обмена электронным возбуждением между компонентами плазмон-экситонной смеси.

Пространственное разделение компонентов плазмон-экситонных наноструктур за счет дополнительного внесения в коллоидную смесь 40 мкл 10% полимера (инертная фотографическая желатина) приводит к двукратному увеличению интенсивности комбинационной люминесценции КТ Ag_2S (рис. 1). Однако при этом наблюдается стремительная фотодеградация люминесценции КТ Ag_2S . Незначительный рост интенсивности люминесценции может быть обусловлен высоким концентрационным соотношением НСт Au к КТ Ag_2S ($1:10^4$ шт), что в свою очередь предполагает наличие КТ, свободных от взаимодействия с НСт Au, свечение которых также будет давать свой вклад в результирующие люминесцентные свойства плазмон-экситонных наноструктур. Последующее увеличение концентрации полимера в плазмон-экситонной смеси не оказывает заметного влияния на интенсивность люминесценции КТ Ag_2S (рис. 1). Такое поведение люминесцентных свойств КТ Ag_2S свидетельствует о сложной картине проявления плазмон-экситонного взаимодействия в исследуемых смесях, ввиду одновременного проявления нескольких эффектов, например, таких как эффект Парселла, экситон-фононное взаимодействие, обмен электронными возбуждениями. Полученные данные, безусловно, требуют подробного экспериментального рассмотрения, включая теоретическое описание для каждого конкретного случая, что позволит оценить вклад плазмон-экситонных эффектов в общую картину излучательных свойств КТ Ag_2S .

Работа поддержана грантом Президента РФ № МК-3746.2022.1.2

Список литературы

1. M.A. Cotta Quantum Dots and Their Applications: What Lies Ahead? // ACS Appl. Nano Mater. vol. 3, 6, pp. 4920–4924, 2020.
2. P.B.Milan, et.al. Quantum Dots: A Review from Concept to Clinic // Biotechnol J. vol. 15 (12), pp. 2000117, 2020.
3. R. Guo, et.al. Controlling quantum dot emission by plasmonic nanoarrays // Opt. Express. vol. 23, pp. 28206-28215, 2015.
4. S.N.Gupta, et al. Complex plasmon-exciton dynamics revealed through quantum dot light emission in a nanocavity // Nat Commun. vol. 12, pp. 1310, 2021.
5. O.V. Ovchinnikov, et al. Effect of thioglycolic acid molecules on luminescence properties of Ag_2S quantum dots // Optical and Quantum Electronics. vol. 52(4), 198, 2020.
6. I. Grevtseva, et al. IR luminescence of plexcitonic structures based on $\text{Ag}_2\text{S}/\text{L-Cys}$ quantum dots and Au nanorods // Opt. Express. vol. 30, pp. 4668-4679, 2022.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СМЕШАННЫХ ПЕРОВСКИТНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ $\text{CsPb}(\text{Br}_x \text{I}_{1-x})_3$ В БОРОГЕРМАНАТНОМ СТЕКЛЕ

Р. Д. Харисова^{1*}, А. Н. Бабкина¹, К. С. Зырянова¹

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, лит. А

*E-mail: harisovarufina@gmail.com

В работе была синтезирована и исследована серия борогерманатных стекол со смешанными нанокристаллами перовскита $\text{CsPb}(\text{Br}_x \text{I}_{1-x})_3$. При эквимольарном замещении брома ионами йода интенсивная люминесценция смещается в красную область. Регулируя соотношение Br/I в нанокристаллах, можно получить материал с управляемыми люминесцентными свойствами в диапазоне от 520 до 700 нм. Полученная перовскитная стеклокерамика может быть использована в качестве источника излучения с управляемым спектром.

Оптические материалы на основе нанокристаллов перовскитов CsPbX_3 ($X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) в последнее время завладели вниманием многих научных групп благодаря своим оптическими [1], оптоэлектронными [2] и фотоэлектрическими [3] свойствам. Основные направления применения таких материалов включают в себя солнечные батареи, светодиоды и лазеры [4]. Одна из наиболее интересных особенностей перовскитов – возможность изменять ширину запрещенной зоны и получать яркую люминесценцию практически во всем видимом диапазоне путем изменения их состава. И хотя уже были получены такие смешанные перовскиты, остается непонятным механизм их выделения, в том числе в стеклообразной матрице, порядок вхождения ионов в кристаллическую решетку и многое другое. В данной работе были исследованы оптические свойства смешанных нанокристаллов перовскитов $\text{CsPb}(\text{Br}_x \text{I}_{1-x})_3$, синтезированных в борогерманатной стеклообразной матрице.

Выделение нанокристаллов происходило в стекле системы 6,67 ZnO–5,81 Na₂O–31,3 В₂O₃–50,53 GeO₂ мол.% при отжиге стекла, а также во время дополнительной термообработки при температурах 470–550 °С в течение одного часа в муфельной печи. Синтез самого исходного стекла проходил при температуре 950°С в стекритовых тиглях. Исследуемая серия содержала стекла с различным соотношением Br/I в нанокристаллах $\text{CsPb}(\text{Br}_x \text{I}_{1-x})_3$, где $x = 1; 0,5; 0,4; 0,3; 0,2; 0$ (согласно расчету по составу шихты).

Спектры оптической плотности стекол были измерены на спектрофотометре Lambda 650 (Perkin Elmer) в спектральном диапазоне 300–800 нм с шагом 1 нм при комнатной температуре. Для регистрации спектров люминесценции и возбуждения использовали спектрофлуориметр LS-55 (Perkin Elmer). Абсолютный квантовый выход измеряли на системе измерения абсолютного квантового выхода PL C9920-02G, -03G (Hamamatsu), состоящей из многоканального анализатора с датчиком InGaAs, интегрирующей сферы, монохроматического источника света с ксеноновым источником света мощностью 150 Вт и дистанционно управляемым монохроматором.

На рисунке 1 показаны спектры люминесценции стеклокерамик, синтезированных при термообработке в течение 1 ч при 470°С, а также люминесценция этих образцов под лампой. В данных образцах постепенная замена в нанокристаллах брома на йод приводит к плавному смещению максимума полосы люминесценции с 518 до 682 нм, подобное смещение наблюдалось и у стеклокерамик, прошедших термообработку при других температурах. Также необходимо отметить, что увеличение температуры термообработки без изменения молярного отношения Br/I приводит к сдвигу полосы люминесценции в красную область на порядка 20–60 нм из-за квантового размерного эффекта.

Квантовый выход большинства полученных стеклокерамик оказался в диапазоне 15–35 %, однако у составов $\text{Br}_{0,5}\text{I}_{0,5}$ и Br_0I_1 он оказался на уровне 1–2 %. В пределах од-

ного состава значение квантового выхода меняется незначительно. По-видимому, изменение значений квантового выхода от стекла с одним отношением Br/I к другому объясняется разбросом в составе стекла от синтеза к синтезу и в размерах выделенных нанокристаллов, а не имеет систематический характер при постепенной замене ионов брома на ионы йода.

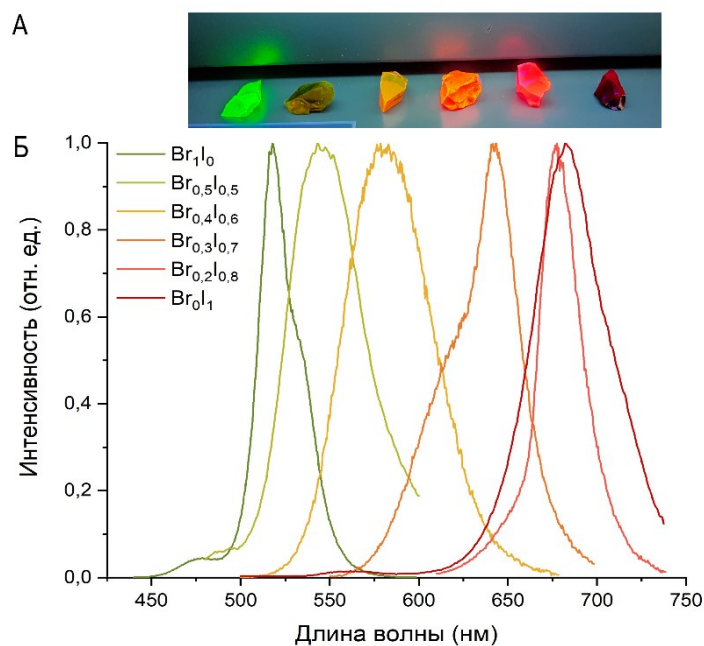


Рис. 1. (А) Внешний вид стеклокерамик при возбуждении под лампой с длиной волны 365 нм. (Б) Спектры люминесценции стеклокерамик, полученных после термообработки при 470°C в течение 1 ч; длина волны возбуждения 410 нм

Таким образом, с увеличением содержания йода в перовскитных нанокристаллах $\text{CsPb}(\text{Br}_x\text{I}_{1-x})_3$ происходит сдвиг максимума полосы люминесценции стеклокерамики в длинноволновую область. Большинство исследованных составов смешанных кристаллов перовскита продемонстрировали достаточно высокий квантовый выход, поэтому бромгерманатная стеклокерамика с $\text{CsPb}(\text{Br}_x\text{I}_{1-x})_3$ является перспективным материалом для создания различных источников излучения с управляемым спектром.

Синтез стеклокерамик выполнен при финансовой поддержке Российского научного фонда (№ 19-72-10036); спектральные исследования поддержаны грантом НИРМА ФТ МФ Университета ИТМО.

Список литературы

1. Li X. et al. CsPbX_3 quantum dots for lighting and displays: room-temperature synthesis, photoluminescence superiorities, underlying origins and white light-emitting diodes // *Advanced Functional Materials*. – 2016. – Т. 26. – №. 15. – С. 2435-2445.
2. Eperon G. E. et al. Formamidinium lead trihalide: a broadly tunable perovskite for efficient planar heterojunction solar cells // *Energy & Environmental Science*. – 2014. – Т. 7. – №. 3. – С. 982-988.
3. Protesescu L. et al. Nanocrystals of cesium lead halide perovskites (CsPbX_3 , X= Cl, Br, and I): novel optoelectronic materials showing bright emission with wide color gamut // *Nano letters*. – 2015. – Т. 15. – №. 6. – С. 3692-3696.
4. Stylianakis M. M. et al. Inorganic and hybrid perovskite based laser devices: a review // *Materials*. – 2019. – Т. 12. – №. 6. – С. 859.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМОЕ ВРАЩЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ХОЛЕСТЕРИКОМ С КОНИЧЕСКИМ СЦЕПЛЕНИЕМ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УГЛАХ НАКЛОНА ДИРЕКТОРА

Д. А. Костиков^{1*}, М. Н. Крахалев^{1,2}, В. С. Сутормин^{1,2}, В. Я. Зырянов¹

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

660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50

²Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет

660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

*E-mail: deniskostikov13@gmail.com

В представленной работе отражено влияние угла наклона директора при конических граничных условиях на формирующиеся структуры в холестерических жидкокристаллических ячейках. Получены зависимости поляризационных характеристик прошедшего через образец монохроматического излучения от величины прикладываемого электрического напряжения. Для исследуемых ячеек определены максимальный угол поворота поляризации света и критическое напряжение, при котором происходит нарушения волноводного режима.

Жидкие кристаллы (ЖК), которым присущи свойства как жидкостей, так и твердых тел, за счет своих уникальных свойств обладают широкой областью применения. В зависимости от ориентации директора (вектора, который характеризует преимущественное положение длинных осей молекул) изменяются параметры ЖК системы, в особенности, электрические и оптические. Ориентационная структура директора определяется его ориентацией на границах ЖК ячейки (граничные условия), которые характеризуются полярным (угол наклона) и азимутальным (в плоскости подложки) углами. Существует три основных типа граничных условий: планарные, гомеотропные и конические. Первые два характеризуются углами наклона директора $\theta_{0, \text{планар}} = 0^\circ$ и $\theta_{0, \text{гомеотроп}} = 90^\circ$, соответственно. Электрооптические свойства и возникающие структуры в таких ЖК ячейках на сегодняшний день хорошо исследованы. Актуальным является изучение ЖК систем с коническими граничными условиями, вариация которых способна привести задачу получения ЖК системы с необходимыми параметрами или откликом на внешние воздействия к более точному решению.

В работе исследовались холестерические жидкокристаллические (ХЖК) ячейки на основе нематика ЛН-396 с показателями преломления $n_1 = 1,716$, $n_2 = 1,520$ ($\lambda = 632,8$ нм) [1], допированного холестерилацетатом. На нижней подложке задавались планарные граничные условия натертой пленкой поливинилового спирта (ПВС), на верхней подложке конические граничные условия обеспечивались благодаря подобранной смеси полимеров полиизобутилметакрилата (ПиБМА) и политертбутилметакрилата (ПтБМА) (рисунок 1а). Весовое соотношение полимеров ПиБМА и ПтБМА варьировалось с шагом 10%. Углы наклона директора для различных соотношений полимеров ПиБМА и ПтБМА измерялись по зависимости фазовой задержки между обыкновенным и необыкновенным лучами от угла падения излучения на образец [2, 3]. В холестерических ячейках формируется закрученная ориентационная структура директора, которая определяется как граничными условиями, так и шагом спирали холестерика (рисунок 1а). Поэтому помимо граничных условий немаловажным параметром ХЖК ячейки является отношение ее толщины d к шагу спирали холестерика p . В представленной работе исследования проводились с ХЖК ячейками с величиной $d/p = 0,6$.

Если поляризация падающего излучения на входе параллельна или перпендикулярна директору, то при условии $\varphi \ll 2\pi\Delta n d/\lambda$, она повернется на угол, равный азимутальному углу закрутки директора φ . Такой режим называется волноводным (режим Могена). Под действием электрического поля, в соответствии с эффектом Фредерикса, полярный угол директора меняется, что в свою очередь вызывает изменение азимутального угла и приводит к так называемой раскрутке холестерической спирали (рис. 1б). При увеличении приложенного поля, в какойто момент уменьшение эффективной

анизотропии показателя преломления не способно компенсироваться уменьшением азимутального угла закрутки директора, что приводит к нарушению режима Могена. В этом случае поляризация света, распространяющегося через слой холестерика, перестает отслеживать поворот директора и становится эллиптической.

Изменение состава полимерной смеси позволило нам получить различные углы наклона директора на подложке с коническим сцеплением. Для различных углов наклона исследованы формирующиеся ориентационные структуры в слое холестерика, а также исследован их отклик на приложенное электрическое поле. Изучено влияние граничных условий на изменение азимутального угла директора, вызванное приложенным электрическим полем, а также получены критические напряжения, при котором происходит нарушение волноводного режима Могена, которые для исследуемых образцов оказались в диапазоне $1,4 \text{ В} \leq U \leq 1,5 \text{ В}$. Получены зависимости поляризационных компонент проходящего монохроматического излучения от прикладываемого внешнего электрического поля (рис. 1с).

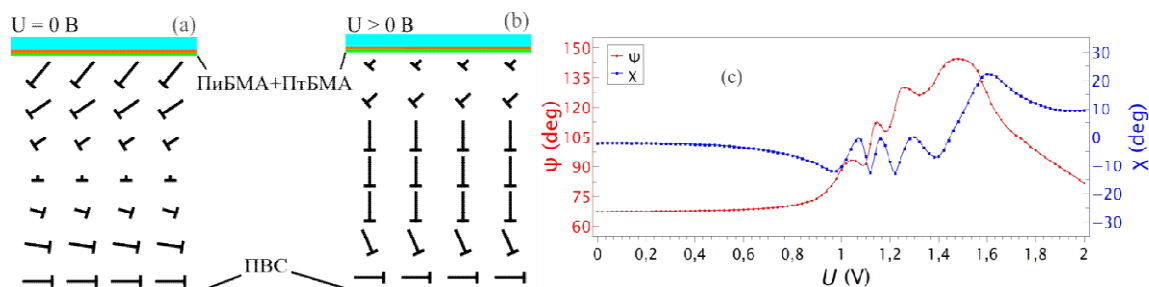


Рис. 1. Ориентационные структуры слоя ХЖК с планарно-коническими граничными условиями в исходном состоянии (а) и при электрическом поле, приложенном перпендикулярно слою ХЖК (б). Экспериментальные зависимости азимута поляризации ψ и угла эллиптичности χ прошедшего через образец света от приложенного напряжения U для ячейки с с концентрацией задающей полимерной смеси ПиБМА : ПТБМ = 80 : 20 (с)

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки (грант No 20-42-240007).

Список литературы

1. V. S. Sutormin, M. N. Krakhalev, I. V. Timofeev, et.al. Cholesteric layers with tangential-conical surface anchoring for an electrically controlled polarization rotator // *Optical Materials Express*, vol. 11, pp. 1527-1536, 2021.
2. Sheng-Ya Wang, Huang-Ming Wu and Kei-Hsiung Yang. Simple and direct measurements of pretilt angles in hybrid-aligned nematic liquid-crystal cells // *Applied Optics*, vol. 52, pp. 5106-5111, 2013.
3. D. A. Kostikov, M. N. Krakhalev, O. O. Prishchepa, et.al. Nematic Structures under Conical Anchoring at Various Director Tilt Angles Specified by Polymethacrylate Compositions // *Polymers*, vol. 13, p. 2993, 2021.

РЕАКЦИОННОЕ ИПС КОМПОЗИТНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ ЛЮМИНОФОРОВ $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-RE}^{3+}\text{:YAG}$ (RE=Ce; Ce+Gd)

Д. Ю. Косьянов^{1,2*}, А. А. Ворновских¹, О. О. Шичалин¹, Е. К. Папынов¹, А. А. Леонов²,
А. П. Завьялов^{1,3}, Xin Liu⁴, Jiang Li⁴

¹Дальневосточный федеральный университет
690922, Российская Федерация, Владивосток, о. Русский, пос. Аякс, д. 10
*E-mail: kosianov.diu@dvfu.ru

²Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН
690041, Российская Федерация, Владивосток, ул. Радио, д. 5

³Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН
630128, Российская Федерация, Новосибирск, ул. Кутателадзе, д. 18

⁴Шанхайский институт керамики КАН
201899, Китай, Шанхай, дорога Хэ-шюу, д. 585

Представлены результаты по созданию новых композитных керамических люминофоров на основе бифазной системы $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-RE}^{3+}\text{:YAG}$ (RE = Ce; Ce+Gd) в рамках метода реакционного искрового плазменного спекания (ИПС) порошков исходных оксидов. В качестве одного из возможных путей контроля структурно-фазового состояния и микроструктуры композитов рассмотрено влияние величины прикладываемого давления при ИПС.

В настоящее время общемировым трендом является освоение твердотельной светотехники взамен традиционным источникам света. Основными преимуществами светотехнических устройств на основе современной фотоники являются высокая цветопередача и эффективность свечения, энергосбережение, возможность миниатюризации, длительный срок службы в экстремальных условиях эксплуатации при минимальном вреде окружающей среде. При этом, в качестве осветительных систем будущих поколений предлагаются сфокусированные сверхъяркие источники света на высокомоощных лазерных диодах, реализация которых требует применения качественно новых, термостойких люминофоров (преобразователей цвета).

В работе представлены результаты по созданию новых композитных керамических люминофоров на основе бифазной системы $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-RE}^{3+}\text{:YAG}$ (RE = Ce; Ce+Gd). Формирование осуществлено методом реакционного искрового плазменного спекания (ИПС) порошков исходных оксидов с целью получения “fine-grained” структур. Данный метод успешно апробирован авторами при создании монофазных оптических керамик $\text{Nd}^{3+}\text{:YAG}$ [1]. В качестве одного из возможных путей контроля структурно-фазового состояния и микроструктуры композитов рассмотрено влияние величины прикладываемого давления при ИПС. Серии образцов (фаза Al_2O_3 – 11.5 вес.%) получены реакционным ИПС при 1425°C в течение 30 мин. при внешнем давлении 30–90 МПа. Содержание активирующих ионов Ce^{3+} и Gd^{3+} составило 0.1 ат.% и 25 ат.%; спекающих добавок TEOS и MgO, – 0.8 вес.% и 0.08 вес.%, соответственно. Пост-отжиг керамик проведен в атмосфере воздуха при 1300°C в течение 5 часов (рис. 1а).

Чистые кристаллические корунд-гранат бифазные системы $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:YAG}$ и $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:(Y,Gd)AG}$ с едиными фазами соответствующих твёрдых растворов были успешно синтезированы при 1425°C / 30 мин. / 30÷60 МПа, показан рост кристалличности составных фаз с увеличением величины внешнего давления в указанном интервале величин (табл. 1). Трудности получения количественных данных по одномерным дифрактограммам $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:(Y,Gd)AG}$ в образце «90 МПа» были связаны с несколькими вариациями фазы типа YAG.

Показаны различия в кинетике уплотнения и роста зерен между Ce-допированными и Ce,Gd-содопированными системами. Увеличение внешнего давления сопровождается ингибированием роста зерна, распределение по размерам становится уже при более выраженном тренде для $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:YAG}$ композита. Для обеих композитных составов было характерно ~2-кратное уменьшение среднего размера

зерна Al_2O_3 , тогда как для зерен Ce:YAG и Ce:(Y,Gd)AG зафиксировано 5-ти и 2.5-кратное уменьшение, соответственно (рис. 1б). В результате составные фазы образцов «90 МПа» имели средние размеры на уровне 1 мкм и ниже. Показано уменьшение относительной плотности композитных керамик Al_2O_3 -Ce:YAG и Al_2O_3 -Ce:(Y,Gd)AG с ростом величины прикладываемого давления в интервале ≈ 100 -99.1% и 99.1-97.2%, соответственно. В образцах «90 МПа», наряду с локальными микровспучиваниями, выявлены как внутри- и межзерновые, так и трансзерновые разрывы. Релаксация микроструктуры очевидно связана с выпариванием углеродных примесей из керамики, а также образованием более крупных дефектов вследствие снятия механических напряжений при пост-отжиге.

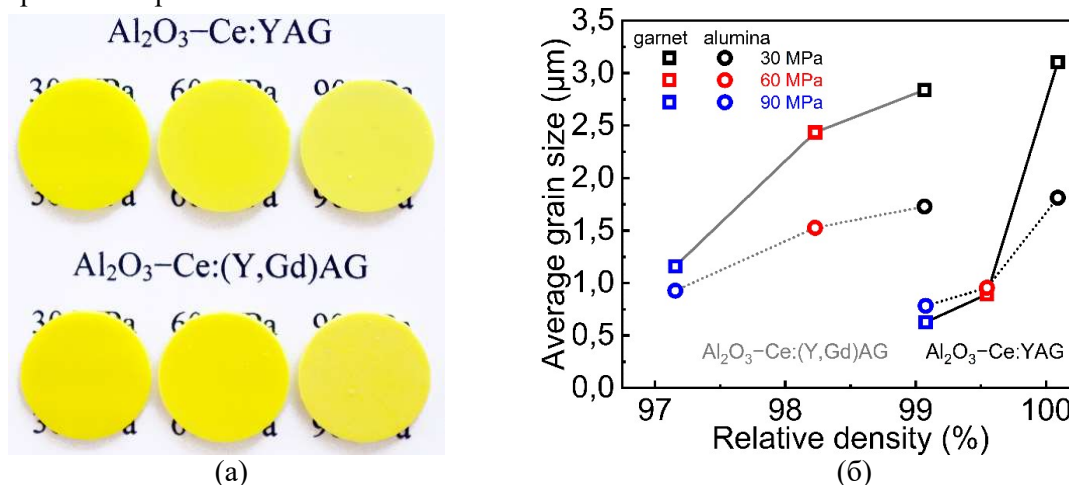


Рис. 1. Внешний вид (а), а также зависимости среднего размера зерен составных фаз и относительной плотности (б) композитных керамик Al_2O_3 -Ce:YAG и Al_2O_3 -Ce:(Y,Gd)AG, полученным методом реакционного ИПС при $1425^\circ C / 30$ мин. / 30÷90 МПа

Таблица 1

Доля фаз и параметры их кристаллических решёток по данным количественного анализа дифрактограмм, а также рассчитанные ОКР и величины микронапряжений для композитных керамик Al_2O_3 -Ce:YAG и Al_2O_3 -Ce:(Y,Gd)AG, полученным методом реакционного ИПС при $1425^\circ C / 30$ мин. / 30÷90 МПа

	Доля (вес.%)	$a=b=c$ (Å)	ε (10^{-3})	D (нм)	Доля (вес.%)	$a=b$ (Å)	c (Å)	ε (10^{-3})	D (нм)
Ce:YAG					Al_2O_3				
30 МПа	87.59	12.00552	0.184	156.7	12.41	4.75761	12.99333	0.184	149.2
60 МПа	87.59	12.00566	0.22	175.3	12.17	4.75779	12.99317	0.22	171
90 МПа	87.46	12.00601	0.11	123.6	12.54	4.75781	12.99351	0.11	123.2
Ce:(Y,Gd)AG					Al_2O_3				
30 МПа	82.56	12.03170	–	76.1	17.44	4.75783	12.99257	–	87
60 МПа	85.05	12.03160	0.36	139	14.95	4.75767	12.99382	0.34	156

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Проект № 20-73-10242).

Д.Ю.К. благодарен Совету по грантам Президента Российской Федерации (Стипендия № СП-3221.2022.1). А.П.З. благодарен за финансовую поддержку Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания Института химии твердого тела и механохимии СО РАН (Проект № FWUS-2021-0004).

Список литературы

1. D.Yu. Kosyanov, R.P. Yavetskiy, A.V. Tolmachev, et al. Fabrication of highly-doped Nd^{3+} :YAG transparent ceramics by reactive SPS // Ceram. Int., vol. 44, pp. 23145-23149, 2018.

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ГЕКСАГОНАЛЬНОГО НИТРИДА БОРА

Л.В. Котова^{1*}, Л.А. Алтынбаев², М.О. Жукова¹, Б.Р. Бородин²,
В.Т. Ноган^{3,4}, А.Балдычева³, В.П. Кочерешко²

¹ Университет ИТМО, 197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49 А
*E-mail: kotova@mail.ioffe.ru

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

³ Department of Engineering, University of Exeter, Exeter, EX4 4QF, United Kingdom

⁴ Department of Electrical and Information Engineering, University of Oulu, 90014 Oulu, Finland

Необычная оптическая анизотропия была экспериментально обнаружена в тонких пленках гексагонального нитрида бора, полученных из объемного нитрида бора с помощью ультразвука. Как линейная, так и циркулярная поляризация продемонстрировали четко определенную ось анизотропии на большой площади образца. Чтобы понять это явление, мы использовали статистический анализ изображений оптической микроскопии и атомно-силовую микроскопию для выявления упорядоченного распределения плотности частиц на микроскопическом уровне, соответствующее оптической оси, наблюдаемой в исследуемых поляризациях. Направление наблюдаемого упорядочения совпало с осью анизотропии. Следовательно, мы связываем измеренную оптическую анизотропию тонких пленок с микроскопическими изменениями в распределении плотности частиц.

В работе экспериментально продемонстрирована необычная оптическая анизотропия в тонких пленках гексагонального нитрида бора, полученных из отдельных частиц нитрида бора, отслоившихся от объемных кристаллов посредством ультразвуковой обработки. Как линейная, так и циркулярная поляризация тонких пленок регистрируются на большой площади и в широком спектральном диапазоне с четко выраженной осью анизотропии. Атомно-силовая микроскопия и статистический анализ изображений оптической микроскопии выявили упорядоченное распределение плотности частиц на макроскопическом уровне с направлением, соответствующим оптической оси, наблюдаемой в данных поляризации. Демонстрируемый метод предлагает альтернативный недорогой масштабируемый подход к производству тонких пленок с регулируемыми оптическими свойствами.

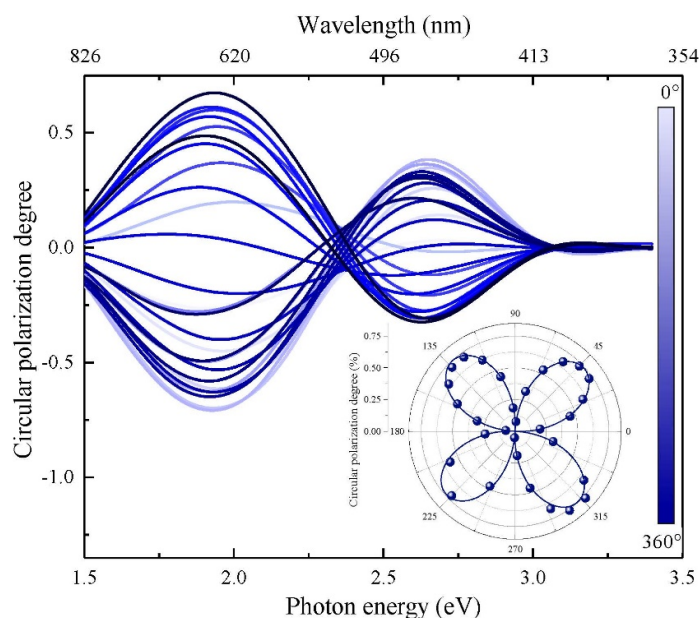


Рис. 1. Спектральные зависимости степени циркулярной поляризации P_{circ} при азимутальных углах от 0° до 360° для света, прошедшего через образец, когда падающий свет был линейно поляризован. $T = 300$ К. Вставка показывает угловую зависимость конверсии поляризации.

Исследованы спектры пропускания и отражения тонких пленок, сформированных из агломерированных индивидуальных микрокристаллов h-BN, в области прозрачности ниже края полосы собственного поглощения. Измерены спектральные зависимости линейной и циркулярной поляризации света (рис. 1), прошедшего через образец. Оптическая и растровая электронная микроскопия показали отсутствие в образце заметных выделенных направлений. Однако при исследовании параметров Стокса света, прошедшего через образец, наблюдалось двойное лучепреломление. Установлено, что оптические оси были однонаправленными по всей площади образца. При этом рассеянный свет от образца не был поляризован. Это свидетельствовало о том, что причина анизотропии не в свойствах отдельных микрокристаллов, а является общей для всего образца. Статистический анализ оптических изображений подтвердил, что тонкие пленки демонстрируют макроскопическое упорядочение распределения плотности в том же направлении, что и оптическая ось, что приводит к наблюдаемой оптической анизотропии [1].

Работа выполнена при поддержке РФФ № 21-12-00304.

Список литературы

1. Котова Л.В., Алтынбаев Л.А., Жукова М.О., Ноган В.Т., Балдычева А., Курба-
тов Д., Кочерешко В.П., ФТТ 63, 9, 1402-1406 (2021).

ПРЕОРИЕНТАЦИОННАЯ ДИФFUЗИЯ ОДИНОЧНЫХ F_3^+ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ LiF

Н. Д. Кривошеев^{1*}, С. А. Зилов¹

Иркутский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН
664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130а
*E-mail: krivosheeff_nikita@mail.ru

При исследовании одиночных центров окраски F_3^+ в кристалле LiF, были обнаружены необычные зависимости интенсивности их люминесценции от времени. Эта особенность необъяснима с точки зрения теории, описывающей динамику центров с триплетными уровнями, поэтому возникла необходимость в расширении существующей теории. Было обнаружено, что F_3^+ центр окраски меняет ориентацию в синглетном состоянии, ранее эти центры считались статичными. В связи с этими проведено моделирование динамики этих центров, полученные расчетные зависимости интенсивности люминесценции от времени согласуются с экспериментальными.

Как известно, кристаллы LiF доступны, хорошо исследованы и обладают большой шириной запрещённой зоны, поэтому их можно использовать как матрицу для исследования одиночных центров окраски. Под воздействием ионизирующих излучений в щелочно-галоидных кристаллах, образуются различные структурные дефекты (центры окраски), из которых нам интересны одиночные F_3^+ центры. Воздействуя на такой центр возбуждающим излучением, он начинает испускать группы фотонов, между которыми возникают большие временные промежутки (в которых нет излучения), такая группировка фотонов называется *photon bunching*. Эти временные промежутки можно разделить на *on*-интервалы (длительность нахождения в синглетном состоянии) и *off*-интервалы (длительность нахождения в триплетном состоянии), такая группировка фотонов называется *photon bunching* [1]. Средние времена *on*- и *off*- интервалов описывают динамику триплетного центра. Исследуя одиночные центры окраски методом конфокальной флуоресцентной микроскопии, были обнаружены необычные зависимости интенсивности их люминесценции от времени.

В работах [2, 3] авторами было обнаружено, что у одиночных F_3^+ центров окраски изменяются отношения интенсивностей. Наблюдаемую особенность, флуктуаций интенсивностей можно объяснить переориентационной диффузией центра окраски [3].

Целью работы, являлось моделирование динамики одиночного центра окраски. Динамику одиночного центра окраски, можно описывать с помощью теории для трёх-уровневой молекулы (два синглетных и один триплетный уровень) [1]. Однако, существующая теория не описывает процесс переориентации центра [1], поэтому её необходимо дополнить ещё одним уравнением.

Из полученных уравнений можно рассчитать случайные временные интервалы T_n^{on} (время свечения), T_n^{off} (время отсутствия свечения) и T_n^{reo} (время нахождения центра в определённой ориентации). Основываясь на этих выражениях, была создана математическая модель и написана программа на языке Python для моделирования динамики ЦО. В результате были получены квантовые траектории. На рис. 1А изображена зависимость интенсивности от времени с нулевым временем накопления, на рис. 1В изображён график с учётом времени накопления, а на рис. 1С изображена реальная квантовая траектория. По полученным данным можно сказать, что моделированные и экспериментальные КТ согласуются по отношениям интенсивностей и временам *on*- и *off*- интервалов.

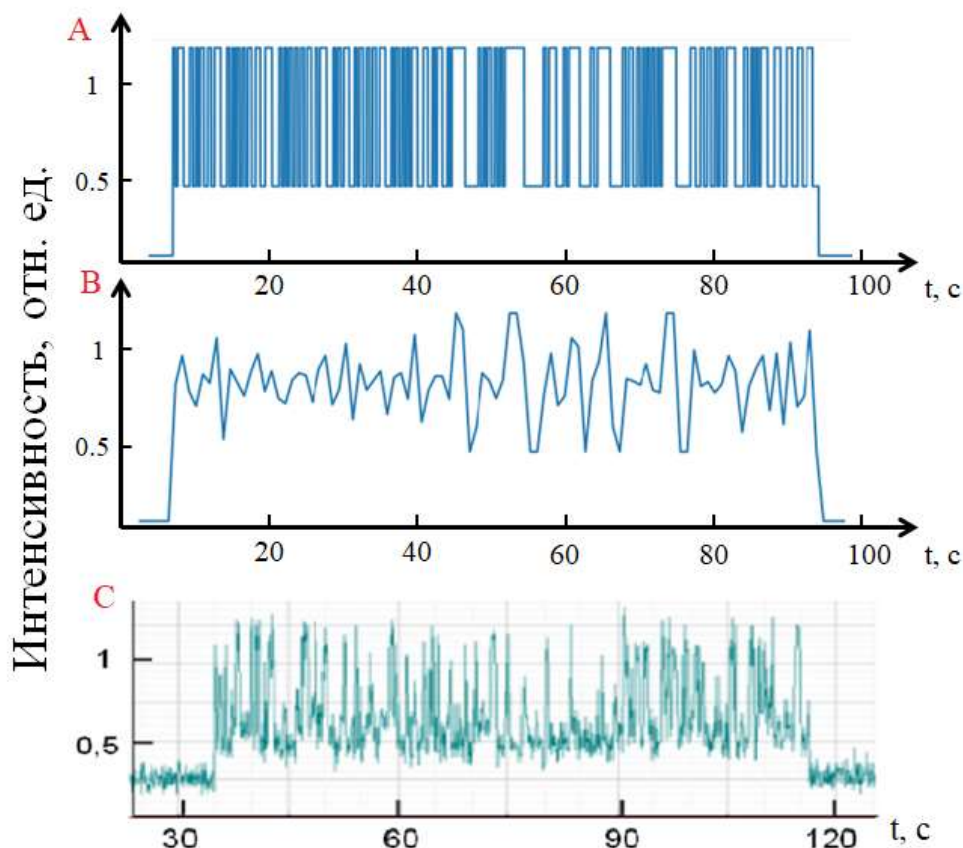


Рис. 1А и Рис. 1В. Результат моделирования динамики F_3^+ .
 Используемые параметры: $\tau_{on} = 80\text{с}$, $\tau_{off} = 18\text{с}$, $\tau_{reo} = 0.2\text{с}$. Время накопления 0.01с.
 Рис. 1С. Экспериментально полученная квантовая траектория.

Данная работа позволяет убедиться в правильности ранее сделанных выводов при помощи моделирования и сравнения с экспериментально полученными квантовыми траекториями F_3^+ центра окраски. В связи с этими было проведено моделирование динамики центров, полученные расчетные зависимости интенсивности люминесценции от времени согласуются с экспериментальными.

Список литературы

1. Осадько И. С. Флукутирующая флуоресценция одиночных молекул и полупроводниковых нанокристаллов. УФН, 176:1 (2006), 23–57; Phys. Usp., 49:1 (2006), 19–51.
2. Зилов С. А., Войтович А. П., Бойченко С. В., и др. Переориентация одиночных F_2 центров в кристаллах LiF. -Известия РАН. Серия физическая, 2016, том 80, № 1, 89–92 с.
3. Дресвянский В. П., Бойченко С. В., Зилов С. А. и др. Квантовые траектории фотолюминесценции F_2 центров в кристалле LiF. Известия РАН. Серия физическая, 2016, том 80, № 1, с. 98-101.
4. Дресвянский В.П., Зилов С.А., Мартынович Е.Ф.. Флукутирующая флуоресценция одиночных центров окраски в кристаллах фторида лития. - Оптика и спектроскопия, 2022, том 130, вып. 1, с. 138 – 145.

НИЗКОЧАСТОТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КРС МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ КАРКАСНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

А. С. Крылов^{1*}, И. Д. Юшина², С. Н. Крылова¹, I. Senkovska⁴, А. Н. Втюрин^{1,3}

¹Институт физики им. Л.В.Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/38
*E-mail: shusy@iph.krasn.ru

²Южно-уральский государственный университет
454080, Российская Федерация, Челябинск, пр. Ленина, 76.

³Сибирский федеральный университет,
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79.

⁴Technische Universität Dresden, 01062 Germany, Dresden,

Представлены результаты исследования методом спектроскопии комбинационного рассеяния света переключаемого металлоорганического каркасного соединения DUT-8 (Ni), относящегося к классу MOF со столбчатым слоем. спектральные особенности могут стать основой для экспресс-методики, основанной на спектроскопии комбинационного рассеяния света, для определения различных переключаемых фаз MOF, а также для *in situ* анализа по спектральному профилю. Выполнены исследования в условиях высоких гидростатических давлений с использованием различных сред, передающих давление. Показана возможность одновременного сосуществования в одном кристалле структур, относящихся к фазам с открытыми и закрытыми порами.

Переключаемые металлоорганические каркасные структуры (MOF) или мягкие пористые кристаллы являются уникальными материалами, которые могут преобразовывать свою кристаллическую структуру из плотного непористого в высокопористое открытое состояние и обратно в ответ на различные внешние воздействия. Это бистабильные или мультистабильные кристаллические материалы с дальним структурным упорядочением, обратимой транспортируемостью между кристаллическими фазами и постоянной пористостью [1]. Эти новые материалы имеют высокий потенциал для практических приложений. Возможно их применение как перспективных адсорбентов для хранения газа, материалов для разделения газов и сенсорных технологий. Однако механизм переключения и факторы, влияющие на переключаемость, еще не до конца понятны и продолжают изучаться.

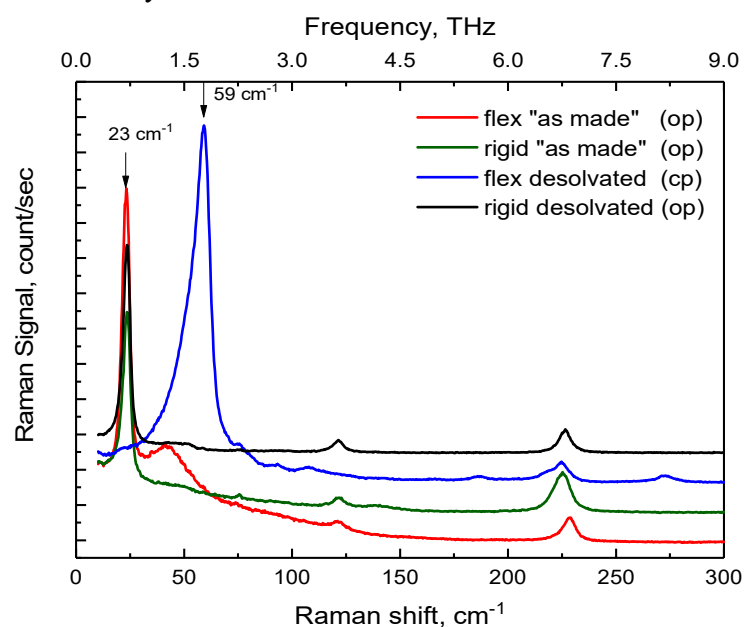


Рис. 1. Низкочастотная область спектра KP DUT-8(Ni).

Представлены результаты исследования методом спектроскопии комбинационного рассеяния света переключаемого металлоорганического каркасного соединения

DUT-8 (Ni), относящегося к классу MOF со столбчатым слоем. Эти кристаллы обладают свойством изменять размеры пор под влиянием внешних факторов среды, что приводит к существованию их фаз с открытыми или закрытыми порами. Помимо этого, модельные DFT расчеты показали возможность магнитного упорядочения в системе переключаемого DUT-8(Ni) [2]. Выполнены исследования структурных переходов в подобной системе. В докладе представлены результаты исследования методом спектроскопии комбинационного рассеяния света переключаемого металлоорганического каркаса DUT-8 относящегося к классу MOF со столбчатым слоем [3]. Были изучены различные образцы серии DUT-8: с различным атомами в узлах решетки (Ni, Co, Cu) с исходными фазами с открытыми и закрытыми порами, а также в переключаемой и не переключаемой формах. Сравнение спектров комбинационного рассеяния света (рис. 1) показало значительную разницу в низкочастотной области для образцов с открытыми (23 см^{-1}) и закрытыми (59 см^{-1}) порами DUT-8 (Ni) [4, 5]. Эти характерные спектральные особенности могут стать основой для экспресс-методики, основанной на спектроскопии комбинационного рассеяния света, для определения различных переключаемых фаз MOF, а также для *in situ* анализа по спектральному профилю.

На основании спектрального профиля выполнены исследования в условиях высоких гидростатических давлений с использованием различных сред, передающих давление (метиловый и изопропиловый спирты, силиконовое масло). Показана возможность одновременного сосуществования в одном кристалле структур, относящихся к фазам с открытыми и закрытыми порами. Показана возможность переключения из одной фазы в другую при увеличении давления в зависимости от размеров молекул среды, передающей давление [6].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта 21-52-12018

Список литературы

1. Schneemann A., Bon V., Schwedler I., Senkovska I., Kaskel S., Fischer R. A. Flexible metal-organic frameworks // Chem. Soc. Rev., vol. 43, pp. 6062, 2014.
2. Trepte K., Schwalbe S., Seiferta G. Electronic and magnetic properties of DUT-8 (Ni) // Phys. Chem. Chem. Phys., vol. 17, 17122, 2015.
3. Kavosi N., Bon V., Senkovska I., Krause S., Atzori C., Bonino F., Pallmann J., Paasch S., Brunner E., Kaskel S. Tailoring adsorption induced phase transitions in the pillared-layer type metal-organic framework DUT-8 (Ni) // Dalton Trans., vol. 46, 4685, 2017.
4. Krylov A., Vtyurin A., Petkov P., Senkovska I., Maliuta M., Bon V., Heine T., Kaskel S., Slyusareva E. Raman spectroscopy studies of the terahertz vibrational modes of a DUT-8 (Ni) metal-organic framework // Phys. Chem. Chem. Phys., vol. 19, 32099, 2017.
5. Ehrling S., Senkovska I., Bon V., Evans J.D., Petkov P., Krupskaya Y., Kataev V., Wulf T., Krylov A., Vtyurin A., et al. Crystal size versus paddle wheel deformability: selective gated adsorption transitions of the switchable metal-organic frameworks DUT-8(Co) and DUT-8(Ni) // Mater. Chem. A., vol. 7, 21459, 2019.
6. Krylov A., Yushina I., Slyusareva E., Krylova S., Vtyurin A., Kaskel S., Senkovska I. Structural phase transitions in flexible DUT-8(Ni) under high hydrostatic pressure // Phys. Chem. Chem. Phys., vol. 24, 3778, 2022.

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ МЯГКИХ МОД В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ $TbFe_{3-x}Ga_x(VO_3)_4$

С. Н. Крылова,^{1*} А. С. Крылов¹, А. Н. Втюрин^{1,2}, И. В. Немцев^{1,2}, И. А. Гудим¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Российская Федерация, Красноярск Академгородок 50/38

*E-mail: slanky@iph.krasn.ru

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет», 660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

Выполнены исследования спектров комбинационного рассеяния кристаллов $TbFe_{3-x}Ga_x(VO_3)_4$ (x меняется от 0 до 0.54) в интервале температур от 8 до 350 К. В низкочастотной области обнаружены процессы конденсации мягких мод. Построена диаграмма зависимости температуры фазового перехода от содержания ионов галлия, частично замещающих ионы железа.

Кристаллы редкоземельных ферроборатов со структурой хантита [1] являются перспективными материалами для оптоэлектронных устройств. Такие кристаллы могут быть использованы в механизмах управления электрическими и магнитными свойствами материалов [2, 3]. Сосуществование магнитных и сегнетоэлектрических параметров порядка приводит к тому, что кристаллы являются мультиферроиками. Возможность практических применений и перспектива оптимизации характеристик путем частичного замещения редкоземельных ионов или ионов железа привлекает исследователей.

В работе были синтезированы монокристаллы твердых растворов $TbFe_{3-x}Ga_x(VO_3)_4$ ($x = 0, 0.54, 0.39, 0.37$). Выполнены температурные исследования монокристаллов твердых растворов методом спектроскопии комбинационного рассеяния света в интервале температур от 8 до 350 К. Во всех исследуемых образцах наблюдались спектральные аномалии характерные для конденсации мягких мод. Обнаружено, что с увеличением содержания галлия в твердых растворах в спектрах дополнительно становится видна мягкая мода. Увеличение концентрации атомов Ga в твердых растворах приводит к понижению температуры структурного перехода из фазы $R32$ в фазу $R3_121$. В поведении конденсирующихся мягких мод наблюдается небольшое смещение при низких температурах, связанное с магнитоупругим взаимодействием параметров порядка.

Исследование поддержано РФФИ и DFG в рамках научного проекта № 21-52-12018 ННИО_а. При проведении исследований использовалось оборудование Красноярского регионального центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН. Авторы благодарны РФФИ, Правительству Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта грант № 20-42-240009 p_a_Красноярск.

Список литературы

1. G.M. Kuz'micheva, I.A. Kaurova, V.B. Rybakov, V.V. Podbel'skiy. Crystallochemical Design of Huntite-Family Compounds // Crystals, vol. 9. pp. 100, 2019.
2. A.M. Kadomtseva, Yu.F. Popov, G.P. Vorob'ev, et.al. Magnetolectric and magnetoelastic properties of rare-earth ferrobates // Low Temperature Physics, vol. 36 (6), pp. 511–521, 2010.
3. M.M.Vopson. Fundamentals of Multiferroic Materials and Their Possible Applications // Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences, vol. 40 (4), pp. 223–250, 2015.

**ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ОКСИДА ВОЛЬФРАМА
В РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЯХ ОКРАШИВАНИЯ:
IN-SITU МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ
НА ПРИМЕРЕ БИНАРНОЙ ПЛЁНКИ WO₃/Pd**

Д. П. Куликова^{1,2*}, И. В. Быков^{1,3}, Е. С. Лотков^{1,4}, А. О. Мелёхина¹, И. А. Родионов^{1,4},
А. В. Дорофеев^{1,3}, А. В. Барышев¹

¹ФГУП «ВНИИА им. Н.Л. Духова»

127030, Российская Федерация, Москва, ул. Суцеевская, д. 22

²МГУ им. М.В. Ломоносова

119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

³Институт теоретической и прикладной электродинамики (ИТПЭ) РАН

125412, Российская Федерация, Москва, ул. Ижорская, д. 13

⁴МГТУ им. Н.Э. Баумана

105082, Российская федерация, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5 стр. 1

*E-mail: dp.kulikova@yandex.ru

В работе исследована дисперсия диэлектрической проницаемости газохромного оксида вольфрама в различных стадиях окрашивания в водородосодержащей атмосфере. С помощью спектров эллипсометрических параметров для бинарной плёнки WO₃/Pd, измеренных в газовой среде, проведено восстановление действительной и мнимой частей показателя преломления оксида вольфрама. Установлено, что в результате восстановительной реакции в энергетическом спектре WO₃ образуется полоса поглощения, максимум которой в зависимости от степени окрашивания оксида смещается к спектральному положению $\lambda = 1000$ нм. На основе полученных результатов обсуждаются возможные механизмы газохромного окрашивания оксида вольфрама.

Исследования в области разработки оптических газовых сенсоров для детектирования водорода в последние годы представляют большой интерес [1]. Для их реализации в качестве чувствительного материала используют газохромные оксиды, меняющие свои оптические свойства в водородосодержащей газовой среде. Среди них триоксид вольфрама WO₃ является наиболее распространённым материалом ввиду его рекордной чувствительности к водороду [2]. WO₃ также является фотохромным и электрохромным материалом [3]. Важно отметить, что спектр оксида, окрашенного всеми перечисленными видами воздействия, одинаков, что свидетельствует о едином механизме явления. Однако в настоящий момент нет единой модели, описывающей газохромное окрашивание WO₃: в литературе в качестве причин данного эффекта приводятся [3] (i) межвалентные переходы заряда, (ii) поляронное поглощение, (iii) межзонное возбуждение и (iv) переходы между валентной зоной и состоянием W⁵⁺. С помощью спектральной эллипсометрии возможно с высокой точностью определять дисперсию диэлектрической проницаемости тонких плёнок. Таким образом, измерение спектров эллипсометрических параметров оксида в газовой ячейке может быть использовано для установления дисперсии его оптических констант на различных этапах газохромного окрашивания, т. е. процесс формирования спектральной полосы поглощения. Данное исследование имеет значение для дальнейшего развития в понимании явлений газо-, фото- и электрохромного окрашиваний.

Наши эксперименты по определению оптических свойств газохромного оксида в водородосодержащей атмосфере были проведены с использованием бинарной плёнки WO₃/Pd на кварцевой подложке с толщиной 0,5 мм. Толщина слоя оксида вольфрама составляла порядка 160 нм, а слоя палладиевого катализатора – 1-2 нм. Спектры эллипсометрических параметров были измерены с помощью эллипсометра J.A. Woollam V-VASE. Образец помещался в специально разработанную газовую кювету с кварцевыми окнами, позволяющую измерять спектры эллипсометрических параметров при трёх углах падения света ($\alpha_{\text{пад}}$): 45°, 60° и 75°. Смесь газов, поступающая в кювету, регулировалась газовым стендом и протекала через неё со скоростью 100 мл/мин.

Перед подачей водорода образец находился в атмосфере чистого азота – состояние (1). На Рис. 1(а) представлено изменение эллипсометрических параметров Ψ и Δ на

1000 ppm H₂ в N₂ в течение временного отрезка $\Delta t = 60$ мин. После достижения состояния насыщения (2) в кювету в течение $\tau = 30$ секунд поступала смесь газов 95% N₂ + 5% O₂ ($t = 137$ мин), которая затем заменялась на чистый азот, что приводило к быстрой обратной кинетике (окислению образца) в состояние (3). Путём периодической смены газовой смеси по алгоритму N₂ → 95% N₂ + 5% O₂ ($\tau = 30$ сек) → N₂ удалось контролировать степень окрашивания оксида вольфрама и измерить спектры эллипсометрических параметров WO₃/Pd в различных равновесных состояниях (3-6). Закономерно предположить, что состояния (3-6) эквивалентны состоянию оксида вольфрама при его стремительном восстановлении в водородосодержащей атмосфере (белые точки на Рис. 1(a)). Таким образом, восстановленная из спектров эллипсометрии дисперсия показателя преломления в моменты времени (3-6) иллюстрирует изменение оптических свойств оксида вольфрама в ходе его газохромного окрашивания.

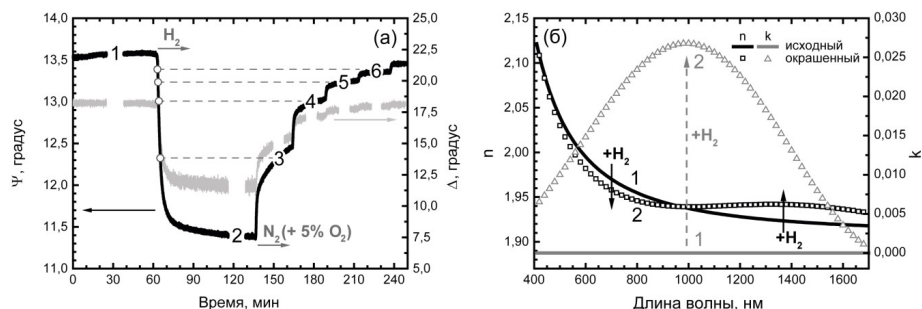


Рис. 1. (а) Изменение эллипсометрических параметров Ψ и Δ для бинарной плёнки WO₃/Pd ($\lambda = 1400$ нм, $\alpha_{\text{пад}} = 75^\circ$) при реакции восстановления в 1000 ppm H₂ в N₂ и поэтапном окислении в атмосфере азота с периодическим добавлением 5% O₂. (б) Оптические константы WO₃ в исходном (1) и окрашенном состоянии (2).

Восстановление оптических констант WO₃ проводилось в программе WVASE. Установлено, что в водородосодержащей атмосфере в энергетическом спектре оксида вольфрама формируется полоса поглощения, максимум которой в зависимости от степени окрашивания смещается к спектральному положению $\lambda \approx 1000$ нм. На Рис. 1(б) представлены спектральные зависимости оптических констант WO₃ в исходном состоянии (1) и в насыщении (2). Видно, что действительная часть показателя преломления n уменьшается в видимом диапазоне длин волн и увеличивается в ближнем инфракрасном диапазоне (Рис. 1(б)). Формирование полосы поглощения проявляется в дисперсии мнимой части показателя преломления k : в спектре образуется полоса с максимумом на $\lambda = 1000$ нм, которая обуславливает окрашивание оксида вольфрама.

Таким образом, определён комплексный показатель преломления WO₃ в различных стадиях окрашивания. Полученные результаты представляют интерес для разработки газочувствительных микро- и наноструктур на основе газохромных материалов и прогнозирования времён их отклика на различные газы, а также имеют большое значение для понимания природы газохромного окрашивания и протекающих в этом процессе механизмов.

Исследования выполнены с использованием материально-технической базы ЦКП Научно-образовательного центра «Функциональные Микро/Наносистемы» МГТУ им. Н.Э. Баумана (ID 74300).

Список литературы

1. T. Hübert, L. Boon-Brett, V. Palmisano, et.al. Developments in gas sensor technology for hydrogen safety // International journal of hydrogen energy, vol. 39, pp.20474-20483, 2014.
2. A. Georg, W. Graf, R. Neumann, et.al. Mechanism of the Gasochromic Coloration of Porous WO₃ Films // Solid State Ionics, vol. 127, pp. 319-328, 2000.
3. S.K. Deb. Opportunities and challenges in science and technology of WO₃ for electrochromic and related applications // Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 92, pp. 245-258, 2008.

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ЗЕНОНА ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ИЗМЕРЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИНОВ

Н. В. Лепшенен*, Д. С. Смирнов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

*E-mail: leppen@mail.ioffe.ru

Теоретически описаны квантовые эффекты Зенона, возникающие при измерении спинов электронов, локализованных в ансамбле самоорганизованных квантовых точек. Показано, что данные эффекты проявляются в изменении времени спиновой релаксации электронов в условиях спиновой ориентации и детектирования как непрерывным светом эллиптической поляризации, так и методом накачка-зондирование. Приведено сравнение полученных теоретических зависимостей с результатами экспериментов с одиночно заряженными квантовыми точками (In,Ga)As/GaAs. Результаты свидетельствуют о том, что временем спиновой релаксации можно управлять, регулируя параметры зондирующего луча.

Одиночно заряженные квантовые точки являются одной из наиболее многообещающих систем для реализации масштабируемых квантовых вычислений. Носителями информации (кубитами) в таких системах являются спины электронов и фотонов, которые могут запутываться из-за правил отбора при оптических переходах внутри квантовой точки. Взаимодействие спинов электронов с фотонами неизбежно приводит к квантовому обратному действию, которое может как замораживать динамику системы (квантовый эффект Зенона), так и ускорять ее (эффект анти-Зенона). Эти эффекты, имеющие сильное влияние на реализацию квантовых алгоритмов, в квантовых точках до данного момента не были изучены.

В нашей работе [1] рассмотрены квантовые эффекты Зенона, возникающие при освещении ансамбля квантовых точек непрерывным эллиптически поляризованным светом с частотой близкой к частоте трионного резонанса, что дает возможность как для спиновой ориентации, так и для детектирования спиновой поляризации. Мы показываем, что индуцированная взаимодействием с ядерными спинами спиновая релаксация электронов, в зависимости от интенсивности падающего света может либо подавляться, либо ускоряться, что соответствует квантовым эффектам Зенона и анти-Зенона, соответственно. Расчет в формализме матрицы плотности позволяет получить микроскопическое выражение для «силы измерения» [2] – параметра, который отвечает за переключение между режимами анти-Зенона и Зенона.

Спиновая ориентация и измерение методом накачка-зондирование также позволяет наблюдать квантовые эффекты Зенона. В этом случае скорость спиновой дефазировки в поле ядер зависит от периода следования импульсов и их мощности. Результаты расчета времени спиновой релаксации представлены на рис.1. Видно, что при мощности зондирующего луча, стремящейся к нулю, время релаксации в поле ядер стремится к 1/3 от времени релаксации без учета взаимодействия с ядрами. Это соответствует известной спиновой дефазировке в случайно ориентированном эффективном магнитном поле ядер в квантовой точке. При ненулевой, но низкой мощности зондирующего луча время спиновой релаксации уменьшается, однако, при высокой мощности луча видно, что влияние спинов ядер становится не существенно. Это является проявлением эффектов анти-Зенона и Зенона, соответственно. С помощью решения уравнений для спиновой динамики нам удалось получить аналитические выражения для спиновой поляризации, которые допускают прямое сравнение с экспериментальными результатами. В частности, показано качественное согласие с результатами для квантовых точек (In,Ga)As/GaAs. Кроме того, была численно рассчитана спиновая поляризация при приложении внешнего магнитного поля. Показано, что мощность и период следования импульсов зондирования изменяют ширины кривой Ханле и восстановления спиновой поляризации, что также является проявлением квантовых эффектов Зенона.

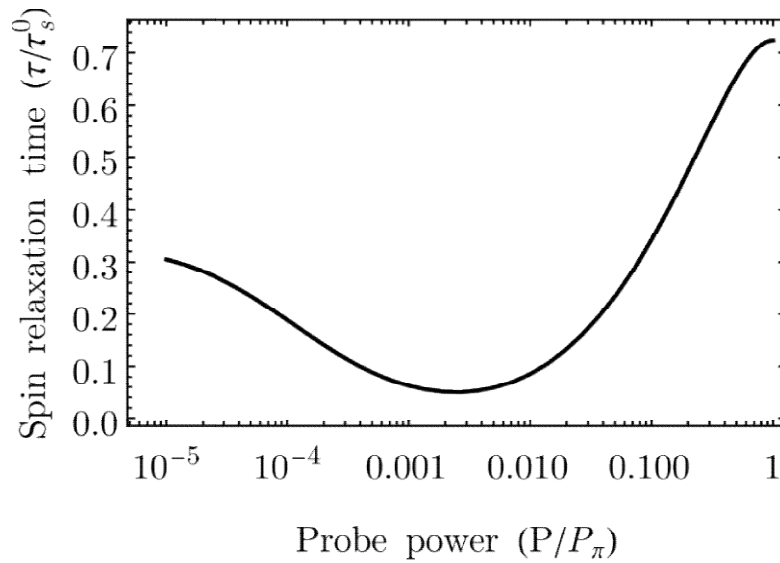


Рис. 1. Численно рассчитанная зависимость отношения эффективного времени спиновой релаксации электрона τ в эффективном магнитном поле ядер к времени спиновой релаксации без учета взаимодействия с ядрами τ_s^0 от мощности зондирующего луча P при спиновой поляризации и детектировании методом накачка-зондирования. P_π – мощность π импульса.

Исследование поддержано грантом РФФ № 21–72–10035.

Список литературы

1. N.V. Leppenen and D.S. Smirnov, Optical measurement of electron spins in quantum dots: Quantum Zeno effects //arXiv:2202.13994 (2022)
2. N.V. Leppenen, et.al. Quantum Zeno effect and quantum nondemolition spin measurement in a quantum dot–micropillar cavity in the strong coupling regime // Phys. Rev. B **103**, 045413 (2021)

РАЗРАБОТКА ОРГАНИЧЕСКИХ ЛЮМИНОФОРОВ С КОНЬЮГИРОВАННЫМИ СТРУКТУРНЫМИ ФРАГМЕНТАМИ

Л.Л. Левков¹, Е.А. Свидченко², Н.М. Сурин², О.В. Борщёв^{2*}, Е.А. Заборин²,
С.А. Пономаренко^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

²Институт синтетических полимерных материалов РАН им. Н.С. Ениколопова, Российская Федерация,
Москва, ул. Профсоюзная, д. 70

*E-mail: borshchev@ispm.ru

Конъюнкция излучающих и поглощающих фрагментов органических люминофоров определяет их абсорбционные свойства. Эта гипотеза сформулирована при изучении оптических спектров поглощения и флуоресценции растворов π -сопряжённых соединений, содержащих структурные блоки 4,7-дифенилбензо(1,2,5)тиадиазол и разветвляющийся центр 1,3,5- замещённый бензол. Коэффициенты экстинкции синтезированных органических соединений достигают 10^5 л/моль·см и более за счёт локализации высших возбуждённых состояний на периферийных фрагментах. Одновременно с этим достигается квантовый выход флуоресценции более 90%.

Молекулярный дизайн π -сопряжённых соединений (малых молекул и полимеров) представляется актуальной задачей ввиду необходимости тонкой настройки физических и технологических свойств материалов для оптоэлектронных устройств, высокочувствительных сенсоров, средств регистрации ионизирующего излучения, фотокатализа, биомедицины. Комбинация функциональных блоков позволяет получать материалы с особыми характеристиками. Одним из важных вопросов молекулярного дизайна является способ объединения структурных фрагментов, позволяющий избежать потери необходимых характеристик, которыми обладают в изолированном виде функциональные фрагменты.

Настоящая работа посвящена разработке органических люминофоров путём объединения (конъюнкции) распространённых структурных фрагментов 1,3,5-замещённый бензол (ЗБ) и 4,7-дифенилбензо(1,2,5)тиадиазол (ДФБТД) с целью обеспечения высоких коэффициентов экстинкции и квантовых выходов флуоресценции. Исследованные соединения в перспективе могут найти применение в качестве компонентов сцинтилляторов и оптоэлектронных устройств.

В работе выполнен синтез модельных соединений, обладающих фотофизическими свойствами, присущими изолированным фрагментам, а также синтез люминофоров, в которых объединены ЗБ и ДФБТД. Проведен сравнительный анализ их спектров поглощения и флуоресценции в оптическом диапазоне (рис. 1).

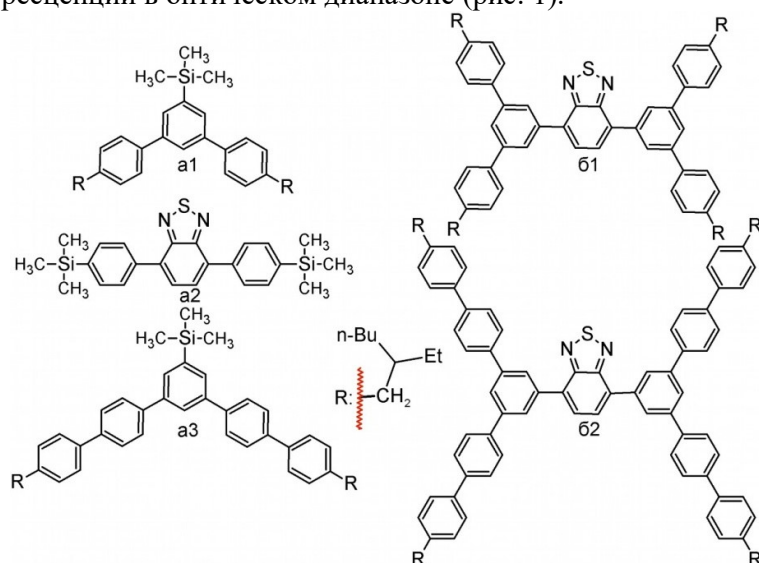


Рис. 1. Структура исследованных модельных соединений (A1-A3) и люминофоров (B1, B2).

Показано, что спектры поглощения растворов соединений Б1 и Б2 (Рис.2.) представляют собой суперпозиции спектров ДФБТД (А2) с удвоенными коэффициентами экстинкции А1 или А3. В спектрах флуоресценции люминофоров Б1 и Б2 наблюдается широкая бесструктурная полоса в области 420-600 нм, максимум которой смещается с 476 нм до 493 нм при переходе от раствора в гексане к раствору в тетрагидрофуране (ТГФ).

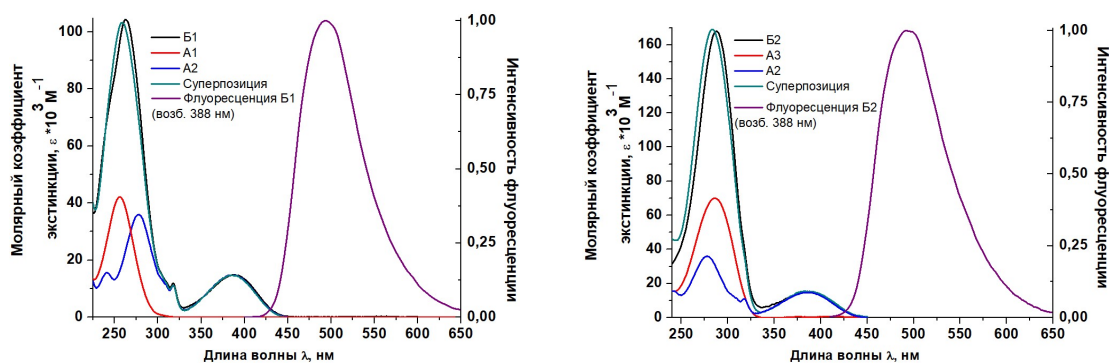


Рис. 2. Спектры поглощения и флуоресценции соединений.

Наблюдаемая аддитивность абсорбционных свойств функциональных фрагментов может быть связана с отсутствием электронного сопряжения между заместителями в мета-положении, о чем свидетельствует отсутствие батохромного смещения максимума флуоресценции относительно ДФБТД, которое наблюдается при введении ароматических ядер в пара-положении [1]. Батохромное смещение максимума флуоресценции при переходе от гексана к ТГФ позволяет предположить, что в низшем возбужденном состоянии, из которого совершается излучательная релаксация, происходит разделение зарядов, известное для изолированного фрагмента ДФБТД [2]. Таким образом, π -электронная плотность в низшем возбужденном состоянии локализована преимущественно на ДФБТД, а в высших – на периферийных фрагментах. Несмотря на близость спектральных свойств конъюгированных в люминофорах и изолированных фрагментов, наблюдается принципиальное различие в показателях квантовых выходов флуоресценции между растворами в ТГФ соединений Б1 и Б2, которые составляют 35% и 96% соответственно.

Исследование поддержано РФФ №22-13-00255.

Список литературы

1. M.S. Skorotetcky, E.D. Krivtsova, O. V. Borshchev, et.al. Influence of the structure of electron-donating aromatic units in organosilicon luminophores based on 2,1,3-benzothiadiazole electron-withdrawing core on their absorption-luminescent properties // *Dyes and Pigments*, vol. 155, pp. 284-291, 2018
<https://doi.org/10.1016/j.dyepig.2018.03.043>.
2. M. Echeverri, C. Ruiz, S. Gámez-Valenzuela, et.al. Stimuli-Responsive Benzothiadiazole Derivative as a Dopant for Rewritable Polymer Blends. // *ACS Applied Materials & Interfaces* vol 12 (9), pp.10929-10937, 2020.

СВОЙСТВА ОКСИДНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ДЛИНАХ ВОЛН БОЛЕЕ 600 МКМ

Д. М. Лубенко^{1*}, Д. М. Ежов², В. А. Светличный², Ю. М. Андреев³

¹Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр-т Академический, д.2/3
*E-mail: lubenkodm@gmail.com

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 1

³Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр-т Академический, д.2/3

Определены спектры коэффициентов поглощения и компонент показателей преломления многоатомных оксидных нелинейных кристаллов LBO, β -BBO, LBO и т. д. в ТГц диапазоне, показывающие возможность создания высокоэффективных генераторов излучения на длинах волн более 600 мкм.

Благодаря высоким механическим свойствам, лучевой стойкости и теплопроводности ряд многоатомных оксидных нелинейных кристаллов (LiNbO_3 (LN), β - BBO , LiB_3O_5 (LBO), $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ (LB4) и т. д. широко используется для генерации излучения методами нелинейной кристаллооптики в пределах основного окна прозрачности. При этом (за исключением кристалла LN) они имеют малые нелинейные коэффициенты от 0,45 пм/В (LBO) до 2,3 пм/В (BBO). Их сколько-нибудь значимому применению для генерации ТГц излучения мешают ограниченные число данных известных с большим разбросом о лучевой стойкости к фс импульсам накачки и оптических потерях.

Целью работы является исследование оптических свойств и возможностей генерации ТГц излучения с длиной волны более 600 мкм, совпадающего с областью максимальной прозрачности атмосферы, пригодной для зондирования газовых загрязнений.

Впервые установлено, что температурные зависимости компонент n_x и n_y показателя преломления кристалла LBO пересекаются при температуре 84 °С (Рис. 1), кристалл становится одноосным.

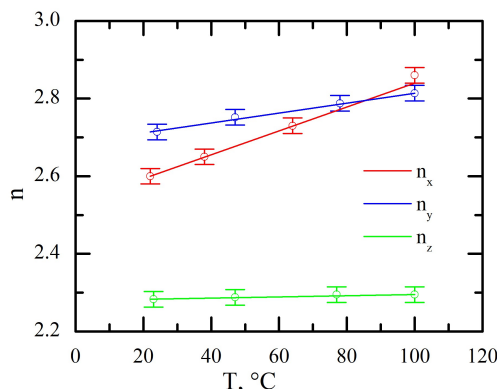


Рис. 1. Температурная зависимость компонент показателя преломления $n_{x,y,z}$ кристалла LBO

Ранее такого типа особенность отмечена нами у одноосного кристалла LGS – кристалл становится изотропным при комнатной температуре на длине волны 7,1 мкм. Такое положение дел нарушает общепринятую классификацию нелинейных кристаллов. У кристалла LBO отмечен низкий уровень оптических потерь, неподдающийся измерению с помощью классических ТГц спектрометров. Приводится детальный анализ.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИМКЭС СО РАН по проекту No121031300155-8.

ВЛИЯНИЕ ЗЁРНОГРАНИЧНОЙ СЕГРЕГАЦИИ ДОПАНТА НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ОПТИЧЕСКИХ ПЛЁНОК СЕРЕБРА

Г.В. Марчий^{*1}, Д.С. Самсонов¹, Р.С. Степанов², И.Б. Терещенко¹, Е.Е. Мухин¹

¹Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе

194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

²Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена
191186, Российская Федерация, Санкт-Петербург, набережная реки Мойки, 48

*E-mail: georgiy.marchiy@mail.ioffe.ru

Тонкие плёнки серебра обладают высоким отражением в широкой полосе спектра, однако их оптическое качество значительно снижается вследствие атмосферной коррозии, в условиях повышенной влажности и температуры. Для защиты покрытий от коррозии применяются барьерные прозрачные слои. Однако их эффективность сильно зависит от условий осаждения, в частности от наличия ультратонкого адгезионного слоя между барьерными слоями и серебром. В докладе приводится возможное теоретическое обоснование механизма влияния ультратонкого адгезионного слоя, а также предлагается легирующая добавка, которая может увеличить стойкость зеркал к высокой температуре.

Тонкие оптические покрытия серебра могут быть применены в широком круге областей благодаря своему высокому отражению в видимой и ближней инфракрасной полосе спектра. Однако многие сферы применения требуют от зеркал стойкости к коррозии во влажной среде и/или температурным воздействиям.

Одна из наиболее эффективных конструкций покрытия, предназначенная для работы в условиях коррозионной среды, представляет из себя оптически толстый слой серебра (90-200 нм), защищённый сверху массивом чередующихся прозрачных тонких диэлектрических слоёв, препятствующих доступу коррозионных агентов к серебру. Большую роль в защите от коррозии в таких покрытиях играет ультратонкий (<1 нм) металлический слой, находящийся между диэлектриком и серебром. Folgner et al. [1] показали, что наличие Ni в составе этого слоя приводит к значительному уменьшению интенсивности коррозии и качественному её изменению. Несмотря на обилие экспериментальных данных, механизм действия этого слоя на стойкость к коррозии остаётся не объяснённым теоретически, что усложняет дальнейшее совершенствование конструкции.

В данной работе предлагается модель, объясняющая эффект увеличения коррозионной стойкости склонностью Ni к сегрегации на границах зёрен и воздействием подобной примеси на химический потенциал серебра. Для расчётов были использованы методы Молекулярной Динамики и Монте-Карло, Теория Функционала Плотности (ТФП).

При температурных воздействиях в серебряных плёнках за счёт роста зёрен возникают пустоты. Подавить рост зёрен возможно легированием. Для выбора подходящей легирующей примеси была применена аналитическая термодинамическая модель [2]. Результаты расчётов показали, что такой легирующей примесью может быть лантан. В рамках модели исследовано влияние концентрации лантана на размер зёрен и оптические характеристики плёнок серебра. Для уточнения входных параметров модели проведены атомистические расчёты энтальпий смешивания и сегрегации лантана в границах зёрен серебра, энергий границ зёрен лантана методом ТФП.

Список литературы

1. Folgner K.A., Chu C.-T., Lingley Z.R., Kim H.I., Yang J.-M., Barrie J.D. Environmental durability of protected silver mirrors prepared by plasma beam sputtering//Applied Optics, 2017, Vol. 56, No. 4, P. C75-C86.
2. Trelewicz J.R., Schuh C.A. Grain boundary segregation and thermodynamically stable binary nanocrystalline alloys//Physical Review B, 2009, Vol. 79, No. 9, P. 094112.

ДИПИРРОМЕТЕНАТЫ БОРА И КОНЬЮГАТЫ НА ИХ ОСНОВЕ В МОНОМЕРНОМ И АГРЕГИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ КАК КОМПОНЕНТЫ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СЕНСОРОВ ПАРАМЕТРОВ МИКРООКРУЖЕНИЯ

Ю. С. Марфин^{1*}, А.В. Бобров¹, К.В. Ксенофонтова¹, Д.А. Меркушев¹, Ф.Ю. Телегин¹,
Е.Е. Молчанов¹, С.Д. Усольцев¹

¹*Ивановский государственный химико-технологический университет
153000, Российская Федерация, Иваново, пр. Шереметевский, д.7*

*E-mail: ymarfin@gmail.com

В докладе представлены результаты работы лаборатории люминесцентных молекулярных устройств в области флуоресцентной молекулярной сенсорики. Обсуждаются результаты исследований борфторидных комплексов дипиррина (BODIPY), а именно — их фотофизических характеристик в идеальных растворах различных растворителей и сенсорных откликов в спектральных характеристиках, агрегационных процессов в смесях растворителей и на поверхностях разделов фаз, характеристик соединений в конъюгатах с другими флуорофорами и биомолекулами, в частности с применением хемоинформационного подхода

Флуоресцентные молекулярные сенсоры — молекулы, люминесцентные характеристики которых чувствительны к определенным параметрам микроокружения. В настоящий момент такие флуорофоры все чаще применяются во фронтальной практике персонализированной диагностики и терапии. В качестве компонентов таких сенсоров наиболее эффективным представляется использование соединений, обладающих интенсивными хромофорными (высокий коэффициент молярной экстинкции) и флуоресцентными (высокий квантовый выход люминесценции) свойствами, высокой устойчивостью к агрессивным параметрам сольватного окружения и фотохимической деструкции.

Борфторидные комплексы дипирринов (boron dipyrrogins, BODIPY), в дополнение к перечисленным характеристикам, легко поддаются структурной модификации периферии лиганда, что обуславливает возможность тонкой настройки характеристик соединений для решения конкретных практических задач.

В связи с высоким интересом к комплексам дипирринов в общем, и BODIPY в частности, развитие химии данной группы соединений происходит в настоящее время быстрыми темпами. Усилия исследовательских групп направлены на поиск путей структурной модификации соединений с целью придания им практически значимых спектральных свойств и селективности по отношению к отдельным молекулам, ионам, параметрам среды [1][2][3].

В первую очередь модификации подвергается дипирриновый лиганд. Более значительную модификацию соединений проводят с целью смещения оптических максимумов соединений в область терапевтического окна прозрачности, либо в ИК-диапазон. Активно ведутся исследования по расширению пула механизмов направленной модификации характеристик соединений для контролируемой реализации многообразия механизмов внутри- и межмолекулярной передачи энергии.

BODIPY и молекулярные сенсоры на их основе при наличии соответствующих структурных мотивов способны выступать в качестве люминесцентных сенсоров за счет управляемой реализации процессов передачи электронов и заряда как внутри одной молекулы, так и через пространство. Актуальной тенденцией в химии дипирринов на данный момент является регулирование равновесия мономер-ассоциат/агрегат, приводящее к обратимым изменениям в качественных и количественных параметрах спектральных характеристик соединений для их тонкой настройки или для контроля организационных параметров внутри материала. Ведутся работы по улучшению эксплуатационных свойств соединений за счет получения на их основе конъюгатов, расширения спектра применения тонких пленок и твердотельных материалов. На основе данных соединений получены координационные полимеры, супрамолекулярные системы различ-

ной природы, а также наноразмерные частицы.

Настоящий доклад обобщит результаты работы лаборатории люминесцентных молекулярных устройств по систематическому анализу подходов к их использованию в качестве соединений с управляемыми свойствами. Помимо молекулярного дизайна и, непосредственно, синтеза, важной составляющей исследования является комплексное изучение физико-химических свойств соединений.

Будут обсуждены результаты синтеза новых BODIPY, реализованных как по известным методикам, так и по методикам, разработанным коллективом лаборатории. Результаты исследований спектральных свойств индивидуальных соединений и конъюгатов в широком диапазоне внешних условий, включая варьирование природы и состава растворителя, концентрации соединений, температуры и вязкости раствора. Результаты исследований влияния вариации концентрации соединений и сольватирующей способности растворителя на спектральные характеристики соединений и проявление ими сенсорных откликов. Исследования фотофизических характеристик соединений на поверхности раздела фаз вода-воздух (в плавающих слоях) и на поверхностях различных матриц-носителей. Будут обсуждены подходы к моделированию свойств соединений методами квантовой химии и методами хемоинформатики (как на основании данных, полученных коллективом лаборатории, так и на основании собранной авторами информации из научной периодики).

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (Проекта МД-2300.2022.1.3), часть экспериментальных результатов получена с использованием технической базы Центра коллективного пользования ИГХТУ (при поддержке Минобрнауки России, соглашение № 075-15-2021-671).

Список литературы

1. Solomonov, A. V., Marfin, Y. S., Tesler, A. B., Merkushev, D. A., Bogatyreva, E. A., Antina, E. V., ... & Shimanovich, U. Spanning BODIPY fluorescence with self-assembled micellar clusters //Colloids and Surfaces B: Biointerfaces. – 2022. – С. 112532.
2. Solomonov A. V., Marfin Y. S., Rumyantsev E. V. Design and applications of dipyrroin-based fluorescent dyes and related organic luminophores: From individual compounds to supramolecular self-assembled systems //Dyes and Pigments. – 2019. – Т. 162. – С. 517-542.
3. Marfin Y. S., Solomonov, A.V., Timin, A.S., & Rumyantsev, E.V. Recent advances of individual BODIPY and BODIPY-based functional materials in medical diagnostics and treatment //Current Medicinal Chemistry. – 2017. – Т. 24. – №. 25. – С. 2745-2772.

ПОРИСТЫЙ 3D ГРАФЕН НА ПОЛИИМИДНОЙ ПОДЛОЖКЕ: ПОЛУЧЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ В ОПТОЭЛЕКТРОНИКЕ

К. Г. Михеев*, Р. Г. Зонов, Д. Л. Булатов, Т. Н. Могилева, А. Е. Фатеев, Г. М. Михеев

*Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН
426067, Российская Федерация, Ижевск, ул. Т. Барамзиной, д. 34
E-mail: k.mikheev@udman.ru

Представлены результаты экспериментов по формированию пористой 3D структуры графена с помощью сфокусированного излучения непрерывного CO₂ лазера на полиимидной (ПИ) плёнке и исследованию влияния условий синтеза на свойства получаемых структур. Обнаружено, что формирование такого материала, который также называется лазерно-индуцированный графен (ЛИГ), толщиной 60 мкм происходит вследствие пиролиза тонкого слоя ПИ пленки толщиной 15 мкм. Показано, что в ЛИГ происходит генерация наносекундных импульсов фототока, возникающих под действием наносекундных лазерных импульсов в широком диапазоне длин волн, обусловленная эффектом увлечения. Продемонстрировано, что в синтезированных плёночных структурах ЛИГ присутствуют наклонно-ориентированные светоотражающие углеродные чешуйки, которые приводят к анизотропии диффузно рассеянного света в плоскости, перпендикулярной плоскости падения света на плёнку. Представленные результаты могут быть использованы для дальнейшего совершенствования технологии синтеза графеновых пористых 3D структур, а также для создания быстродействующих фотоприёмников для регистрации лазерных импульсов в широком спектральном диапазоне.

Развитие новых технологий требует разработки новых перспективных материалов, получаемых простым и эффективным способом. Одним из таких материалов является пористый 3D графен, получаемый лазерным пиролизом полиимидной (ПИ) плёнки, т. е. лазерно-индуцированный графен (ЛИГ). ЛИГ универсален с точки зрения применения в области гибких электронных устройств, благодаря высокой удельной поверхности, стабильности при высоких температурах и превосходной электропроводности [1].

В данной работе для синтеза ЛИГ использовались коммерчески доступные ПИ пленки толщиной 100 ± 5 мкм. Для лазерного пиролиза ПИ плёнок использовался гравирующий станок, снабжённый CO₂ лазером с длиной волны 10.6 мкм. Условия синтеза ЛИГ задавались такими параметрами как мощность лазера, скорость сканирования, количество проходов лазерного сканирования, расстояние между строками сканирования. Для идентификации ЛИГ, исследования его микроструктуры, диагностики атомного состава и химических связей использовались сканирующая электронная микроскопия (СЭМ), спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) и рентгенофотоэлектронная спектроскопия.

На рис. 1 (а) показано изображение СЭМ поперечного сечения плёнки ЛИГ, перпендикулярного линиям сканирования лазерного пучка при синтезе. Видно, что ЛИГ состоит из наклонённых к горизонтальной поверхности ПИ плёнки отдельных слоёв, которые образуются в результате лазерного сканирования. Высота этих слоёв, т.е. толщина ЛИГ составляет около 60 мкм.

На рис. 1 (b) показан спектр КРС ЛИГ, который состоит из D, G и $2D$ полос, характерных для графеновых структур [2].

Для изучения оптической анизотропии плёнок ЛИГ использовалась специально разработана установка, которая позволяла измерять интенсивность излучения, рассеянного в результате падения излучения He-Ne лазера с длиной волны 632.8 нм на плёнку ЛИГ в зависимости от угла поворота плёнки ϕ относительно плоскости падения XZ (см. рис. 2). Плёнка ЛИГ помещалась на поворотный столик в плоскости XY , принадлежащей фиксированной прямоугольной системе координат XYZ . Рассеянное излучение, лежащее в плоскости YZ регистрировалось с помощью фотоумножителя. Таким образом, плоскость падения пучка XZ и плоскость регистрации рассеянного излучения YZ были перпендикулярны.

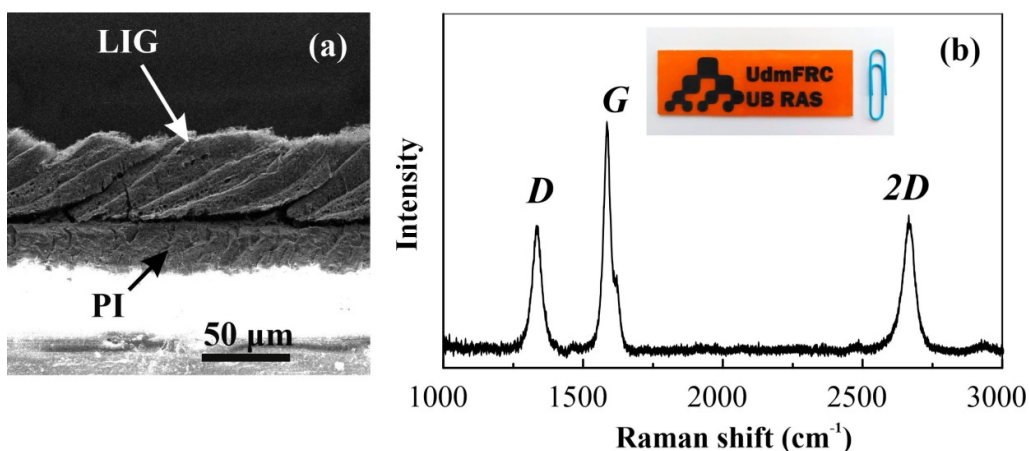


Рис. 1. СЭМ изображение поперечного сечения ЛИГ, перпендикулярного линиям сканирования лазерного пучка при синтезе (а), спектр КРС ЛИГ (b). Во вставке показана фотография ЛИГ на ПИ плёнке в виде эмблемы научной организации авторов.

Зависимость интенсивности рассеянного излучения на плёнках ЛИГ в зависимости от угла поворота плёнки φ показана на рис. 2 (b). Интенсивность рассеянного сигнала сильно чувствительна к изменению угла поворота, и наиболее выражена при $\varphi = 135^\circ$. Такая анизотропия рассеяния объясняется наличием светоотражающих углеродных чешуек в ЛИГ, ориентированных в одном направлении вдоль линии сканирования лазерного луча при синтезе ЛИГ.

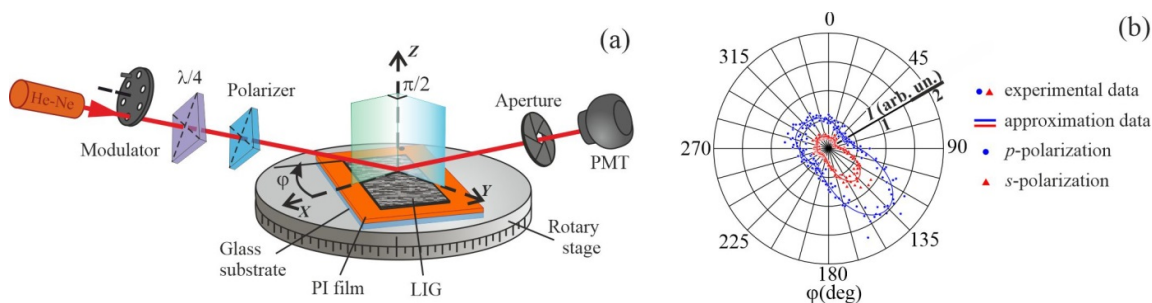


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования оптической анизотропии плёнок ЛИГ (а), диаграмма рассеяния p - (голубые точки) и s - (красные треугольники) поляризованного He-Ne лазерного излучения в плоскости, перпендикулярной плоскости падения плёнок ЛИГ в зависимости от угла поворота плёнки лиг φ (b).

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации (государственный регистрационный номер 1021032422167-7-1.3.2) и при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 22-72-00017). Исследование выполнено с использованием оборудования центра совместного использования «Центра физических и физико-химических методов анализа и изучения свойств и поверхностных характеристик наноструктур, материалов и изделий» УдмФИЦ УрО РАН.

Список литературы

1. Lin Y.-H., Yang C.-Y., Liou J.-H., et al. Using graphene nano-particle embedded in photonic crystal fiber for evanescent wave mode-locking of fiber laser // Opt. Express, vol. 21, p.16763, 2014.
2. Mikheev K.G., Zonov R.G., Mogileva T.N., et al. Optical anisotropy of laser-induced graphene films // Opt. Laser Technol, vol. 141, p. 107143, 2021.

**ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ТЕРМОРАДИАЦИОННО-МОДИФИЦИРОВАННОГО
ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА,
ОБЛУЧЕННОГО ПОТОКОМ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ КСЕНОНА**

Л. В. Москвитин^{1,2*}, С. В. Слесаренко², М. А. Арсентьев², С. М. Рындя³, А. С. Смолянский¹,
Э. П. Магомедбеков¹

¹*Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева,
125047 Российская Федерация, Москва, Миусская площадь, д. 9*

*E-mail: levmoskvitin@gmail.com

²*Общество с ограниченной Ответственностью «Квант Р»,
125319, Российская Федерация, Москва, 1-я Аэропортовская ул., д. 6, кв. 180*

³*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Российская Федерация, Москва, Каширское шоссе, д. 31*

Впервые изучены радиационно-индуцированные изменения оптических спектров плёнок терморрадиационно-модифицированного политетрафторэтилена (ТРМ-ПТФЭ), облученных потоком ускоренных ионов ксенона с энергией ~ 1 МэВ/нуклон флюенсами от 10^8 до 10^{11} см⁻². В рамках теории оптических свойств аморфных полупроводников рассчитаны значения энергии электронного перехода (E_g) и энергии Урбаха (E_U) в зависимости от величины флюенса ионов ксенона. Установлено, что в области флюенсов, не превышающих 10^9 см⁻², значения указанных выше параметров уменьшаются по сравнению с аналогичными характеристиками для исходного полимера. С ростом флюенса наблюдается тенденция к увеличению E_g и E_U , которая усиливается в области $3 \cdot 10^{10} - 10^{11}$ см⁻². Предполагается, что природа наблюдаемого эффекта может быть связана с перекрытием латентных треков и гомогенизации пространственного распределения продуктов радиолиза ТРМ-ПТФЭ по объёму полимера.

Высокотемпературная радиационная модификация политетрафторэтилена (ПТФЭ) рассматривается как перспективный подход для преодоления ряда недостатков этого материала – хладноломкости, низкой радиационной стойкости, пористости и проч. [1]. Вместе с тем было обнаружено, что ТРМ-ПТФЭ представляет интерес для изготовления элементов радиотехнических устройств, действующих в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн [2]. Поэтому изучение радиационно-индуцированных изменений оптических свойств ТРМ-ПТФЭ в различных спектральных диапазонах актуально в связи с перспективами использования этого полимера для изготовления изделий оптического назначения.

Цель настоящего исследования состояла в изучении закономерностей изменений оптических характеристик ТРМ-ПТФЭ в диапазоне длин волн от 185 до 1400 нм, происходящих в результате воздействия на материал потоков ускоренных тяжёлых ионов ксенона.

Методика терморрадиационной модификации ПТФЭ посредством совместного воздействия гамма-излучения изотопа ⁶⁰Со и высоких температур (323–350°C) описана ранее [1]. Из полученных пластин ТРМ-ПТФЭ далее были получены методом микрофрезерования плёнки толщиной 20 мкм, которые были использованы для ионно-лучевой обработки.

Радиационное воздействие потоками ионов Хе осуществляли на ускорителе У-400 в Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флёрва в Объединённом институте ядерных исследований (ЛЯР ОИЯИ, Дубна, Московская область). Необходимо подчеркнуть, что длина пробега ионов ксенона с энергией ~ 1 МэВ/нуклон составляла ~ 16 мкм, что приводило к пространственно-неоднородному распределению латентных треков в объёме полимерной плёнки.

Регистрацию спектров оптического пропускания исходных и ионно-облученных плёнок ТРМ-ПТФЭ проводили в спектральном диапазоне 185–1400 нм с использованием спектрофотометра Shimadzu UV-2600. Расчёт величины энергии электронного перехода и энергии Урбаха (табл. 1), выполняли согласно [3].

Таблица 1

Изменение энергии электронного перехода E_g и энергии Урбаха E_U в терморадационно-модифицированном политетрафторэтилене в зависимости от величины флюенса ускоренных ионов ксенона с энергией ~ 1 МэВ/нуклон

Флюенс, см^{-2}	исходный	10^8	10^9	10^{10}	$3 \cdot 10^{10}$	10^{11}
E_g , эВ	6,104±0,006	5,908±0,007	5,932±0,007	5,945±0,006	5,955±0,009	6,021±0,005
E_U , эВ	1,736±0,001	1,679±0,001	1,705±0,001	1,813±0,001	1,747±0,002	1,752±0,002

Как следует из табл. 1, воздействие ионизирующего излучения приводит к уменьшению E_g . Этот эффект особенно заметен в области флюенсов $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$. С ростом величины флюенса разница между E_g для исходного и ионно-облученного ТРМ-ПТФЭ уменьшается, и при 10^{11} см^{-2} значения энергии электронного перехода для обоих полимеров практически совпадают. Как известно [3], уменьшение E_g соответствует снижению ширины запрещённой зоны, которое может происходить в результате образования радиационно-индуцированных дефектов структуры ТРМ-ПТФЭ (дислокации, вакансии и проч.).

Аналогично происходит изменение величины энергии Урбаха в области флюенсов ионов ксенона, не превышающих 10^9 см^{-2} . Однако в области флюенсов 10^{10} – 10^{11} см^{-2} величина E_U превышает значение, установленное для исходного ТРМ-ПТФЭ. Колебания энергии Урбаха в зависимости от флюенса ионов ксенона также можно связать с динамикой процессов радиационного дефектообразования в полимере.

Факт увеличения параметров E_g и E_U при флюенсах 10^{10} – 10^{11} может быть связан с процессами перекрытия латентных треков (ЛТ) и гомогенизации процесса радиолитического полимера по всему облучаемому объёму. Можно предполагать, что продукты радиолитического ТРМ-ПТФЭ выделяются из объёма ЛТ и начинают распространяться в объёме полимера. Нетрудно оценить, что перекрытие ЛТ, начинает происходить в случае, если величина межтрекового расстояния будет превышать $3,16 \cdot 10^{-2}$ мкм. В этом случае следует ожидать перехода процесса от пространственно-неоднородного гетерогенного режима, когда процессы радиолитического ТРМ-ПТФЭ в основном локализованы в ЛТ, к гомогенному режиму, в котором радиолитические превращения полимера охватывают весь облучаемый объём.

Настоящее исследование проведено при поддержке Министерства высшего образования и науки РФ (Государственное задание FSSM-2020-0004), с использованием оборудования Центра коллективного пользования НИЯУ МИФИ «Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников». Авторы благодарят – Центр прикладной физики ЛЯР ОИЯИ, а именно Апеля П.Ю., Нечаева А.Н. и Иванова О.М. за помощь в организации и проведении облучения образцов плёнок ТРМ-ПТФЭ ускоренными ионами ксенона.

Список литературы

1. A.S. Smolyanskii, E.D. Politova, O.A. Koshkina, et al. Structure of Polytetrafluoroethylene Modified by the Combined Action of γ -Radiation and High Temperatures // *Polymers*. vol. 13, 3679, 2021. doi: 10.3390/polym13213678
2. Власов С.Н., Копосова Е.В., Корнишин С.Ю., Паршин В.В., Перминов Д.А., Серов Е.А. Широкодиапазонные окна для вакуумных приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн // *Изв. вузов. Радиофизика*. Т. 63, № 2, С. 115 – 123, 2020.
3. Kumar R., Ali S. Asad, Mahur A.K., et al. Study of optical band gap and carbonaceous clusters in swift heavy ion irradiated polymers with UV–Vis spectroscopy // *Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. B*. vol. B 266, pp. 1788 – 1792, 2008.

DFT-МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ КРС МОНОСЛОЁВ $XMoY$ ($X=S, Se$; $Y=Se, Te, O$)

А. С. Орешонков^{1,2*}, З. И. Попов¹

¹Институт биохимической физики им. Н. М. Эмануэля РАН
119334, Российская Федерация, Москва, ул. Косыгина, д. 4

²Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
– обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/38

*E-mail: oreshonkov@iph.krasn.ru

В работе выполнено численное моделирование спектров комбинационного рассеяния света монослоёв $XMoY$ ($X=S, Se$; $Y=Se, Te, O$). Валидность используемого подхода подтверждена путём сравнения полученных спектров с имеющимися экспериментальными данными. Проанализированы как графеноподобные 1H и 1T фазы, так и монослои со структурами 1T', 1H', 1A' и 1S.

Фотокаталитическое расщепление воды для получения водорода рассматривается как один из перспективных способов решения глобальных энергетических и экологических проблем по многим причинам, среди которых следует выделить возможность организации крупномасштабного производства и практически неограниченный запас ресурсов (вода и солнечный свет) [1]. В качестве перспективных наноматериалов для фотокатализа рассматриваются двумерные монослои с «Янус» структурой [2]. Главная особенность таких структур – наличие двух неэквивалентных поверхностей. При исследовании подобных материалов методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) одно из ключевых мест занимают теоретические спектры.

В работе обсуждаются результаты моделирования спектров КРС (рис. 1) монослоёв $XMoY$ с «Янус» структурой. Полученные данные могут быть использованы как при селекции образцов одного состава в разных фазах, так и для контроля качества экспериментальных образцов, в том числе синтезируемых впервые.

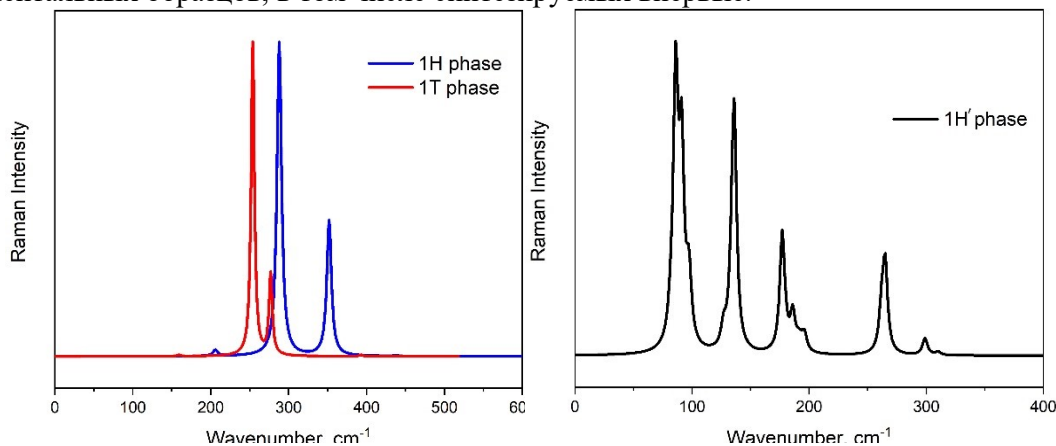


Рис. 1. Спектры КРС для 1H и 1T фаз $SMoSe$ (слева), спектры КРС для 1H' фазы $SeMoTe$ (справа).

Исследование выполнено в рамках поддержанного проекта РНФ №21-73-20183. Авторы благодарят межведомственный суперкомпьютерный центр РАН за предоставленные вычислительные ресурсы.

Список литературы

1. A. Kudo and Y. Miseki, Heterogeneous photocatalyst materials for water splitting // Chem. Soc. Rev., vol. 38, pp. 253-278, 2009.
2. A.-Y. Lu, H. Zhu, J. Xiao, et.al. // Janus monolayers of transition metal dichalcogenides // Nat. Nanotechnology, vol. 12, pp. 744-749, 2017.

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ОКРУЖЕНИЯ НА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННУЮ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК PbS

А. С. Перепелица^{1*}, О. В. Овчинников¹, М. С. Смирнов¹, К. С. Чирков¹, С. В. Асланов¹

¹Воронежский государственный университет
394018, Российская Федерация, Воронеж, Университетская пл., д. 1

*E-mail: A-Perpelitsa@yandex.ru

В работе рассмотрены результаты исследования мелких локализованных состояний в коллоидных квантовых точках PbS, синтезированных в водных растворах тиогликолевой, 2-меркаптопропионовой и 3-меркаптопропионовой кислот, методом термостимулированной люминесценции. Для квантовых точек PbS установлено наличие пиков термовысвечивания в области 150 К-350 К, структура которых зависит от типа пассивирующих молекул. Произведены оценки глубин обнаруженных локализованных состояний с использованием кинетической модели.

В настоящее время в научной и технической литературе большое внимание уделяется исследованиям в области разработки активных соединений для фотокатализа на основе наночастиц широкозонных полупроводников (TiO_2 , ZnO и др.), обеспечивающие эффективное фотоиндуцированное разделение носителей заряда и генерацию активных форм кислорода [1]. Большинство используемых в качестве фотокатализаторов соединений, в том числе наиболее часто используемые наночастицы (НЧ) TiO_2 , обладают оптическим поглощением, ограниченным УФ-областью, что делает актуальным разработку методик их фотосенсибилизации в видимом диапазоне [1]. Перспективным способом сенсибилизации НЧ-фотокатализаторов является создание ассоциатов с полупроводниковыми коллоидными квантовыми точками (КТ) различного состава [1]. В ряде работ [2] было показано, что эффективность сенсибилизации при этом в значительной степени зависит от поверхностного окружения КТ (тип молекул пассиватора, наличие полупроводниковых или диэлектрических оболочек и др.), в свою очередь влияющего на структуру локализованных состояний в КТ. Это делает актуальными исследования структуры локализованных состояний в КТ, предназначенных для сопряжения с НЧ TiO_2 .

В данной работе исследовано влияние поверхностного окружения на структуру мелких локализованных состояний в коллоидных КТ PbS методом термостимулированной люминесценции (ТСЛ). Объектами исследования служили коллоидные КТ PbS, приготовленные в водных растворах меркаптокислот (тиогликолевая (PbS/TGA), 2-меркаптопропионовая (PbS/2-MPA) и 3-меркаптопропионовая (PbS/3-MPA)).

Согласно данным структурных исследований, выполненных с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) Libra 120 Plus (Carl Zeiss, Германия) средний размер частиц составлял для КТ PbS/TGA – 2.9 ± 0.5 нм, для КТ PbS/2-MPA – 3.1 ± 0.7 нм и для КТ PbS/3-MPA – 2.7 ± 0.4 нм (рис. 1а).

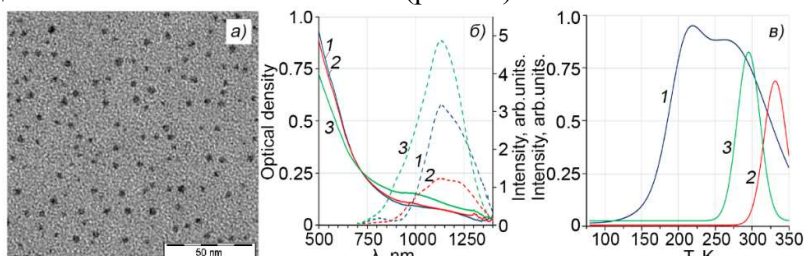


Рис. 1. ПЭМ-изображение (а), спектры оптического поглощения (сплошные кривые) и фотолюминесценции (пунктирные кривые) (б) и кривые термовысвечивания (в) коллоидных КТ: 1 – PbS/TGA; 2 – PbS/2-MPA; 3 – PbS/3-MPA.

Спектры оптического поглощения всех приготовленных образцов представляют собой широкие бесструктурные полосы со слабыми особенностями в районе 1000 нм, соответствующих экситонному переходу (рис. 1б, сплошные кривые). Для исследованных образцов зарегистрирована фотолюминесценция с максимумом в районе 1140 нм

(рис. 16, пунктирные кривые). В случае КТ PbS/2-МРА и PbS/TGA спектры люминесценции имеют явную асимметрию с длинноволновой стороны. Полуширина полос в зависимости от типа пассиватора составляла 275 нм (0.25 эВ) для КТ PbS/TGA, 345 нм (0.33 эВ) для КТ PbS/2-МРА и 270 нм (0.27 эВ) для КТ PbS/3-МРА. Стоксов сдвиг максимума люминесценции относительно особенности в оптическом поглощении составлял 140 нм (~0.15 эВ). Согласно литературным данным [3, 4], люминесценция в КТ PbS происходит в результате излучательной рекомбинации электрона, локализованного на мелкой ловушке, со свободной дыркой.

Структура мелких локализованных состояний исследована методом ТСЛ [5]. Для КТ PbS в водных растворах пассиваторов установлено наличие полос термовысвечивания в области температур 150–350 К (рис. 1в), полученные как разница между температурной зависимостью интенсивности люминесценции при плавном отогреве образца и его охлаждении. Характерной особенностью зарегистрированных кривых термовысвечивания является зависимость их структуры от типа молекул пассиватора. Так для КТ PbS/TGA наблюдается широкая полоса термовысвечивания, качественно аппроксимируемая двумя гауссовыми пиками с максимумами в районе 220 К и 270 К. В случае КТ PbS/2-МРА и КТ PbS/3-МРА наблюдаются узкие пики с максимумами 330 К и 295 К соответственно. Наблюдаемое термовысвечивание обусловлено освобождением носителей заряда с мелких локализованных состояний, напрямую не участвующих в формировании излучательной рекомбинации в КТ PbS. Опираясь на данные о природе люминесценции в КТ PbS [3, 4] было сделано предположение о том, что обнаруженные методом ТСЛ локализованные состояния являются дырочными ловушками. На основе данного предположения построена кинетическая модель, аналогичная модели для КТ Ag₂S [5], с помощью которой выполнена оценка глубин данных состояний (табл. 1).

Таблица 1

Параметры КТ PbS в различных пассиваторах.

Тип образца	$\langle d \rangle$, нм	E_g^{eff} , эВ	E_{lum}^{max} , эВ	Глубина уровня	
				E_3 , нм	E_4 , нм
КТ PbS/TGA	2.9±0.5	1.25±0.01	1.09±0.01	0.125	0.135
КТ PbS/2-МРА	3.1±0.7	1.25±0.01	1.09±0.01	-	0.145
КТ PbS/3-МРА	2.7±0.4	1.25±0.01	1.09±0.01	-	0.140

Таким образом, в ходе проведенных экспериментов для КТ PbS, синтезированных в водных растворах TGA, 2-МРА и 3-МРА и обладающих люминесценцией с максимумом в районе 1140 нм, в диапазоне температур 80–350 К было обнаружено наличие пиков термовысвечивания, положение максимумов и структура которых зависит от типа пассивирующих молекул. Существование данных пиков обусловлено наличием локализованных состояний, не участвующих в формировании излучательной рекомбинации. С помощью кинетической модели была проведена оценка глубин локализованных состояний, ответственных за формирование данных пиков термовысвечивания. Полученные данные будут использованы при разработке методик сопряжения КТ PbS с НЧ TiO₂.

Исследование поддержано Грантом Президента РФ МК-4406.2022.1.2.

Список литературы

1. In Micro and Nano Technologies, Nanotechnology and Photocatalysis for Environmental Applications / ed. M. Tahir, M. Rafique, M. Rafique. Amsterdam: Elsevier Inc., 244 p., 2020.
2. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, С.В. Асланов и др. Люминесцентные свойства коллоидных квантовых точек Ag₂S для фотокаталитических приложений // Физика твердого тела, т. 63 (11), с. 1766-1773, 2021.
3. Y. Xiong, C. Liu, J. Wang, et al. Near-infrared anti-Stokes photoluminescence of PbS QDs embedded in glasses // Optics express, vol. 25 (6), p. 6875-6882, 2017.
4. D.G. Kim, T. Kuwabara, M. Nakayama. Photoluminescence properties related to localized states in colloidal PbS quantum dots // J. Luminescence, vol. 119-120, p. 214-218, 2006.
5. A.S. Perepelitsa, M.S. Smirnov, O.V. Ovchinnikov, et. al. Thermally stimulated luminescence of colloidal Ag₂S quantum dots // J. Luminescence., vol. 198, p. 357-363, 2018.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОТРУБОК ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

И. А. Петренёв^{1*}, М. К. Онучина¹, А. С. Вохминцев¹, И. А. Вайнштейн^{1,2}

¹Уральский федеральный университет
620002, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19

*E-mail: i.a.petrenev@urfu.ru

²Институт металлургии Уральского отделения Российской академии наук
620016, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 101

Исследованы люминесцентные свойства нанотубулярного слоя диоксида циркония, полученного методом анодного окисления. Изучены спектры фото-, катодо- и термостимулированной люминесценции, в которых обнаружены две компоненты гауссовой формы с максимумами около 2.5 эВ и 2.7 эВ. Показано, что первая компонента связана с рекомбинацией электронов, захваченными Zr^{3+} -ионами, с дырками из валентной зоны, а вторая – с участием F^+ -центров.

Диоксид циркония (ZrO_2) считается одним из наиболее перспективных материалов для производства конденсаторов, антикоррозионных покрытий, фотонных кристаллов, топливных элементов, катализаторов, дозиметров ионизирующих излучений, мемристоров и т.д. [1, 2] Это обусловлено его химическими, оптическими, диэлектрическими и механическими свойствами, а также высокой химической, механической и температурной стабильностью [3]. Кроме того, способ синтеза ZrO_2 в значительной степени определяет дефектность синтезируемых образцов и их люминесцентные свойства [4]. Цель данной работы заключалась в исследовании спектральных особенностей фото- (ФЛ), катодо- (КЛ) и термостимулированной люминесценции (ТСЛ), а также установление роли собственных дефектов и их комплексов в процессах излучательной рекомбинации в нанотрубках диоксида циркония, полученных методом анодирования.

Слой нанотрубок диоксида циркония получен методом анодного окисления металлического циркония [5]. Спектры термостимулированной и фотолюминесценции измерены с помощью люминесцентного спектрометра Perkin Elmer LS55. Термостимулированная люминесценция исследовалась после облучения образцов монохроматическим УФ-излучением с длиной волны 300 нм в течение 10 мин при комнатной температуре [6]. Фотолюминесценция возбуждалась монохроматическим УФ-излучением с длиной волны 275 нм. Измерение спектров КЛ проводилось на установке КЛАВИ.

Исследования спектральных особенностей синтезированных образцов нанотрубок ZrO_2 при различных видах возбуждения показали, что регистрируется широкая элементарная полоса свечения с максимумом в полосе ≈ 490 нм. При этом предварительный изотермический отжиг образцов при температуре > 400 °С увеличивает интенсивность люминесценции нанотрубок ZrO_2 примерно в 5 раз. В работе продемонстрировано, что все измеренные спектры описываются суперпозицией двух полос гауссовой формы G1 и G2 с близкими значениями положений максимумов и полуширин при коэффициенте детерминации $R^2 > 0.99$ (табл. 1).

Анализ независимых работ по моноклинному ZrO_2 позволил отнести люминесценцию в полосе G1 к рекомбинации электронов, захваченными Zr^{3+} -ионами, с дырками из валентной зоны, а в полосе G2 – к процессам с участием F^+ -центров [6]. Кроме того, полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с независимыми исследованиями ТСЛ в УФ- и β -облученных порошках ZrO_2 с моноклинной структурой [7, 8].

Обсуждаются возможные причины роста интенсивности свечения при отжиге нанотрубок ZrO_2 , а также механизм люминесценции в полосе G2 с релаксацией примесных Ti^{3+} -ионов [9]. Сделан вывод, что развитая поверхность нанотрубок ZrO_2 способствует накоплению большого количества Zr^{3+} -ионов и F-центров в различных зарядовых

состояниях. Предлагаются модели люминесценции в нанотрубках ZrO_2 при различных видах возбуждения.

Таблица 1

Спектральные характеристики люминесценции нанотубулярного диоксида циркония

Полоса	E_{max} , эВ			ω , эВ		
	ФЛ	КЛ	ТСЛ	ФЛ	КЛ	ТСЛ
G1	2.41 ± 0.01	2.44 ± 0.01	2.54 ± 0.03	0.35 ± 0.01	0.54 ± 0.01	0.39 ± 0.05
G2	2.65 ± 0.01	2.78 ± 0.01	2.85 ± 0.07	0.48 ± 0.01	1.18 ± 0.02	0.28 ± 0.08

Исследование выполнено в рамках инициативного научного проекта FEUZ-2020-0059 Минобрнауки РФ.

Список литературы

1. D. Panda, T.-Y. Tseng. Growth, dielectric properties, and memory device applications of ZrO_2 thin films // *Thin Solid Films*, vol. 531, pp. 1–20, 2013.
2. Y. Chen, J. Gu, S. Zhu, et al. Iridescent large-area ZrO_2 photonic crystals using butterfly as templates // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94 (5), 053901, 2009.
3. H. Tsuchiya, J.M. Macak, I. Sieber, et al. Self-Organized High-Aspect-Ratio Nanoporous Zirconium Oxides Prepared by Electrochemical Anodization // *Small*, vol. 1 (7), pp. 772–725, 2005.
4. V.M. Orera, R.I. Merino, Y. Chen, et al. Intrinsic electron and hole defects in stabilized zirconia single crystals // *Phys. Rev. B*, vol. 42 (16), pp. 9782–9789, 1990.
5. I.A. Petrenyov, R.V. Kamalov, A.S. Vokhmintsev, et al. Nanostructural features of anodic zirconia synthesized using different temperature modes // *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 1124, 022004, 2018.
6. И.А. Петренёв, А.С. Вохминцев, С.А. Старовойтова и др. Механизмы термостимулированной люминесценции в УФ-облученных нанотрубках диоксида циркония // *Физика твёрдого тела*, том 63 (11), с. 1807–1811, 2021.
7. S.V. Nikiforov, V.S. Kortov, M.G. Kazantseva, et al. Luminescent properties of monoclinic zirconium oxide // *J. Lumin.*, vol. 166, pp. 111–116, 2015.
8. V. Kiisk, L. Puust, K. Utt, et al. Photo-, thermo- and optically stimulated luminescence of monoclinic zirconia // *J. Lumin.*, vol. 174, pp. 49–55, 2016.
9. S.V. Nikiforov, A.A. Menshenina, S.F. Konev. The influence of intrinsic and impurity defects on the luminescent properties of zirconia // *J. Lumin.*, vol. 212, pp. 219–226, 2019.

ВЛИЯНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ АМФИФИЛЬНЫХ СОЕДИНЕНИЙ НА ВКЛАД РЕЗОНАНСА ФЕРМИ В ФОРМИРОВАНИЕ ВАЛЕНТНОЙ ПОЛОСЫ ОН-ГРУПП

И. В. Пластинин^{1*}, Т. А. Доленко^{1,2}, С. А. Буриков^{1,2}, С. А. Доленко¹

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

*E-mail: plastinin_ivan@mail.ru, <http://rswater.phys.msu.ru>

² Физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

Исследована роль резонанса Ферми (РФ) в формировании валентной полосы ОН-групп спектров комбинационного рассеяния (КР) водных растворов амфифильных соединений с разной длиной углеводородных радикалов. Обнаружено влияние процессов самоорганизации амфифилов на вклад РФ в интенсивность валентной полосы ОН водных растворов.

Способность к самоорганизации амфифильных соединений активно используется в различных отраслях промышленности, нанотехнологиях, фармацевтике [1–4]. Спектроскопия КР является перспективным методом бесконтактной и экспрессной диагностики технологических сред с амфифильными веществами. В работах [5,6] было показано, что в спектрах КР водных растворов ПАВ явно проявляются процессы их самоорганизации: образование сферических мицелл, трансформация сферических в несферические мицеллы, измерение конформации углеводородных радикалов и т.д. Это позволяет с помощью лазерной спектроскопии КР с хорошей точностью определять значения критических концентраций мицеллообразования (ККМ), в частности, ККМ₁, при которой образуются сферические мицеллы из мономеров поверхностно-активного вещества (ПАВ) (рис. 1).

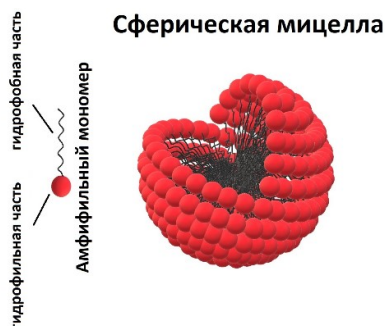


Рис. 1. Схематическое изображение амфифильного мономера и сферической мицеллы, состоящей из большого числа мономеров.

Однако для более эффективного применения спектроскопии КР в диагностике растворов ПАВ необходимо понимать природу спектральных полос. В настоящее время недостаточно изучены механизмы формирования спектров КР водных растворов самоорганизующихся амфифильных соединений (рис. 2). В частности, не выявлен вклад РФ между симметричным валентным колебанием ОН-групп воды (ν_1) и обертоном деформационного колебания Н–О–Н ($2\nu_2$) [7,8]. Предполагается, что ширина валентной полосы ОН обусловлена интенсивным компонентом Ферми-дублета в низкочастотной области валентной полосы ОН-групп [7–9].

В работе было проведено исследование вклада РФ (ν_1 , $2\nu_2$) в интенсивность валентной полосы ОН-групп при самоорганизации амфифильных соединений в водных растворах. Получены спектры КР водных растворов амфифилов с разной длиной углеводородного радикала, которые при определённых концентрациях образуют в водном растворе ассоциаты молекул воды и амфифила или мицеллы. Для извлечения информа-

ции о вкладе РФ в валентную полосу ОН-групп был применён современный метод оптимизации – генетические алгоритмы.

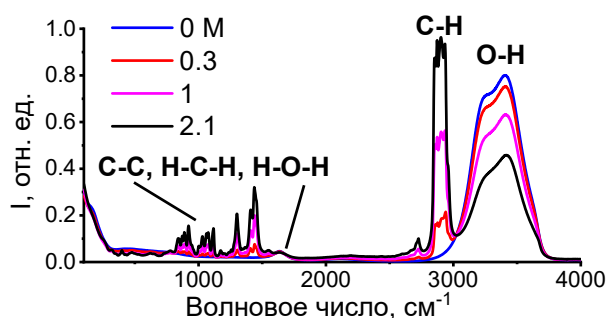


Рис. 2. Спектры КР водных растворов октаноата натрия с разными концентрациями.

В результате анализа полученных данных обнаружено, что процессы образования ассоциатов и мицелл существенно влияют на вклад РФ в интенсивность валентной полосы ОН водных растворов. Рассчитаны численные значения вкладов для разных амфифильных соединений.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 19-11-00333, <https://rscf.ru/project/19-11-00333/>

Список литературы

1. Bhardwaj T. et al. Thermo-acoustical analysis of sodium dodecyl sulfate: Fluconazole (antifungal drug) based micellar system in hydro-ethanol solutions for potential drug topical application // *J. Chem. Thermodyn.* Elsevier, 2014. Vol. 78. P. 1–6.
- 2 Kim B.-J. et al. Synthesis and characterization of polyaniline nanoparticles in SDS micellar solutions // *Synth. Met.* Elsevier, 2001. Vol. 122, № 2. P. 297–304.
- 3 Ye Q. et al. Maternal short and medium chain fatty acids supply during early pregnancy improves embryo survival through enhancing progesterone synthesis in rats // *J. Nutr. Biochem.* Elsevier, 2019. Vol. 69. P. 98–107.
- 4 Эльман А.Р. et al. Синтез продуктов, меченных изотопом ^{13}C , для медицинской диагностики // *Российский химический журнал.* 2013. Vol. 57, № 5. P. 3.
- 5 Plastinin I.V., Burikov S.A., Dolenko T.A. Laser diagnostics of self-organization of amphiphiles in aqueous solutions on the example of sodium octanoate // *J. Mol. Liq.* 2020. Vol. 317. P. 113958.
- 6 Plastinin I.V. et al. Features of self-organization of sodium dodecyl sulfate in water-ethanol solutions: Theory and vibrational spectroscopy // *J. Mol. Liq.* Elsevier, 2020. Vol. 298. P. 112053.
- 7 Plastinin I.V. et al. Manifestation of Fermi resonance in Raman spectra of micellar aqueous solutions of sodium octanoate // *Proc. SPIE 11458, Saratov Fall Meeting 2019: Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling.* 2020. Vol. 11458. P. 114580V.
- 8 Plastinin I.V. et al. The Role of Fermi and Darling–Dennison Resonances in the Formation of the Raman Spectra of Water and Water–Ethanol Solutions // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2019. Vol. 83, № 3.
- 9 Sokołowska A., Kecki Z. Inter- and intra-molecular coupling and Fermi resonance in the Raman spectra of liquid water // *J. Raman Spectrosc.* Wiley Online Library, 1986. Vol. 17, № 1. P. 29–33.

ОПТИКО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА АЛЮМОМАГНИЕВОЙ ШПИНЕЛИ, СИНТЕЗИРОВАННОЙ РАДИАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Е. Ф. Полисадова*, В. М. Лисицын, Н. Д. Чан*

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 30*

*E-mail: elp@tpu.ru

Поликристаллическая алюмомагниева шпинель «чистая» и активированная редкоземельными элементами (Eu, Ce, Er) была получена методом радиационного синтеза с использованием мощного электронного пучка с энергией электронов 1,4-2,5 МэВ. В работе рассмотрены особенности технологии радиационного синтеза шпинели. Исследованы оптические и люминесцентные характеристики полученных образцов шпинели в зависимости от условий синтеза, состава шихты, типа и количества примесей, изучены структурные особенности, фазовый состав. Проанализированы возможные модели центров свечения в структуре $MgAl_2O_4$.

Алюмомагниева шпинель (АМШ) $MgAl_2O_4$ благодаря уникальному сочетанию физико-химических свойств (механическая прочность, термическая и химическая стойкость, прозрачность в широком диапазоне электромагнитного излучения, радиационная стойкость) используется во многих сферах: аэрокосмической промышленности (прозрачная броня, инфракрасные обтекатели для ракет и др.) [1], для элементов пассивной оптики, работающей в экстремальных условиях [2], в качестве материала для термосенсоров [3], сцинтилляторов и преобразователей излучения [3], перспективна для применения в качестве активных элементов твердотельных лазеров [5]. Для синтеза поликристаллической АМШ, как чрезвычайно тугоплавкого материала, используются различные технологии [1], для совершенствования требуются новые технические решения. Авторами [6,7] был предложен метод синтеза с применением мощного электронного пучка. Данный метод был апробирован на АМШ и показал свою перспективность [8].

Образцы АМШ, чистой и активированной редкоземельными ионами, были получены методом радиационного синтеза. Однородная смесь оксидов основы (MgO , Al_2O_3) и редкоземельных металлов (Eu_2O_3 , Ce_2O_3 , Er_2O_3) в качестве активаторов, стехиометрического состава, помещенная в медный тигель, облучалась мощным потоком электронов от ускорителя ЭЛВ-6. Поток электронов с энергией 1,4 МэВ и плотностью мощности 18–25 кВт/см² сканировал поверхность тигля со скоростью 1 см/с. Затем образец охлаждался в естественных условиях.

Были исследованы структурные и люминесцентные свойства образцов шпинели. Структура полученных образцов изучалась с использованием рентгеновского дифрактометра XRD-7000S Shimadzu. Для исследования состояния поверхности и элементного состава образцов использовался сканирующий электронный микроскоп Hitachi TM3030. Католюминесценция была исследована с помощью импульсного оптического спектрометра на базе малогабаритного ускорителя электронов, средняя энергия электронов ~250 кэВ. Для измерения фотолюминесценции использовался спектрофлуориметр Agilent Cary Eclipse.

Результаты XRD-анализа показали, что пики на дифрактограммах синтезированных образцов хорошо согласуются со стандартной рентгенограммой шпинели. В составе образцов может присутствовать незначительное количество фазы MgO . Средний размер кристаллитов для образцов с различными примесями составляет ~48 нм.

В спектрах фотолюминесценции ($\lambda_{ex} = 330$ нм) (рис. 1, слева) наблюдается интенсивная полоса свечения в УФ области, и широкополосное свечение в «красной» области спектра. При электронном возбуждении доминирующим в спектре является «красное» свечение, как для чистых, так и для активированных образцов шпинели. Кроме того, наблюдаются полосы с максимумом в области 410 и 520 нм, интенсивность которых зависит от типа легирующей примеси.

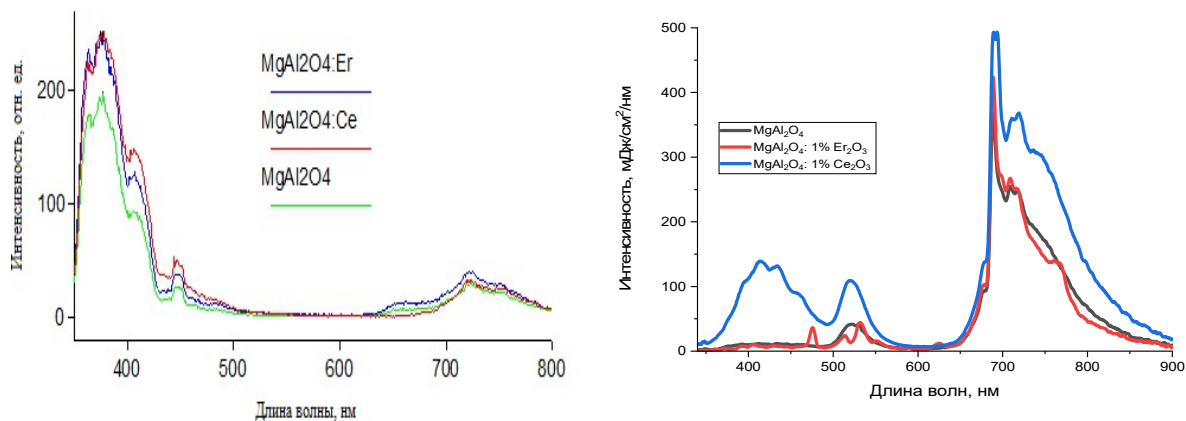


Рис. 1. Фото- (слева) и катодолуминесценция (справа) образцов поликристаллической шпинели с примесями редкоземельных элементов.

Свечение в области с $\lambda_{\text{макс}} = 380$ нм может быть связано F- центрами в структуре шпинели. В области 700–760 нм свечение связывают с кислородными вакансиями. Характерным для шпинели является свечение ионов хрома, наблюдающееся в виде набора узких полос в области 700 нм [9]. Как показано в работе, данное свечение эффективно возбуждается при воздействии электронного пучка.

Особенности процесса радиационного синтеза шпинели и влияние технических условий на структуру и люминесцентные свойства обсуждается в работе.

Исследование выполнены в рамках программы развития ТПУ.

Список литературы

1. Ganesh I. A review on magnesium aluminate (MgAl_2O_4) spinel: synthesis, processing and applications // *International Materials Reviews*. 2013. Т. 58. № 2. С. 63–112.
2. Алексеев М.К., Куликова Г.И., Русин М.Ю. и др. Прозрачная керамика, полученная методом искрового плазменного спекания, из особо чистых нанопорошков алюмомагниевого шпинели // *Неорганические материалы*. - 2016. Т. 52. №3. С. 367–373.
3. H. Aizawa, H. Uchiyama, T. Katsumata et al. Fibre-optic thermometer using sensor materials with long fluorescence lifetime, *Meas. Sci. Technol* 15, 2004, 1484–1489.
4. Chen C.F., Doty F.P., Houk J.T.H., Loutfy R.O., Volz H.M., Yang P. Characterizations of a hot-pressed polycrystalline Spinel:Ce scintillator // *Journal of the American Ceramic Society*. 2010. Т. 93. № 8. С. 2399–2402.
5. Sanghera J., Bayya S., Villalobos G. et al. Transparent ceramics for high-energy laser systems // *Optical Materials*. 2011. Т. 33. 511-518.
6. Lisitsyn V. M., Lisitsyna L., Dauletbekova A. et al. Luminescence of the tungsten-activated MgF_2 ceramics synthesized under the electron beam // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2018, V. 435, P. 263–267.
7. Lisitsyn V. M., Lisitsyna L. A., Ermolaev A. V., Musakhanov D. A., Golkovskii M. G. Optical Ceramics Synthesis in the Field of a Powerful Radiation Flux // *Russian Physics Journal*. 2021. Vol. 64, pp1067–1073.
8. Н.Д. Чан, Е.Ф. Полисадова, В.А. Ваганов, В.М. Лисицын // *Труды 64-й Всероссийской научной конференции МФТИ, 29 ноября – 03 декабря 2021. «Электроника, фотоника и молекулярная физика», Москва–Долгопрудный-Жуковский, 2021, с. 309–311.*
9. Полисадова Е.Ф., Ваганов В.А., Степанов С.А. и др. Импульсная катодолуминесценция примесных центров в керамике на основе шпинели MgAl_2O_4 // *Журн. Прикладной Спектроскопии*. 2018. Т. 85. С. 407-412.

ТЕРМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ И ТУШЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РАБОЧИХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В НЕЛИНЕЙНЫХ ОБЪЕМНЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЯ $KCl-TiNO_3$

Е. А. Протасова*, А. Л. Ракевич, Е. Ф. Мартынович

Иркутский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Российская Федерация

*E-mail: eaprot@yandex.ru

Выявлено, что исследуемый нелинейный фотографический материал обладает хорошей термической устойчивостью рабочих центров окраски, формирующих в нем изображение и обеспечивающих его люминесцентную визуализацию, а термическое тушение люминесценции при комнатной температуре не развито, как показал ход температурных зависимостей временных констант затухания люминесценции.

Недавно были запатентованы нелинейные объемные фотографические материалы с люминесцентной визуализацией изображений на основе кристаллов $KCl-TiNO_3$ [1]. Это функциональные материалы, предназначенные для реализации люминесцентных методов исследования взаимодействия интенсивного лазерного излучения с прозрачными средами.

Целью данной работы являлось изучение свойств материала на основе соединения $KCl-TiNO_3$. В основном, исследовались тепловые свойства этого материала, такие как термическая устойчивость и термическое тушение люминесценции рабочих центров окраски, создаваемых лазерным излучением.

Кристаллы хлорида калия были выращены из расплава с массовой долей 2 % примеси азотнокислого таллия $TiNO_3$. Исследования проводились с кристаллическими пластинками, выколотыми по плоскостям спайности из выращенного монокристалла. Предварительно образцы были облучены излучением титан-сапфирового лазера с диаметром луча $\sim 1,3$ мм, с длиной волны 950 нм, энергией импульсов 1 мДж, длительностью импульсов 50 фс, с частотой следования импульсов 10 Гц, для создания люминесцирующих центров окраски, время облучения 5 с. Для обнаружения образовавшихся в кристалле при облучении рабочих центров окраски их люминесценция возбуждалась излучением пикосекундного диодного лазера с длиной волны 405 нм, входящего в состав использованного в экспериментах конфокального сканирующего люминесцентного микроскопа с временным разрешением MicroTime 200, работающего в режиме время-коррелированного счета фотонов. Спектры люминесценции записывались с помощью спектрофлуориметра OceanOptics QE65000, входящего в состав микроскопа. Измерения спектров и кинетики фотолюминесценции облученных образцов проводились в диапазоне температур 78–500 К. Для этого использовался криостат Microstat N, интегрированный в состав микроскопа MicroTime 200. Кинетические зависимости нарастания и затухания интенсивности люминесценции при пикосекундном лазерном возбуждении разлагались на отдельные временные компоненты с помощью программных средств микроскопа. Измерялись амплитуды интенсивности люминесценции временных компонентов и величины постоянных времени их затухания.

В ходе проведения исследований было выявлено, что основная полоса зеленого свечения рабочих центров окраски, образуемых под действием интенсивного фемтосекундного лазерного излучения, используемая для визуализации изображений в этом материале, содержит два временных компонента наносекундной длительности. При комнатной температуре постоянные времена их затухания равны 5,1 и 28 нс.

Впервые были измерены температурные зависимости постоянных времени затухания люминесценции этих центров в диапазоне температур 80–465 К (рис. 1).

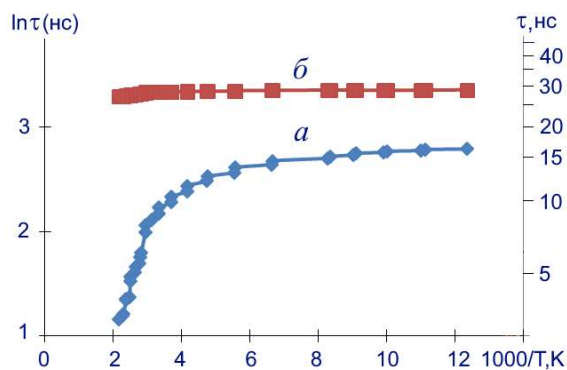


Рис. 1. Температурные зависимости постоянных времени затухания τ_1 и τ_2 двух основных компонентов люминесценции: $a - \tau_1$ и $b - \tau_2$.

Показано, что процессы термического разрушения рабочих центров начинаются выше 400 К. Они развиваются более быстро, чем процессы внутрицентрового тушения, обусловленного безызлучательными переходами.

Таким образом, исследуемый материал обладает хорошей термической устойчивостью рабочих центров окраски, формирующих в нем скрытое изображение и обеспечивающих его визуализацию, а термическое тушение люминесценции при комнатной температуре ещё не развито.

Список литературы

1. Мартынович Е.Ф. Нелинейный фотографический люминесцентный материал. Патент Российской Федерации на изобретение № 2 758 567. Дата подачи заявки: 24.12.2020. Опубликовано: 29.10.2021.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА В КРИСТАЛЛАХ И ПЛЕНКАХ НИОБАТА БАРИЯ СТРОНЦИЯ: СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

А. М. Пугачев

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН
630090, Россия, Новосибирск, пр. Коптюга, 1*

*E-mail: apg@iae.nsk.su

Проведены исследования температурной эволюции дипольного момента в кристаллах и пленках ниобата бария стронция ($\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{NbO}_6$ далее – SBN-х). В низкотемпературной сегнетоэлектрической фазе суммарный дипольный момент представлен в виде спонтанной поляризации, а в центросимметричной параэлектрической фазе действуют электрические поля в локальных полярных областях (“polar nanoregions”). При охлаждении вплоть до фазового перехода меняется их размер и концентрация. Особое внимание в докладе уделено изучению свойств полярных неоднородностей в параэлектрической фазе кристаллов SBN-х.

В пленках SBN-х изучается влияние толщины, локальных механических напряжений, типа подложки, способа роста на сегнетоэлектрические свойства пленок. В данной работе используются спектроскопические методы: генерация второй оптической гармоники (ГВГ), комбинационное рассеяние света (КРС), рассеяние Мандельштама – Бриллюэна (РМБ), ИК спектроскопия. Эти методы являются не только бесконтактными и неразрушающими, но и позволяют изучить свойства кристаллов и тонких пленок, которые трудно или невозможно исследовать «традиционными» методами (рентгеноструктурные исследования, диэлектрическая спектроскопия, пирозэффект и др.).

ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ГЕТЕРОСТРУКТУР ZnO-TiO₂, ПОЛУЧЕННЫЕ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИЕЙ МИШЕНЕЙ ЦИНКА И ТИТАНА

О. А. Реутова*, В. А. Светличный

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, ул. Ленина, д. 36
*E-mail: reutovaolesya@mail.ru

Фотокаталитическое разложение органических загрязнителей является передовой технологией по очистке воды и воздуха для защиты окружающей среды и обеспечения безопасности человека. Перспективы развития данного направления связаны с увеличением эффективности катализаторов и их активностью как в УФ, так и в видимом диапазоне. В данной работе были синтезированы гетероструктуры ZnO-TiO₂ (1-15 % TiO₂) путем смешивания порошков наночастиц (НЧ) ZnO, полученных импульсной лазерной абляцией (ИЛА) цинка в воздухе с дисперсией темного TiO₂, полученного ИЛА в воде с последующими сушкой и отжигом. Фотокаталитическую активность нанокатализаторов оценивали в реакции разложения модельных органических красителей Родамина Б и фенола под действием УФ и видимого облучения.

Промышленные отходы являются основным источником загрязнения токсичными органическими соединениями. Для их удаления используют разные методы, где фотокатализ занимает лидирующую позицию, как экономичный, эффективный и доступный метод для минерализации органики [1]. Фотокатализаторы TiO₂ и ZnO характеризуются низкой токсичностью и стоимостью, а также высокой каталитической активностью и фотостабильностью. Кроме того, ZnO является прямозонным полупроводником с высокой энергией связи экситона и подвижностью электрона, чем у непрямозонного TiO₂. В свою очередь TiO₂ показывает активность в видимом диапазоне за счет своей дефектной структуры. Но также данные оксиды обладают высокой скоростью рекомбинации фотоиндуцированных носителей заряда. Формирование композитного фотокатализатора ZnO-TiO₂ может позволить усилить синергетический эффект двух полупроводников, а также частично предотвратить электронно-дырочную рекомбинацию [2].

НЧ ZnO и TiO₂ были приготовлены ИЛА в атмосферном воздухе и жидкости, соответственно, с использованием Nd:YAG-лазера (LOTIS III, модель LS2131M-20, длина волны 1064 нм, частота 20 Гц, длительность импульса 7 нс). Экспериментальная установка и методика синтеза НЧ ZnO и TiO₂ представлены в работах [3, 4]. Далее ZnO диспергировался в воде и смешивался с дисперсией темного TiO₂ в соответствующих концентрациях, проводилась ультразвуковая обработка и сушка на воздухе при температуре 60°C. Полученные порошки отжигали при 400 °С для формирования интерфейса между ZnO и TiO₂. Полученные композитные частицы с разным соотношением оксидов цинка и титана обозначались как 1% ZnO-TiO₂, 5% ZnO-TiO₂, 10% ZnO-TiO₂, 15% ZnO-TiO₂.

Порошок Zn_Air, отожженный при 400 °С, состоит из монофазы ZnO вюрцит. Из порошка, полученного при сушке дисперсии Ti_H₂O при отжиге на 400 °С формируется тетрагональная фаза анатаза с примесью рутила [4]. Частицы ZnO более крупные – S_{уд} ~ 15 м²/г (~ 30 м²/г до отжига), в то время как для TiO₂ – 86 м²/г (> 200 м²/г для не отожженных). Предполагается, что мелкие частицы TiO₂ декорируют более крупный ZnO. В смешанных оксидах ZnO-TiO₂ после отжига присутствует только кристаллическая фаза ZnO. Фазы анатаза не наблюдается даже для образцов с максимальной концентрацией TiO₂ – 15%. При этом возрастает размер кристаллитов ZnO при неизменных параметрах решетки. Таким образом, это может быть связано с формированием на поверхности ZnO мелких рентгеноаморфных частичек TiO₂.

По спектрам диффузного отражения образцы Ti_H₂O и ZnO с близкими параметрами ширины запрещенной зоны имеют интенсивное поглощение в УФ с краем полосы в области 350–400 нм (Табл. 1). У образца TiO₂ присутствует длинноволновое плечо в видимой области, связанное с дефектами в структуре данного соединения. Соответственно гетероструктуры ZnO-TiO₂ также проявляют поглощение в УФ области спектра без существенного изменения края полосы поглощения.

Оптические и фотокаталитические свойства исследуемых образцов

Фотокатализатор	Ширина запрещенной зоны, эВ	Константа скорости разложения Фенола, ч ⁻¹ (λ=375 нм)	Константа скорости N,N-деэтилирования Родамина Б, ч ⁻¹	
			λ=375 нм	λ=470 нм
Zn_Air	3,27	0,084	3,240	0,677
1% ZnO-TiO ₂	3,25	0,037	1,380	1,591
5% ZnO-TiO ₂	3,27	0,037	0,660	0,988
10% ZnO-TiO ₂	3,27	0,030	0,600	0,800
15% ZnO-TiO ₂	3,28	0,035	0,780	0,558
Ti_H2O	3,15	0,084	0,540	2,118

Фотокаталитическую активность образцов оценивали в реакции разложения Родамина Б под действием УФ (λ=375 нм) и видимого (λ=470 нм) света диодных источников. Перед фотокатализом проводилась темновая стадия для достижения адсорбционно-десорбционного равновесия. При облучении Родамина Б УФ излучением, в присутствии катализаторов, наблюдается полное разложение красителя. Разложение Родамина Б в присутствии Ti_H₂O сопровождается гипсохромным сдвигом пика поглощения красителя, поскольку процесс идет через стадию N,N-деэтилирования. Для Zn_Air гипсохромного сдвига нет, наблюдается прямой распад ароматических колец, с полной минерализацией структуры Родамина Б. Гетероструктуры также проявляют активность облучением УФ и видимым светом. Пик поглощения смещается незначительно, поэтому можно предположить, что в основном работает фаза ZnO. Облучение видимым светом во все случаях показывает гипсохромный сдвиг пика поглощения, т. е. сопровождается процессом деэтилирования Родамина Б.

Фотокаталитическое разложение фенола оценивали по спектрам фотолуминесценции (λ_{ex}=270 нм). Это связано с образованием большого количества промежуточных продуктов, поглощающих в области, близкой к поглощению исходного вещества. При облучении фенола УФ излучением в присутствии ZnO и TiO₂ происходит максимальное падение интенсивности, в то время как гетероструктуры ZnO-TiO₂ работают гораздо хуже. После фотокатализа с Ti_H₂O спектры поглощения фенола в УФ-видимой области показывают уменьшение пика поглощения при 270 нм с образованием характерных пиков поглощения промежуточных соединений фенола – п-бензохинона (245 нм) и гидрохинона (290 нм). Для Zn_Air и гетероструктур также наблюдается уменьшение пика поглощения фенола и наличие пика поглощения гидрохинона.

Таким образом, в работе продемонстрировано получение гетероструктурных соединений ZnO-TiO₂ с разным содержанием TiO₂ на поверхности ZnO. Все образцы проявляют активность в реакциях фотодеградации органических красителей Родамина Б и фенола.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 19-73-30026).

Список литературы

1. K.A. Davis, S. Yoo, E. W. Shuler, et al. Photocatalytic hydrogen evolution from biomass conversion // *Nano Convergence*, vol. 8, pp. 1-19, 2021.
2. W.J. Chen, K. C. Hsu, T. H. Fang, et al. Characteristics and heterostructure of metal-doped TiO₂/ZnO nanocatalysts // *Current Applied Physics*, vol. 38, pp. 1-6, 2022.
3. E.A. Gavrilenko, D.A. Goncharova, I.N. Lapin, et al. Comparative study of physico-chemical and antibacterial properties of ZnO nanoparticles prepared by laser ablation of Zn target in water and air // *Materials*, vol. 12, 186, pp. 1-15, 2019.
4. E.D. Fakhrutdinova, A.V. Shabalina, M.A. Gerasimova, et al. Highly Defective Dark Nano Titanium Dioxide: Preparation via Pulsed Laser Ablation and Application // *Materials*, vol. 13, 2054, pp. 1-17, 2020.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ И ДИФFUЗНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНКАХ ОКСИДА ЦЕРИЯ

С. А. Родионов^{1*}, Г. М. Янковский¹, А. В. Шелаев¹, К. Н. Афанасьев^{1,2}, Р. С. Пузько¹,
А. М. Мерзликин^{1,2}, А. В. Барышев¹,

¹ФГУП «ВНИИА им. Н.Л.Духова»

127030, Российская Федерация, Москва, ул. Суцеская, д. 22

²Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

125412, Российская Федерация, Москва, ул. Ижорская, д. 13

*E-mail: sergeyrodionov93@yandex.ru

Исследованы оптические свойства микрокристаллических плёнок оксида церия с ячеистой микроструктурой нанесённых на алюминиевое зеркало методом электронно-лучевого испарения. Было показано, что большая часть падающего света диффузно рассеивается, а спектры отражения и полного интегрального рассеяния света образцов имеют осциллирующий характер, что вызвано интерференцией света в плёнке. Диаграмма направленности имеет кольцеобразное распределение интенсивности рассеянного света, что является следствием взаимосвязи волноводных мод плёнки и диффузного рассеяния света на её ячеистой микроструктуре.

Разработка и исследование наноструктур способных локализовать свет на субволновом масштабе привлекает значительный интерес в области создания оптических чувствительных устройств, к которым относятся биосенсоры [0], газовые датчики [0] и т.д. Особое место в этой области занимают так называемые SERS-подложки (от англ. surface-enhanced Raman scattering (SERS)), которые значительно усиливают эффект комбинационного рассеяния света за счёт наноструктурированной металлической поверхности [0]. Также достаточно перспективными являются диэлектрические среды с неоднородной поверхностью, усиление в которых вызвано резонансным взаимодействием света с частицами на этой поверхности [0].

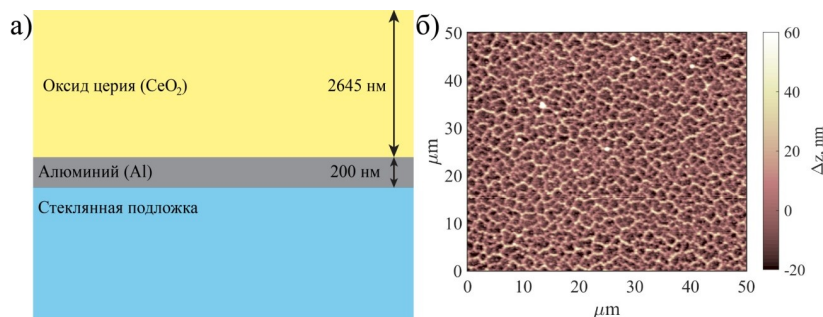


Рис. 1. Структура исследуемого образца (а) и АСМ изображение его поверхности (б).

В работе [0] была продемонстрирована SERS-подложка на основе диэлектрической плёнки из оксида церия (CeO_2) с ячеистой микроструктурой. Однако исследование диффузного рассеяния света в плёнке осталось неосвещённым в данной работе, несмотря на то что это явление может оказывать влияние на наблюдаемые в указанной выше работе эффекты.

Мы исследовали взаимосвязь между диффузным рассеянием и интерференцией света в микрокристаллических плёнках оксида церия с ячеистой микроструктурой. Плёнки были изготовлены методом электронно-лучевого испарения и нанесены на подслои алюминия, расположенный на стеклянной подложке. Профиль поверхности этих плёнок был исследован при помощи атомно-силового микроскопа (АСМ); структура исследуемого образца и АСМ изображение поверхности представлены на рис. 1. Из рис. 1(б) видно, что плёнка оксида церия обладает самоорганизованной ячеистой микроструктурой.

Взаимосвязь интерференции и диффузного рассеяния света в образцах была установлена с помощью измерения спектрально-угловых зависимостей в геометриях зер-

кального отражения, полного интегрального рассеяния при нормальном падении (измеренного с помощью интегрирующей сферы) и диаграммы направленности в плоскости падения, см. рис. 2. Из рис. 2(а) видно, что спектры зеркального отражения и полного интегрального рассеяния имеют осциллирующий характер, что вызвано интерференцией света, вследствие многократного отражения на поверхностях плёнки, причём минимумы зеркального отражения совпадают с максимумами полного интегрального рассеяния. Среднее значение величины полного интегрального рассеяния превышает зеркальное отражение во всём измеряемом диапазоне. На примере характерных диаграмм направленности для выбранной длины волны установлено, что для структуры имеются выделенные направления рассеяния света, характеризующиеся широкими пиками, расположенными симметрично относительно узкого пика зеркального отражения, см. рис. 2(б). Формирование широких пиков связано с возбуждением волноводных мод, вытекающих вследствие рассеяния на ячеистой микроструктуре, а картина рассеяния имеет кольцеобразное распределение интенсивности. Таким образом, в работе обнаружено, что большая часть падающего света диффузно рассеивается в кольцо, окружающее зеркально отражённый свет, главным механизмом образования которого является взаимосвязь волноводных мод плёнки и диффузного рассеяния света ячеистой микроструктурой.

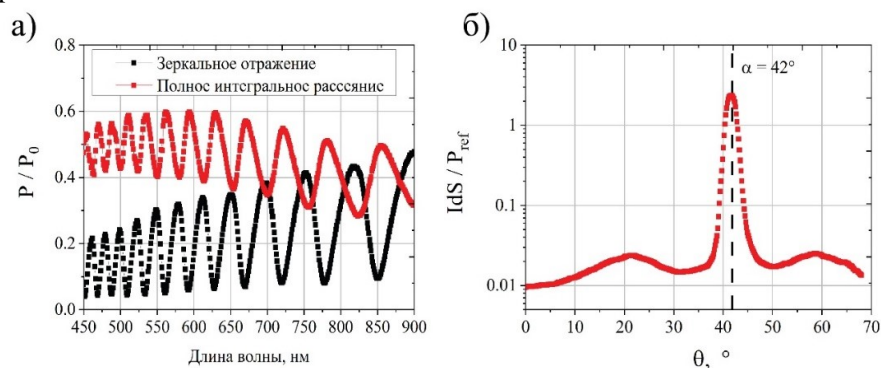


Рис. 2. (а) Спектры мощности P для зеркального отражения (чёрные точки) и для полного интегрального рассеяния (красные точки), нормированные на мощность падающего пучка P_0 , при нормальном падении; (б) Зависимость интенсивности рассеяния I в элементе площади $dS = 0,197 \text{ мм}^2$, нормированной на мощность референсного сигнала P_{ref} , от угла расположения детектора θ относительно нормали к поверхности образца (в логарифмическом масштабе) для s -поляризации. Угол падения света 42° отмечен пунктирной линией, длина волны 516,6 нм.

Список литературы

1. Damborský P., Švitel J., Katrlík J. Optical biosensors //Essays in biochemistry, vol. 60, 91-100, 2016.
2. Bogue R. Detecting gases with light: A review of optical gas sensor technologies // Sensor Review. – 2015.
3. Yadav P. V. K. et al. Recent advances in development of nanostructured photodetectors from ultraviolet to infrared region: A review //Chemosphere, vol. 279, 130473, 2021.
4. Langer J. et al. Present and future of surface-enhanced Raman scattering //ACS nano, vol. 14, 28-117, 2019.
5. Alessandri I., Lombardi J. R. Enhanced Raman scattering with dielectrics //Chemical reviews, vol. 116, 14921-14981, 2016.
6. Kurochkin I. et al. New SERS-active junction based on cerium dioxide facet dielectric films for biosensing //Advanced Electromagnetics, vol. 3, 57-60, 2014.

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ЭКРАНИРОВКИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ НАНОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ КРЕМНИЯ

А. А. Родионов^{1,2*}, С. В. Старинский^{1,2}, Ф. А. Самохвалов^{1,2}, Ю.Г. Шухов¹

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Лаврентьева, д. 1

*E-mail: alderad@mail.ru

²Новосибирский государственный университет
630073, Российская Федерация, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2

Сегодня перспектива развития таких направлений как сенсорика, телекоммуникации, фотовольтаика и оптоэлектроника напрямую связаны с контролируемым синтезом новых полупроводниковых материалов (кремния в частности) структурированных на нано уровне [1–3]. Одним из перспективных методов для синтеза и обработки кремниевых структур является импульсная лазерная абляция (ИЛА) [4]. Выбор именно ИЛА обусловлен рядом преимуществ данной методики: высокой степенью локальности, вариативностью в выборе материалов мишеней, подложек и сред, высокой чистотой. Тонкий контроль обработки и синтеза требует полного понимания всех процессов, протекающих в ходе ИЛА. Зачастую ИЛА проводится в атмосфере различных газов [5–7]. Однако несмотря на длительное использования этого метода, остается открытым вопрос о роли фонового газа в процессе абляции. В частности, нет точного ответа на вопрос на каком этапе происходит окисление продуктов абляции для случая синтеза в кислородсодержащем фоновом газе. Кроме того, при использовании наносекундной длительности излучения, значительный вклад вносит плазменная экранировка.

В данной работе мы подробно остановимся на вопросе плазменной экранировки при абляции кремния при атмосферном давлении воздуха. Исследование экранировки исследовалось на примере ИЛА в узком канале, полученном в результате лазерного сверления мишеней кремния. Сверление производилось с применением второй гармоники Nd:YAG лазера с длительностью импульса на полуширине 8 нс. Было исследовано влияние давления и состава фонового газа на число импульсов, необходимых для пробития кремниевой мишени, в зависимости от плотности энергии лазерного излучения (рис. 1). Оценка лазерной экранировки проводилась путем регистрации лазерного излучения Nd:YAG лазера и зондирующего континуального лазера за каналом. Получена зависимость эффективности плазменной экранировки от плотности энергии падающего излучения.

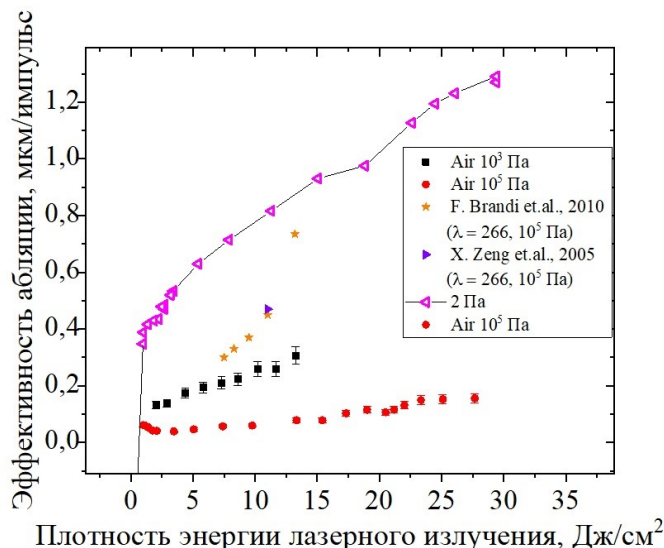


Рис. 1. Зависимость толщины кремния, удаляемой за импульс от плотности энергии лазерного излучения.

Установлено, что абляция в атмосфере разреженного газа более эффективная, чем при атмосферном давлении, что объясняется различием в экранировке лазерного излучения. В случае разреженного газа плазма свободно расширяется, рост фонового давления приводит к удержанию плазмы в канале. В пользу этого говорит факт того, что сорт фонового газа не влияет на эффективность лазерного сверления. Независимо от сорта и давления фонового газа, при сверлении с низкой плотностью энергии (ниже 1 Дж/см²) сквозные отверстия не образуются. Обнаружена немонотонная зависимость числа лазерных импульсов, необходимых для пробития мишени, от плотности энергии падающего излучения. Выдвинута гипотеза о влиянии плазменной экранировки на немонотонное поведение зависимости числа лазерных импульсов, необходимых для пробития мишени, от плотности энергии лазерного излучения. Получены зависимости плазменной экранировки от плотности энергии падающего лазерного излучения для двух длин волн: 1064 и 532 нм. Установлено, что экранировка проявляется уже при достижении пороговой плотности излучения для данной длины волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания ИТ СО РАН, Номер гос. Регистрации 121031800214-7.

Список литературы

1. Serban I., Enesca A. Metal Oxides-Based Semiconductors for Biosensors Applications // *Front. Chem.* 2020. Vol. 8.
2. Zulkefle A.A. et al. Effects of germanium layer on silicon/germanium superlattice solar cells // *Conf. Rec. IEEE Photovolt. Spec. Conf.* 2013. Vol. 1, № 4. P. 3484–3486.
3. Dohler G.H. Semiconductor Superlattices-a New Material for Research and Applications // *Phys. Scr.* 1981. Vol. 24, № 2. P. 430–439.
4. Bauerle D. *Laser Processing and Chemistry*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2011. 851 p.
5. Garrelie F., Aubreton J., Catherinot A. Monte Carlo simulation of the laser-induced plasma plume expansion under vacuum: Comparison with experiments // *J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 83, № 10. P. 5075–5082.
6. Bulgakov A. V., Predtechensky M.R., Mayorov A.P. Transport of neutral atoms, monoxides and clusters in the plume produced by laser ablation of YBa₂Cu₃O_{7-x} in oxygen environment // *Appl. Surf. Sci.* 1996. Vol. 96–98. P. 159–163.
7. Bulgakov A. V., Bulgakova N.M. Dynamics of laser-induced plume expansion into an ambient gas during film deposition // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 1995. Vol. 28, № 8. P. 1710–1718.

КВАНТОВОХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ФОТОАКТИВНЫХ ПОЛИМЕРОВ

И. А. Щугорева^{1,2,3*}, А.В. Рогова¹, П.В. Артюшенко^{1,2,3}, Ф.Н. Томилиן¹

¹Сибирский федеральный университет

660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

²Красноярский Научный Центр СО РАН, 660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50

³Красноярский государственный медицинский университет, 660022, Российская Федерация, Красноярск, ул. Партизана Железняка 1, 660022,

⁴Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660012, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок д.50/38

*E-mail: shchugorevai@mail.ru

Светоизлучающие полимеры, под воздействием тока невысокого напряжения, дающие различные цвета, представляют научный интерес в связи с производством светоизлучающих диодов, источников освещения, информационных панелей. В данной работе было проведено исследование влияния пути сопряжения и различных заместителей в сополимерах с антразолиновыми звеном на оптические свойства полимера.

Сопряженные полимеры представляют особый интерес для электронных и опто-электронных устройств. Одним из перспективных представителей этого класса являются антразолинсодержащие полимеры, поскольку они обладают высоким сродством к электрону, высокой термической стабильностью и являются многообещающими электронно-транспортными материалами для OLED [1]. Однако количество исследований их фотофизических свойств невелико. В данной работе была исследована степень влияния пути сопряжения и наличия различных заместителей в антразолиновом звене на оптические свойства полимера в целом.

Для всех молекул была оптимизирована геометрия в основном и возбужденном состояниях с использованием теории функционала плотности и гибридного функционального B3LYP в базисе cc-pVDZ с учётом растворителя - метанола. Спектры поглощения и люминесценции рассчитывались методом TD-DFT. Все расчеты проводились с помощью программы GAMESS [2].

В ходе исследования было установлено что, спектры поглощения и люминесценции полимеров с пара присоединением смещены в более длинноволновую область и имеют большую интенсивность по сравнению со спектрами полимеров с мета присоединением. При рассмотрении влияния заместителей была отмечена следующая закономерность: донорные группы полимера с пара конфигурацией смещают спектры поглощения в синюю область, в то время как акцепторные группы и разнонаправленные группы приводят к красному сдвигу спектров. Для полимеров с мета конфигурацией, все типы заместителей приводят к красному смещению, однако стоксов сдвиг для донорных групп составляет примерно 20 нм, в то время как акцепторные и разнонаправленные группы приводят к сдвигу до 70 нм.

Данные расчеты позволили получить подробную информацию о структурных и оптических свойствах сопряженных полимеров. Кроме того, эти результаты могут быть использованы для химической модификации полимеров при синтезе, для получения желаемых оптических свойств.

Список литературы

1. G.C. Dos Santos, V.F. Moreno et.al. Heterocyclic anthrazoline derivatives: A critical review // New Journal of Chemistry. vol. 47 (43), pp. 18415–18432, 2019.
2. M.W. Schmidt, K. K. Baldrige, J. A. Boatz, S. T. Elbert, M. S. Gordon et.al. General Atomic and Molecular Electronic Structure System // J. Comput. Chem. vol. 14, pp. 1347, 1993.

ЛАЗЕРНАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ВИСМУТ-ЗАМЕЩЁННОГО ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА ДЛЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ФОТОНИКИ

Е. М. Сгибнев^{1,*}, А. В. Шелаев¹, Д. П. Куликова^{1,2}, П. Н. Тананаев¹, С. Л. Ефремова^{1,2},
А.В. Барышев¹

¹*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
127030, Российская Федерация, Москва, ул. Суцневская, д. 22*

**E-mail: sgibnevem@yandex.ru*

²*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

В работе продемонстрирована возможность лазерной кристаллизации ЖИГ:Vi граната из тонких оксидных плёнок изготовленных методом термического разложения металлоорганических соединений. Показано, что при оптимальных параметрах лазерного излучения величина фарадеевского вращения плёнок граната кристаллизованных термическим отжигом и лазерным излучением отличаются менее, чем на 10%. Предложенный в работе подход позволяет создавать микроструктуры из граната, что открывает перспективы интегрирования граната с волноводами на кремниевых чипах. Таким образом, разработанная методика лазерной кристаллизации граната может быть использована для создания 1D и 2D магнитофотонных кристаллов, а также магнитооптических изоляторов.

Висмут-замещённый железиттриевый гранат (ЖИГ:Vi) является одним из наиболее широко используемых материалов для невзаимных магнитооптических элементов фотоники [1]. Традиционные методы синтеза ЖИГ:Vi включают в себя жидкофазную эпитаксию, импульсное лазерное осаждение, напыление, золь-гель и термическое разложение металлоорганических соединений. Последний характеризуется простотой, гибкостью, низкой стоимостью и масштабируемостью процесса. Метод основан на последовательном нанесении металлоорганического раствора методом центрифугирования, сушке, термическом отжиге при температуре около 400°C для получения аморфных оксидов металлов и кристаллизации ЖИГ:Vi из оксидных слоёв при температуре 600–800°C [2]. При этом высокотемпературный отжиг является лимитирующим фактором для изготовления высокоэффективных одномерных магнитофотонных кристаллов, так как может приводить к формированию трещин, кристаллизации и изменению оптических свойств слоёв брэгговских зеркал. Для применений в волноводной фотонике высокотемпературный отжиг ограничивает возможности интеграции оптических и электронных компонентов интегральных схем на единой платформе [3].

В данной работе продемонстрирована кристаллизация ЖИГ:Vi под действием как непрерывного ($\lambda = 405$ нм), так и импульсного ($\lambda = 525$ нм, $\tau = 200$ фс, $f = 80$ МГц) лазерного излучения. Оксидная плёнка была изготовлена методом терморазложения металлоорганических соединений. Для кристаллизации ЖИГ:Vi сфокусированное лазерное излучение направлялось на образец, помещённый на XY моторизованную платформу. Кристаллизованные области ЖИГ:Vi были исследованы методами оптической спектроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния, оптической и атомно-силовой микроскопией. Фарадеевское вращение измерялось во внешнем магнитном поле с помощью эллипсометра и спектроскопической системы на базе конфокального микроскопа с вращающимся анализатором.

Исходная оксидная плёнка не обладает магнитооптическими свойствами. Области, подвергнутые воздействию лазерных импульсов, характеризуются спектрами фарадеевского вращения типичными для плёнок ЖИГ:Vi с максимумом в зелёной области спектра. Амплитуда фарадеевского вращения монотонно увеличивалась с ростом энергии импульса до 21 нДж (рис. 1а). Дальнейшее увеличение энергии импульса приводит к снижению фарадеевского вращения, что обусловлено формированием фазы гематита в плёнках, как показывают спектры комбинационного рассеяния (рис. 1б). Сравнительный анализ свойств тонких плёнок ЖИГ:Vi показывает, что фарадеевское вращение плёнки, кристаллизованной лазерным импульсным излучением отличается от термически кри-

сталлизованной плёнки не более, чем на 10% (рис. 2а). Стоит отметить, что шероховатость поверхности практически не отличается при этом и составляет величину 8–10 нм.

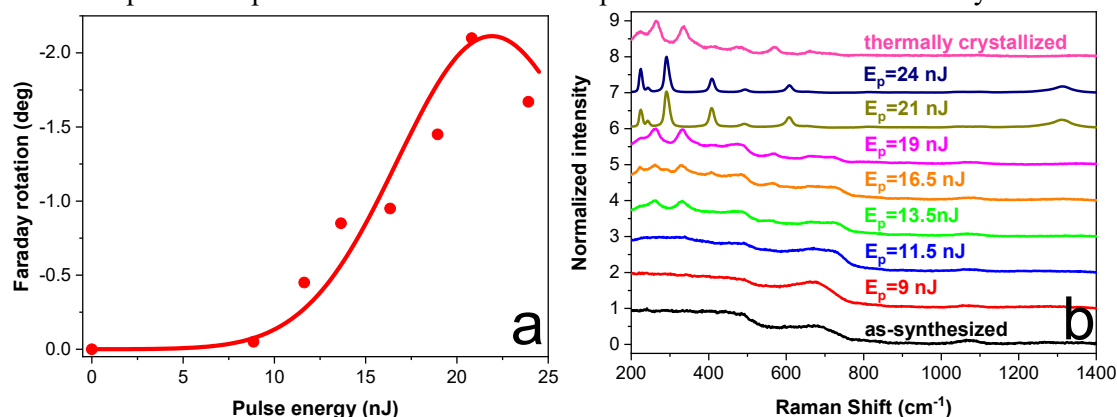


Рис. 1. (а) Зависимость фарадеевского вращения ЖИГ:Ви граната на длине волны 515 нм в зависимости от энергии импульса лазерного излучения. (б) Спектры комбинационного рассеяния исходной оксидной плёнки, после воздействия импульсного лазерного излучения с различной энергией импульса, а также термически кристаллизованной плёнки граната

Лазерная кристаллизация граната открывает новые перспективы интеграции ЖИГ:Ви с волноводными структурами на кремниевых чипах для создания магнитооптических изоляторов. Предложенный в нашей работе подход позволяет создавать микроструктуры из граната с необходимыми размерами (рис. 2б). Кроме того, использование химического травления позволяет удалить не подвергавшиеся облучению области оксидной плёнки, не изменяя при этом свойств граната.

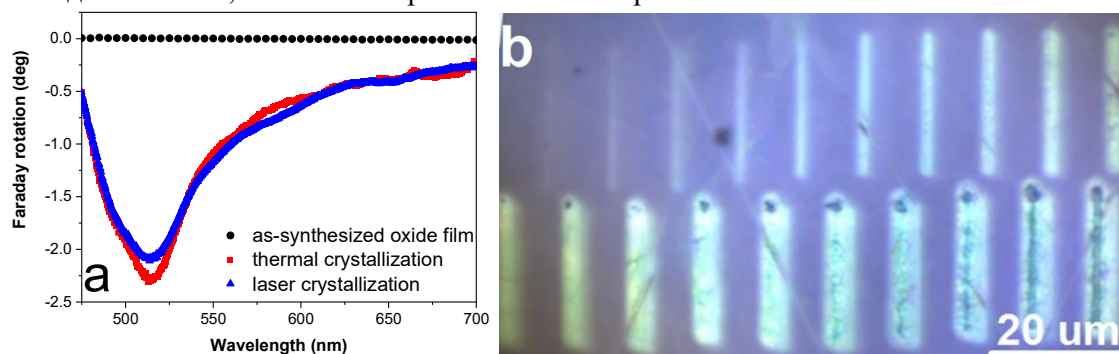


Рис. 2. (а) Спектры фарадеевского вращения тонких плёнок ЖИГ:Ви граната кристаллизованного термическим отжигом и импульсным лазерным излучением. (б) Изображение микроструктур ЖИГ:Ви граната полученных при различной мощности непрерывного лазерного излучения в диапазоне 6-25 мВт

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность локальной лазерной кристаллизации ЖИГ:Ви из оксидной плёнки изготовленной методом терморазложения металлоорганических соединений. Предложенный подход представляется перспективным для создания высокоэффективных 1D и 2D магнитофотонных кристаллов и волноводных магнитооптических устройств.

Список литературы

1. Inorganic and Organic Thin Films: Fundamentals, Fabrication and Applications / ed. Y. Song. Weinheim: Wiley-VCH, 707p., 2021.
2. T. Ishibashi, T. Kosaka, M. Naganuma, et. al. Magneto-optical properties of Bi-substituted yttrium iron garnet films by metal-organic decomposition method // J. Phys. Conf. Ser., vol. 200 (11), p. 112002, 2010.
3. R.D. Jeffery, R. Sharda, R.C. Woodward, et. al. Crystallization of Bismuth Iron Garnet Thin Films Using Capacitively Coupled Oxygen Plasmas // J. Appl. Phys., vol. 127, p.043302, 2020.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ КВАРЦЕВЫХ СТЕКОЛ, ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ КВАРЦИТОВ МЕСТОРОЖДЕНИЯ БУРАЛ-САРДЫК

А. А. Шалаев^{1,2*}, А. И. Непомнящих¹, Т. Ю. Гармышева¹, А. С. Паклин¹, Р. Ю. Шендрик¹

¹*Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Фаворского, 1а
664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Фаворского, д. 1-А*

*E-mail: alshal@mail.ru

²*Иркутский государственный университет
664025, Российская Федерация, Иркутск, бул. Гагарина, д. 20*

В работе рассматриваются методы получения легированного церием и титаном кварцевого стекла из высокочистых кварцитов месторождения Бурал-Сардык. Представлены результаты исследования спектров поглощения и люминесценции стекол, полученных при различных вариантах легирования.

В данной работе рассматриваются методы получения кварцевого стекла из высокочистых кварцитов месторождения Бурал-Сардык [1] и приводятся его оптические характеристики при различных вариантах легирования. В ходе исследования сравнивались стекла, полученные из химически обогащённых кварцевых концентратов, прошедших процесс кристобалитизации и из кварцевых концентратов, и не прошедших такую процедуру. Очевидно, что от химического состава исходного кварцевого материала и характера ближайшего окружения примесей зависят спектральные характеристики, в частности люминесценция кварцевого стекла. Так, например, примеси алюминия и германия, которые практически всегда присутствуют в природных кварцитах, способствуют созданию большого числа кислородно-дефицитных (ODC) центров, которые вовлечены в процессы рекомбинационной люминесценции в кварцевом стекле [2].

Наплав образцов стекла производился на специально модифицированной промышленной установке для выращивания монокристаллов «ОКБ-8093» как в вакууме, так и вакуумно-компрессионным методом (в аргоне с давлением до 6 бар). Активирование кварцевого стекла примесью титана приводит к практически полному поглощению образцов в УФ области начиная от 230 нм. Оптимальная концентрация примеси Ti составляет порядка 100 ppm. При активировании стекла церием в спектре поглощения образцов появляется полоса с пиком около 320 нм, интенсивность которой увеличивается с увеличением концентрации примеси. Оптимальная концентрация примеси Ce в наших образцах составляет 1000 ppm.

В стеклах, активированных церием наблюдается широкая полоса люминесценции с максимумом в области 420–460 нм, связанная с переходами $5d-4f$ в ионах Ce^{3+} . Также в исследуемых образцах наблюдается люминесценция Ge-ODC(II) центров при возбуждении в области 240 нм.

Таким образом, активированное примесями церия и титана кварцевое стекло, полученное из кварцитов месторождения Бурал–Сардык, является перспективным материалом для изготовления высокотемпературных светофильтров. Образцы, активированное церием демонстрируют люминесцентные характеристики, позволяющие рассматривать их для применения в качестве детекторов ионизирующего излучения.

Работа выполнена за счет проекта № 0284-2021-0004 «Материалы и технологии для разработки радиационных детекторов, люминофоров и оптических стекол».

Список литературы

1. Непомнящих А.И., Волкова М. Г., Жабоедов А.П. и др. Оптическое стекло из кварцитов Восточного Саяна // Физика и химия стекла, Т. 44 № 2. С. 169-177, 2018.
2. Trukhin A. N., Boukenter A. et.al., γ -ray induced GeODC(II) centers in germanium doped α -quartz crystal // Journal of Non-Crystalline Solids, vol.357. p. 3288–3291, 2011.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХСТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ ПОРИСТОМ ФОСФИДЕ ИНДИЯ N-ТИПА

М.Д. Шарков*, М.Е. Бойко**, Л.Б. Карлина, А.М. Бойко, В.И. Николаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

*E-mail: mischar@mail.ru

**E-mail: boikomix@gmail.com

Пористый образец InP:S с концентрацией допанта 10^{18} см^{-3} исследован методами рентгеновской дифрактометрии и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей. Показано, что образец представляет собой мозаичную структуру из когерентных доменов. Построена модель 2D-картины МУРР, которая позволила определить сверхструктурную C_{2v} симметрию в плоскости (001) решетки образца. Установлено, что сверхструктурные периоды в образце составляют около 260 нм в направлении (110) и около 440 нм для ($\bar{1}\bar{1}0$).

В данной работе исследуется образец InP , выращенный с помощью метода жидкофазной эпитаксии как монокристаллическая пленка толщиной 20 мкм с нормалью к поверхности, отвечавшей направлению [001], и далее подвергнутый с одной из сторон процедуре порообразования, после чего уже пористый кристалл был легирован атомами S с концентрацией около 10^{18} см^{-3} . Легированная пористая пленка была исследована методами рентгеновской дифрактометрии (РД) и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) на лабораторной установке МАРС-2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе). Регистрация данных МУРР проводилась при $\text{Cu K}_{\alpha 1}$ излучении (1.5406 \AA) как в режиме отражения, так и в просвечивающем режиме. В последнем случае был измерен ряд кривых при различных положениях образца в единой азимутальной плоскости.

Рефлексы, присутствующие на кривой РД, отвечали кристаллографическому направлению [100] или симметричным направлениям [010] и [001] в кубической решетке InP , и были идентифицированы как 002 и 004 (в конфигурации, что нормали к поверхности образца соответствует третий индекс). Отсутствие иных рефлексов в данном случае означает, что образец либо представляет собой монокристалл, либо состоит из фазовых компонент, одинаково ориентированных в пространстве (мозаика из когерентных доменов).

В просвечивающем режиме был получен набор кривых МУРР, отвечавших разным вариантам ориентации (расположения) образца в пространстве. Эта серия кривых МУРР в совокупности образовала модель дифракционной 2D-картины в диапазоне малых углов. Эта модель показана на Рис. 1.

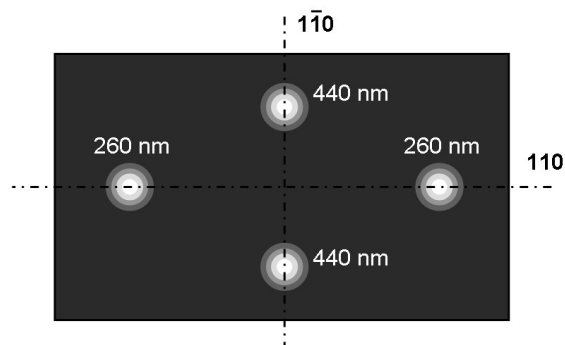


Рис. 1. Модель 2D-картины МУРР от образца InP .

При этом на кривых МУРР, отвечающих направлениям вектора рассеяния [110] и [$\bar{1}\bar{1}0$] решетки образца, наблюдались интенсивные брэгговские (интерференционные) пики. Из этого следует, что в образце присутствует сверхструктурная периодичность. Периоды сверхструктуры образца, полученные из анализа положений брэгговских пиков МУРР,

оказались около 260 нм в направлении $[110]$ и около 440 нм для направления $[1\bar{1}0]$.

Кривая МУРР, полученная в режиме отражения, частично расположена в диапазоне углов полного внешнего отражения (ПВО), где стандартные методы анализа данных МУРР [1] не работают. Обработка фрагмента кривой вне области ПВО по модели Порода [1, 2] привела к величине т. н. породовского показателя [2] существенно выше стандартных значений (от 1 до 4). Было рассмотрены два альтернативных предположения – о влиянии шероховатости поверхности и о том, что кривая содержит брэгговский пик, частично находящийся в области ПВО. Предположение о шероховатости дало оценку ее средней величины около 5 нм. Гипотеза о брэгговском пике привела к оценочному положению его максимума, отвечающему величинам сверхструктурного периода около 17 нм.

Список литературы

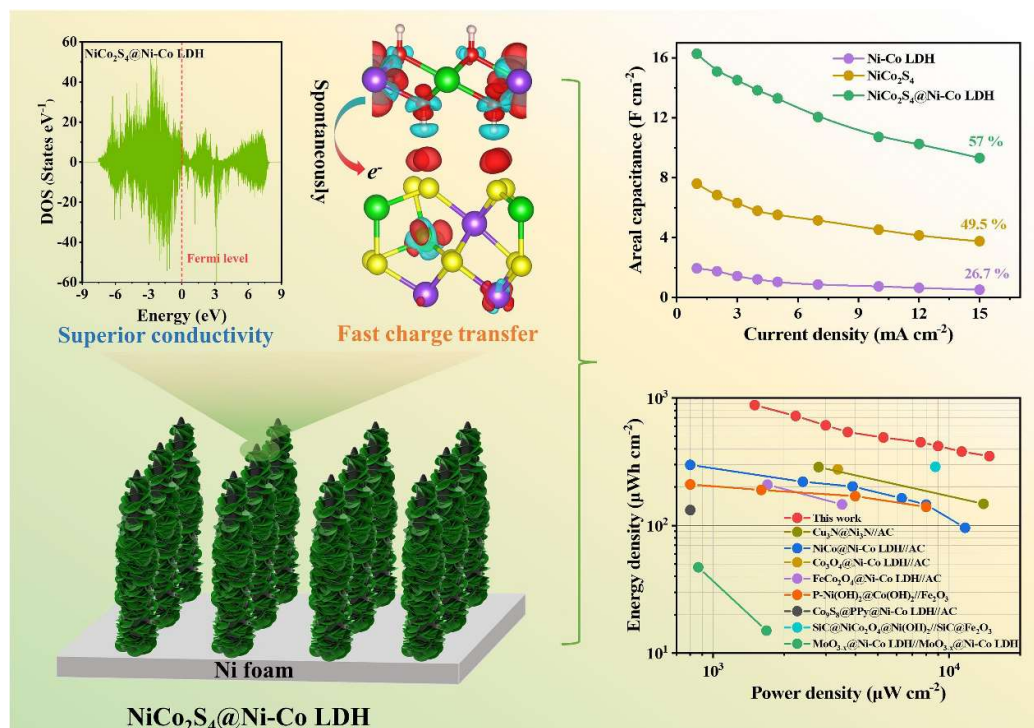
1. Small-Angle X-Ray Scattering. / Eds. O. Glatter, O. Kratky. London: Academic, 516 p., 1982.
2. Д.И. Свергун, Л.А. Фейгин. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. / М.: Наука, 280 с., 1986.

CONSTRUCTION OF NiCo₂S₄@Ni-Co LDH CORE-SHELL NANOARRAYS WITH ULTRAHIGH AREAL CAPACITANCE FOR SUPERCAPACITOR APPLICATIONS

Shensong Wang, Yongming Hu

Hubei Key Laboratory of Ferro- & Piezoelectric Materials and Devices,
Faculty of Physics and Electronic Science, Hubei University, Wuhan 430062, China
E-mail: shensongwang@stu.hubu.edu.cn, Huym@hubu.edu.cn

Nickel-cobalt layered double hydroxide (Ni-Co LDH) is a potential candidate electrode material for supercapacitors, while its application is still limited by issues of low electrical conductivity, serious aggregation and low mass loading. At present, a promising strategy is to design Ni-Co LDH composites with core-shell structure. However, most the reported core materials either has low conductivity or low capacity contribution. Besides, the mass loading is still difficult to meet commercial requirements. In this work, a high conductivity and high theoretical capacitance NiCo₂S₄ nanoarrays supported on Ni foam were act as the core. The core-shell NiCo₂S₄@Ni-Co LDH nanoarrays is fabricated by a three-step hydrothermal strategy, where both NiCo₂S₄ and Ni-Co LDH can contribute high capacity. Theoretical calculation reveals that NiCo₂S₄@Ni-Co LDH can induce the spontaneous and rapid transfer of charge from shell to core. The mass loading of NiCo₂S₄@Ni-Co LDH reaches commercial level, over 8.1 mg cm⁻². These features enable NiCo₂S₄@Ni-Co LDH electrode with ultrahigh capacitance of 16.3 F cm⁻². Moreover, the assembled asymmetric supercapacitor shows areal energy density of 880 μWh cm⁻².



ВЛИЯНИЕ ФОТОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОРОШКА АЛЮМИНИЯ

А. И. Киселев, В. Г. Шевченко, А.В. Конюкова

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт химии твердого тела УрО РАН
620090, Российская Федерация, Екатеринбург, Первомайская, д. 91
E-mail: shevchenko@ihim.uran.ru

Рассмотрены явления колебаний кристаллической решетки твердого тела и соответствующие, рассмотренным колебаниям, квазичастицы- фононы. Фононы вызывают интерес у многих исследователей. В терминах фононов можно описать и звуковые волны, и теплоемкость кристалла и самые разнообразные микроскопические явления в кристалле. Настоящая работа имеет цель уточнения нижнего предела частоты тепловых фононов рождающихся при взаимодействии фотонов и оптических фотонов на границе раздела оксида и металла порошка алюминия.

Изучением процессов выделения тепла при фотон-фононном взаимодействии занимается фофоника — активно развивающийся раздел физики, занимающийся тонким управлением звуковыми, ультразвуковыми и тепловыми колебаниями в различных структурах. В отличие от акустики, активную роль тут играет сама среда, через которую распространяется колебание. Упругие колебания с частотами порядка терагерца и выше относят к тепловым колебаниям. Длины волн таких колебаний приближаются к межатомным расстояниям, и дискретность вещества ограничивает эту шкалу сверху. Наряду с электронами, акустические и оптические фононы дают вклад в теплоемкость кристалла.

Сравнение энергетики и заполнения поверхностных состояний проводится для алюминия в виде пленки и порошка. Результаты получены на базе данных оптического эксперимента соответственно для пленки толщиной около 1 мкм и порошка АСД-4, запрессованного в таблетки диаметром 13 мм (0.7 г порошка, давление прессования 40 кг/см²). Экспериментальные зависимости оптических постоянных от длины волны получены эллипсометрическим методом Битти (эллипсометр ЛЭФ-3М, в спектральном диапазоне 0.4–2.5 мкм). Погрешность измерений оптических постоянных в видимом диапазоне спектра не превышала 5% (в ИК-области - 8%).

Определение характеристик электронных состояний составляющих спектры оптической проводимости производилось с помощью экспертной системы, сформированной на основе процедуры сравнения экспериментальных спектров оптической проводимости с модельными спектрами [1]. В порошке алюминия поверхностных состояний электронов практически на порядок больше, чем в его пленке.. В области высоких энергий вид оптической проводимости порошка алюминия определяют характеристики предположительно фотон-фононного взаимодействия, центрированного вблизи значения энергии фотонов 1.85 эВ. При исследовании электронных свойств пленки алюминия также наблюдается расщепление полосы проводимости. Из данных (табл.1) можно сделать вывод, что полоса с $j = 1$ заполнена электронами полностью, а часть электронов попала на полосу с $j = 0$, т. е. их можно считать почти свободными. Электропроводность в этом случае является суммой из вкладов, описываемых проводимостью почти свободных электронов и внутризонной проводимостью. Для полос с большими j отметим тот факт, что для порошка значения частот релаксации ω_{0j} , отвечающих за ширину полосы перехода, существенно больше, чем в пленке. Такое уширение линий, возможно, скрывает наличие линий с $j = 9$ и $j = 11$ (пленка), которые можно идентифицировать как положение запрещенных полос между акустическими и оптическими фотонами для двух подсистем: ион алюминия в металле – атом на поверхности и атом алюминия на поверхности – атом в оксиде.

Электронные характеристики
 модельной кривой оптической проводимости
 пленки и порошка алюминия, $T = 298 \text{ K}$

пленка алюминия с окисленной поверхностью					порошок АД-4, прессованный				
j	$\Delta_j, \text{эВ}$	ω_{pj}	ω_{0j}	z_j	j	$\Delta_j, \text{эВ}$	ω_{pj}	ω_{0j}	z_j
		$\times 10^{-15}, \text{с}^{-1}$					$\times 10^{-15}, \text{с}^{-1}$		
0	0	2.7133	1.1948	0.0384	0	0	0.0000	0.0000	0.0010
1	0.4275	11.2913	0.1507	0.6654	1	0.5950	9.8046	0.3506	0.5017
2	0.6620	2.7458	0.0541	0.0393	2	0.7317	2.0556	0.0307	0.0221
3	0.7945	2.9259	0.0692	0.0447	3	0.8144	5.1596	0.0968	0.1389
4	0.9669	2.0183	0.0466	0.0213	4	0.9143	5.0561	0.1038	0.1334
5	1.0602	2.4385	0.0505	0.0310	5	1.0057	5.4066	0.1119	0.1526
6	1.1434	1.8960	0.0521	0.0188	6	1.1025	5.5917	0.1285	0.1632
7	1.2535	2.4698	0.0382	0.0318	7	1.2300	4.0855	0.1329	0.0871
8	1.3073	1.9148	0.0231	0.0191	8	1.3243	4.4493	0.0926	0.1033
9	1.3580	2.3964	0.0232	0.0300					
10	1.4183	3.1767	0.0322	0.0527	9	1.4145	3.4730	0.0378	0.0629
11	1.4598	2.8281	0.0293	0.0417					
12	1.5194	3.4714	0.0340	0.0629	10	1.5061	4.1042	0.0582	0.0879
13	1.6009	3.4234	0.0405	0.0612	11	1.5970	5.4480	0.1064	0.1549
14	1.6847	2.6762	0.0354	0.0374	12	1.6800	4.5367	0.1031	0.1074
15	1.7542	2.4069	0.0255	0.0302	13	1.7972	4.9106	0.1000	0.1259
16	1.8308	2.1109	0.0293	0.0233	14	1.8597	3.6569	0.0912	0.0698
					15	1.9438	1.5577	0.0891	0.0127
					16	2.1642	2.6894	0.1234	0.0377

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием Института химии твердого тела УрО РАН № АААА-А19-119031890028-0

Список литературы

1. Киселев А.И., Кононенко В.И. Оценка эффективной массы электронов в церии из данных оптического эксперимента // ТВТ. 2003. Т. 41. № 6. С. 870-876.

СОБСТВЕННАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АНИОН-ДЕФИЦИТНЫХ НАНОТРУБОК ДИОКСИДА ГАФНИЯ

А. О. Шилов*, Р.В. Камалов, Чукин А.В., А. С. Вохминцев, И. А. Вайнштейн

*Уральский федеральный университет, НОЦ НАНОТЕХ
620002, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19
E-mail: ao.shilov@urfu.ru

В работе синтезированы нанотубулярные массивы диоксида гафния, для которых проанализированы особенности процессов фото- и термолюминесценции в диапазоне 300–800 К. Показано, что наблюдаемая эмиссия 2.3–2.6 эВ обусловлена кислородными вакансиями в различных конфигурационных и зарядовых состояниях. Выполнена оценка кинетических параметров для механизмов термостимулированного свечения в исследуемых нанотрубках.

Нанотубулярный диоксид гафния является перспективным материалом для создания ячеек сегнетоэлектрической памяти, мемристорных элементов, светодиодных матрицу и др. [1,2]. Указанные функциональные свойства в наноструктурах HfO_2 обусловлены процессами с участием различных дефектных состояний собственной природы. Данная работа посвящена исследованию люминесценции в нанотубулярных массивах диоксида гафния, которые обусловлены оптически активными центрами на основе кислородных вакансий.

Нанотрубки HfO_2 были получены методом электрохимического анодирования гафниевой фольги в потенциостатическом режиме. После синтеза часть образцов подверглась отжигу на воздухе при температуре 700°C в течение 2 часов. Характеризация структур осуществлялась с использованием сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и рентгенофазового анализа (РФА). Исследование люминесцентных свойств проводилось при помощи спектрометра Perkin Elmer LS55 с приставкой для проведения измерений термостимулированной люминесценции (ТСЛ) в диапазоне 300–800 К.

Согласно СЭМ, в ходе синтеза образовался слой нанотубулярного диоксида гафния толщиной около 15 мкм и со средним диаметром трубок 51 нм. По данным РФА образцы в исходном состоянии являлись аморфными, с незначительными включениями кубической и моноклинной фаз HfO_2 . После проведенного отжига в кристаллической структуре нанотрубок наблюдалось доминирование моноклинной фазы, при этом толщина слоя уменьшилась до 5 мкм.

При исследовании фотолюминесценции (ФЛ) (возбуждение > 4.5 эВ) было обнаружено сине-зелёное свечение с максимумом 2.3 эВ. Для нанотрубок, находящихся в моноклинной фазе, регистрируемая эмиссия смещается в область 2.6 эВ. Наблюдаемая ФЛ указывает на присутствие в образце кислородных вакансий. При этом ТСЛ отклик нанотрубок (облучение в течение 5 минут фотонами 5.0 эВ) характеризуется аналогичным спектральным составом. Кинетические параметры процессов ТСЛ были рассчитаны с использованием формализма кинетики общего порядка. Полученные результаты обсуждаются с учетом известных люминесцентных данных для аморфного диоксида гафния и кристаллических наноструктур с моноклинной симметрией.

Работа выполнена при поддержке научного проекта Минобрнауки FEUZ-2020-0059.

Список литературы

1. A.O. Shilov, S.S. Savchenko, A.S. Vokhmintsev, A.V. Chukin, M.S. Karabanalov, M.I. Vlasov, I.A. Weinstein, Energy gap evaluation in microcrystalline m- HfO_2 powder // J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys., 14(2), 1–6, 2021.
2. A. O. Shilov, S. S. Savchenko, A. S. Vokhmintsev, V. A. Gritsenko, I. A. Weinstein. Thermal quenching of self-trapped exciton luminescence in nanostructured hafnia // J. Lumin., vol. 247, 118908, 2022.

ДОПИРОВАННЫЕ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ ПОЛИМЕРНЫЕ ПЛЕНКИ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЕЙ

Н. В. Слюсаренко*, Д. О. Кузнецова, Е. А. Слюсарева

Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, Красноярск, пр. Свободный, д. 79
*E-mail: sci_box@mail.ru

Подстройка длины волны излучения флуорофоров важна как для технических, так и для медицинских задач. В данной работе осуществлена перестройка длины волны излучения в результате реализации механизма диполь-дипольного взаимодействия в системе донор-акцептор. В качестве доноров энергии были использованы коллоидные квантовые точки CdTe, в качестве акцепторов энергии были подобраны красители родамин В и розовый бенгальский, которые удовлетворяли спектральным параметрам для реализации переноса энергии. Матрицей, обеспечивающей высокую локальную концентрацию ($\sim 10^{-3}$ М) люминофоров, служила фотографическая желатина. С использованием теории Фёрстера были оценены константы переноса энергии, а также эффективность переноса, которая превышала 80%. Для анализа эффективности спектральной перестройки фотолюминесценции оценивали параметр «центра тяжести спектра». Было показано, что подбором концентрации перестройка длины волны излучения может быть осуществлена в диапазоне 30–50 нм.

Подстройка длины волны излучения флуорофоров особенно важна для создания оптоэлектронных устройств, солнечных ячеек, диодов, дисплеев, лазеров, фотокатализа, а также для фотолитографии [1,2]. Для данных задач применение коллоидных квантовых весьма привлекательно, так как для них характерна возможность управления длиной волны излучения посредством изменения размеров самой квантовой точки. Существует дополнительный способ осуществить подстройку длины волны излучения через диполь-дипольное взаимодействие в системе донор-акцептор [3]. В литературе его также называют фёрстеровским переносом энергии или безызлучательным переносом энергии электронного возбуждения [4]. Эффективность переноса энергии зависит от перекрытия спектров испускания донора и поглощения акцептора, относительной ориентации дипольных моментов переходов и расстояния между флуорофорами. Для реализации данного механизма необходим тщательный подбор донорно-акцепторной пары и матрицы, обеспечивающие данный набор условий.

Целью работы было создание системы с переносом энергии для перестройки длины волны фотолюминесценции. В качестве донора энергии были выбраны коллоидные квантовые точки CdTe (CdTe QDs) с длинами волн испускания 530 и 550 нм. Для квантовых точек были подобраны акцепторы энергии красители родамин В (RhB) и розовый бенгальский (RB). Матрицей, для достижения необходимой локальной концентрации для реализации переноса энергии, являлась фотографическая желатина типа В. Пленки изготавливались из 1 вес. % раствора желатины с различным соотношением донорно-акцепторной пары флуорофоров, высушенными при комнатной температуре на стеклянных подложках. Спектры поглощения и фотолюминесценции донорно-акцепторных пар в желатиновой пленке показаны на рисунке 1.

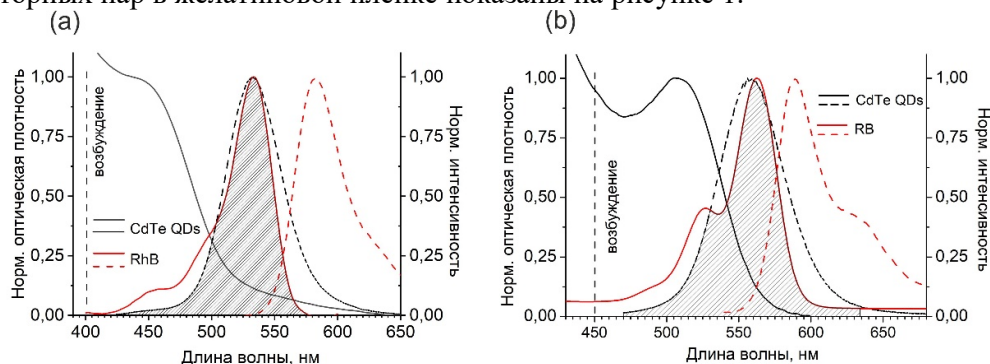


Рис. 1. Спектры поглощения и фотолюминесценции донорно-акцепторной пары в желатиновой пленке (а) CdTe (530)-RhB, (б) CdTe (550)-RB.

Используя теорию Фёрстера [4] были оценены интеграл перекрытия и радиус Фёрстера (расстояние между флуорофорами, на котором эффективность переноса энергии равна 50%). Механизм переноса энергии был подтверждён экспериментально зафиксированным тушением и уменьшением времен жизни ФЛ доноров. Тушение фотoluminesценции контролировали в максимуме спектра ФЛ донора. Эффективность переноса энергии достигала 80 % в обоих случаях.

Для контроля перестройки длины волны был оценен параметр «центр тяжести спектра», который учитывает изменение положение максимума и формы контура ФЛ, результаты показаны на рисунке 2. Изменение центра тяжести спектра для донорно-акцепторных пар CdTe (530)-RhB и CdTe (550)-RB составило ~ 50 нм и 30 нм соответственно. Эффективность переноса энергии в обоих случаях достигала 80%.

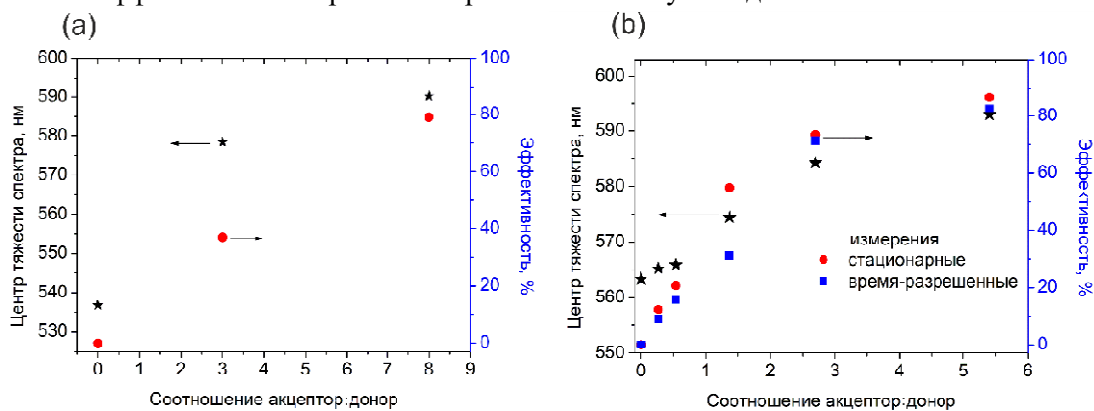


Рис. 2. Изменение центра тяжести спектра и эффективность переноса энергии для различного соотношения донорно-акцепторной пары в полимерной пленке (а) CdTe (530)-RhB, (б) CdTe (550)-RB.

Таким образом путем подбора и варьирования соотношения флуорофоров возможна перестройка длины волны ФЛ, что может быть использовано для широкого круга задач.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант МК-995.2022.1.2).

Список литературы

1. L. Wu, C. Huang, B. P. Emery, et al. Förster resonance energy transfer (FRET)-based small-molecule sensors and imaging agents // *Chem Soc Rev*, vol. 49, pp. 5110-5139, 2020.
2. Y. Shu, X. Lin, H. Qin, et al. Quantum dots for display applications // *Angew Chem Int Ed Engl*, vol. 59, pp. 22312-22323, 2020.
3. G. Devatha, A. Rao, S. Roy, P.P. Pillai. Förster Resonance Energy Transfer regulated multicolor photopatterning from single quantum dot nanohybrid films // *ACS Energy Lett*, vol. 4, pp. 1710-1716.
4. T. Förster. Transfer mechanisms of electronic excitation energy // *Radiat Res Suppl*, vol. 2, pp. 326-339, 1960.

МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС В МУАРОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

J. Holler¹, T. Korn², Д. С. Смирнов^{3*}

¹*Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Universität Regensburg
93040 Regensburg, Germany*

²*Institut für Physik, Universität Rostock
18059 Rostock, Germany*

³*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

**E-mail: smirnov@mail.ioffe.ru*

Теоретически и экспериментально показано, что степень циркулярной поляризации экситонной фотолюминесценции в скрученных гетеробислоях $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ резонансно возрастает в поле 24.2 Тл. Это является следствием спин-долинного магнитофононного резонанса для дырочек в экситонах, локализованных в муаровом потенциале. Магнитофононный резонанс происходит в одном и том же поле в бислоях как R-, так и H-типа несмотря на более чем трёхкратное отличие зеемановских расщеплений в этих структурах. Доминирующий механизм спин-долинного магнитофононного резонанса связан со спин-независимым междолинным электрон-фононным рассеянием в экситонных состояниях, смешанных дальнедействующим обменным взаимодействием.

Вслед за появлением и активным изучением графена внимание привлекли монослои дихалькогенидов переходных металлов, такие как MoS_2 , MoSe_2 , WS_2 , WSe_2 и др. В отличие от графена эти монослои обладают прямой запрещённой зоной порядка 2 эВ в двух эквивалентных точках K_+ и K_- двумерной зоны Бриллюэна [1]. Зона проводимости и валентная зона в этих точках расщеплены по спину на величину порядка 20 и 300 мэВ, соответственно. Правила отбора разрешают оптические переходы в двух долинах для различных циркулярных поляризаций света, что позволяет оптически ориентировать спины носителей заряда и создавать долинную поляризацию.

В последнее время появилась уникальная возможность создавать и изучать скрученные бислои, например, $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$, в которых один монослой повернут на небольшой угол относительно другого. За счёт несоизмеримости кристаллических решёток возникает муаровый потенциал, формирующий квантовые точки, в которых локализуются носители заряда (рис. 1а) [2,3].

В нашей работе [4] теоретически предсказан и экспериментально обнаружен долинный магнитофононный резонанс с переворотом спина дырки в муаровых квантовых точках $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$. Он происходит в магнитном поле 24.2 Тл, когда зеемановское расщепление между двумя невырожденными максимумами валентной зоны K_+ и K_- равно энергии поперечного акустического фонона в K точке зоны Бриллюэна в монослое MoSe_2 .

Экспериментально долинный магнитофононный резонанс проявляется в измерениях циркулярной поляризации люминесценции экситонов, локализованных в муаровых квантовых точках. Он приводит к резонансному усилению степени циркулярной поляризации в поле 24.2 Тл как для параллельной (R-тип), так и для антипараллельной (H-тип) ориентации монослоёв $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ (рис. 1б,с) несмотря на более чем трёхкратное отличие зеемановских расщеплений экситонных уровней.

Для описания степени циркулярной поляризации нами была разработана микроскопическая модель, учитывающая как радиационную внутридолинную, так и нерадиационную междолинную рекомбинацию экситонов, а также долинную релаксацию электронов и дырочек в экситоне. Подбор параметров модели позволил количественно описать степень циркулярной поляризации как функцию магнитного поля (красные кривые на рис. 1б,с).

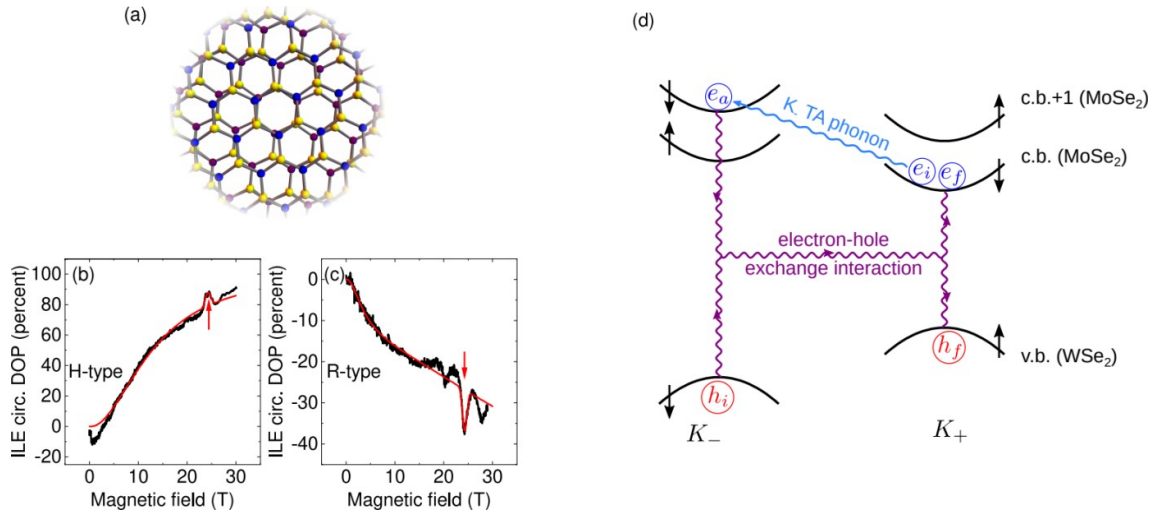


Рис. 1. (a) Муаровая квантовая точка в бислое MoSe₂/WSe₂ R-типа. Жёлтые, синие и фиолетовые сферы обозначают атомы Se, Mo и W, соответственно. (b,c) Степень циркулярной поляризации люминесценции экситонов, локализованных в квантовых точках R- и H-типа, соответственно, как функция магнитного поля. Красная кривая – теоретический расчёт. Красная стрелка указывает на долинный магнитофононный резонанс. (d) Микроскопический механизм магнитофононного резонанса: междолинное спин-независимое рассеяние электрона на TA фоне в монослое MoSe₂ и междолинное рассеяние экситона за счёт дальнедействующего обменного взаимодействия.

Микроскопический механизм спин-долинного магнитофононного резонанса для дырки в локализованном экситоне связан с комбинацией междолинного рассеяния электрона в экситоне с сохранением спина и междолинным рассеянием экситона за счёт дальнедействующего обменного взаимодействия (рис. 1d).

Предсказание и обнаружение спин-долинного магнитофононного резонанса может быть важно как для транспортных свойств ансамблей муаровых квантовых точек в магнитном поле, так и для управления спин-долинной поляризацией.

Работа поддержана грантом РФФ № 21-72-10035.

Список литературы

1. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek. Colloquium: Excitons in atomically thin transition metal dichalcogenides // *Rev. Mod. Phys.*, vol. 90, p. 021001, 2018.
2. H. Yu, G.-B. Liu, J. Tang, X. Xu, and W. Yao. Moiré excitons: From programmable quantum emitter arrays to spin-orbit-coupled artificial lattices // *Sci. Adv.*, vol. 3, p. e1701696, 2017.
3. D. S. Smirnov. Dynamic valley polarization in moiré quantum dots // *Phys. Rev. B*, vol. 104, p. L241401, 2021.
4. D. S. Smirnov, J. Holler, M. Kempf, J. Zipfel, P. Nagler, M. V. Ballottin, A. A. Mitioglu, A. Chernikov, P. C. M. Christianen, C. Schüller, T. Korn. Valley-magnetophonon resonance for interlayer excitons // *arXiv:2205.03376*, 2022.

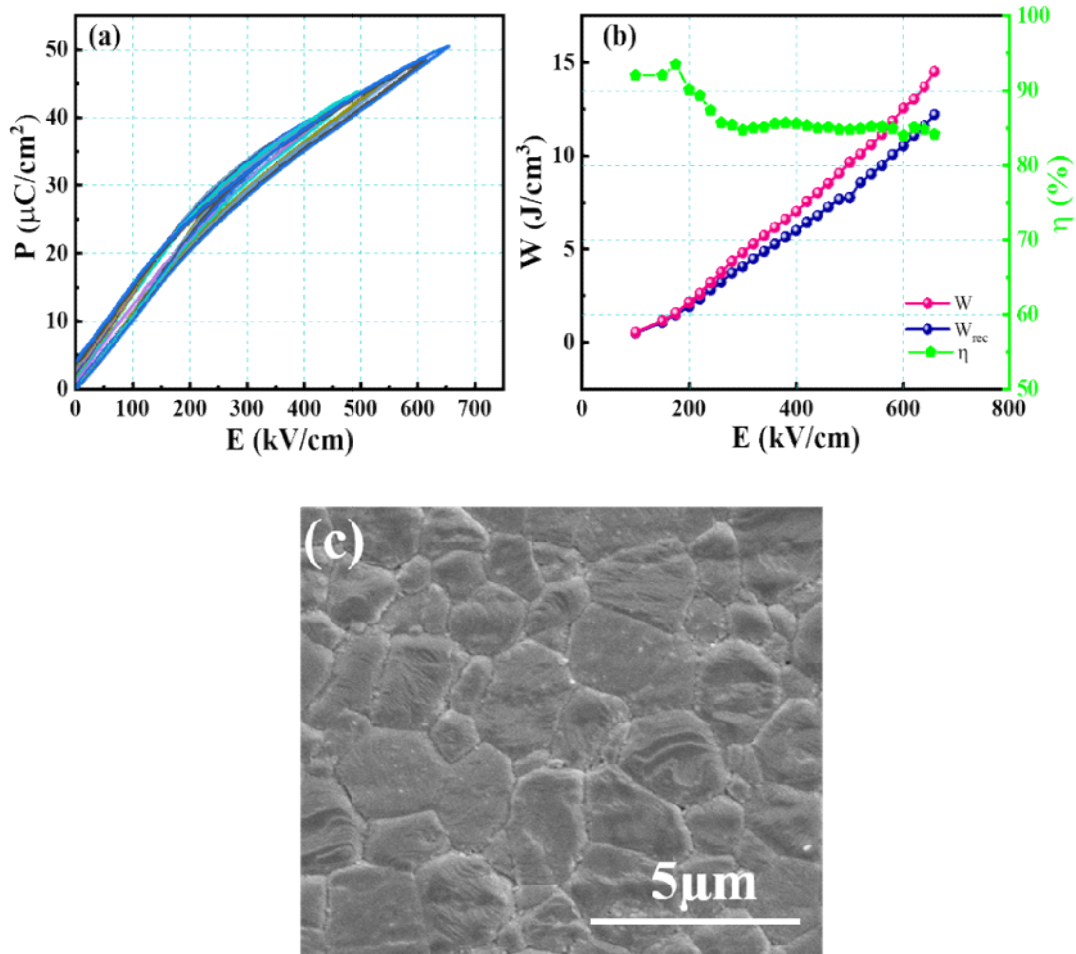
SPS PREPARED NN-24SBT LEAD-FREE RELAXOR-ANTIFERROELECTRIC CERAMICS WITH ULTRAHIGH ENERGY-STORAGE DENSITY AND EFFICIENCY

Hua Tan, Haibo Zhang

School of Materials Science and Engineering, State Key Laboratory of Material Processing and Die & Mould Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, 430074, China

*E-mail: hua_tan@hust.edu.cn, hbzhang@hust.edu.cn

Dielectric ceramics are of great potential to be applied in electronic systems due to their fast discharge speed and temperature tolerance. However, the low energy storage density and efficiency highly restricts the applications of dielectric ceramics. Here, we propose a strategy of fine grain and highly densified relaxor-antiferroelectric (RE-AFE) ceramics to both increase the energy storage density and efficiency. We fabricated NaNbO_3 based relaxor-antiferroelectric (RE-AFE) ceramics by Spark Plasma Sintering (SPS) and obtained an ultrahigh recoverable energy storage density of 12.2 J/cm^3 and satisfied efficiency of 88%. The present research offers a route for designing dielectric ceramics with enhanced energy storage density and efficiency, which is significant to the application of dielectric ceramics.



NN-24SBT relaxor-antiferroelectric ceramics prepared by Spark Plasma Sintering demonstrates ultrahigh recoverable energy storage density of 12.2 J/cm^3 and satisfied efficiency of 88 %.

OPTICAL AND ELECTRICAL PROPERTIES OF ORGANIC SEMICONDUCTORS BASED ON BENZOTHIENOACENES

K.E. Trofimova^{1*}, A. V. Ishchenko², R. A. Irgashev¹, I. A. Weinstein¹

¹*Ural Federal University, NANOTECH Center
620002, Russia, Ekaterinburg, Mira street, 19,*

**E-mail: k.e.trofimova@urfu.ru*

²*Institute of Organic synthesis of Ural Branch of the Russian Academy of Sciences
620990, Russia, Ekaterinburg, Akademicheskaya/S. Kovalevskoi, 22/20*

Organic semiconductor materials are widely incorporated into devices for organic electronics. The goal of this work is determining the optical and electrical characteristics of raw materials based on benzothienoacenes in dissolved and powdered form.

Study of the properties of organic semiconductor thin films is of interest in the field of creating flexible electronic devices [1, 2]. Work deal with investigations of the optical and electrical properties of new-synthesized semiconductor organic materials based on benzothienoacenes (BTT) in solutions, powders and thin films. This class of compounds has thiophene group with a sulfur ion acting as an electron donor, which could positively effects on their electrical properties. These samples differ in structural features, the addition of -OCH₃, -OC₂H₅, -2OCH₂, -N₂CH₅ radicals and their effect on optical properties are considered.

The optical characteristics of BTT in solution were determined by absorption and photoluminescent (PL) spectroscopy. In the optical absorption spectra for some samples of benzothienoacenes (BTT-OCH₃, BTT-OC₂H₅, BTT-2OCH₂), several main absorption bands with maxima near 250 and 325 nm were found. For other BTT samples (B-BTT-2OCH₂, BTT-N₂CH₃), four bands with maxima near 240, 260, 325 and 375 nm are observed. According to the absorption spectra, the optical energy gap was estimated. These compositions have an optical band gap in the range of 2.61-3.35 eV.

The PL spectra of all BTT compounds show asymmetric luminescence bands in the range of 390-510 nm. PL shift to the long wavelength region are observed with an increase in the length of the radical. Three excitation bands of 230, 247 and 342 nm were found in the excitation spectra. The intensity of observed bands depends on the composition. The spectra of BTT compounds differing by one radical were compared. The nitrogen atom introduces additional lines into the absorption and luminescence spectra of the BTT-NMe compound and affects the electron density distribution in the molecule.

The electrical properties present only for several samples due to the quality of prepared thin films by vacuum deposition method. Its surface of well synthesized compounds has no holes and cracks and allows coat electrical pads. The special synthesis conditions are selected for each substance. It was found that the excess synthesis temperature leads to substrate overheating and redistribution surfaces with the formation of dendrites of complex shape. The formation of crystallization points leads to point growth of crystals rather than a homogeneous film. Also, special attention is paid to the quality of the glass substrate. Its defects form the crystallization points.

The results of optical properties measurements are presented, and the features of the molecular structure are also described. The effect of radicals on the luminescent properties is shown, as well as the prospects for application in organic electronics.

References

1. Berggren, M., Nilsson, D. & Robinson, N. Organic materials for printed electronics // Nature Materials, vol. 6, pp. 3–5, 2007.
2. Trofimova, K.E., Ishchenko, A.V., Weinstein, I.A., Irgashev, R. A., Kazin N. A. Optical and electrophysical properties of Indolo[3,2-b]carbazole based thin-film structures // AIP Conference Proceedings, vol. 2313, №030032, 2020.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ ОКСИДА ЦИНКА

П. П. Турчин^{1*2}, С. И. Бурков¹, Е. И. Семишин¹, В. И. Турчин¹

¹Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79
*E-mail: pturchin@sfu-kras.ru

²Институт физики им. Л.В.Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д. 50

Исследовано влияние структурных дефектов на электромеханические постоянные $C_{\lambda\mu}^D$, $C_{\lambda\mu}^E$, $e_{i\lambda}$ и $d_{i\lambda}$ монокристаллов оксида цинка.

Монокристаллы оксида цинка (ZnO) являются широкозонными полупроводниками, которые применяются и перспективны для пьезооптических, пьезоэлектрических и других приложений, а наличие дефектов в них допускает и магнитные приложения [1].

Для исследования влияния структурных дефектов на электромеханические свойства монокристаллов ZnO применялись эхо-импульсный ультразвуковой акустический [2] и квазистатический методы [3]. В первом случае измерялись скорости объемных акустических волн (ОАВ) и, путем решения обратной задачи кристаллоакустики, определялись постоянные $C_{\lambda\mu}^D$, $C_{\lambda\mu}^E$ и $e_{i\lambda}$. Квазистатические измерения позволяют найти пьезомодули $d_{i\lambda}$. Нестехиометрия образцов монокристаллов ZnO по кислороду управлялась их отжигом в вакууме и при атмосферных условиях и контролировалась по величине электропроводности.

Выполненные исследования показали, что ростовые дефекты монокристаллов ZnO могут приводить к затуханию ОАВ с определенными поляризациями, а нестехиометрия по кислороду приводит к изменению значений отдельных упругих постоянных $C_{\lambda\mu}^D$ и пьезомодулей $d_{i\lambda}$ и $e_{i\lambda}$, в то время как постоянные $C_{\lambda\mu}^E$ не меняются. Характерные изменения значений пьезомодулей, полученные квазистатическим методом представлены в (табл. 1)

Таблица 1

Значения пьезомодулей $d_{i\lambda}$ в монокристалле ZnO		
Пьезомодуль	Значение пьезомодуля 10^{-12} Кл/Н	
	Отжиг в атмосфере	Отжиг в вакууме
d_{31}	$-5,3 \pm 0,3$	$-4,3 \pm 0,3$
d_{33}	$10,6 \pm 0,3$	$9,5 \pm 0,3$
d_{15}	$-14 \pm 0,3$	$-14 \pm 0,3$

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (код научной темы FSRZ-2020-0011).

Список литературы

1. A. S. Fedorov, M. A. Visotin, A. S. Kholobina, et.al. Investigation of intrinsic defect magnetic properties in wurtzite ZnO materials // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 440, pp. 5–9, 2017.
2. П. П. Турчин, А. А. Парфенов, Н. А. Токарев и др. Импульсные автоматизированные измерения скоростей упругих волн в кристаллах // Ползуновский вестник. –Т. 1, №3, с. 143-147, 2011.
3. P. P. Turchin., V. I. Turchin., S. V. Yurkevich, et.al. Application of DMA 242 C for Quasi-Static Measurements of Piezoelectric Properties of Solids // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics, vol. 13(1), pp. 97-103, 2020.

ФОТОСТАБИЛЬНОСТЬ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТОЧЕК ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Тютрин^{1*,2}, Е. Ф. Мартынович^{1,2}

¹ *Институт лазерной физики СО РАН, Иркутский филиал,
664033, Российская федерация, Иркутск, ул. Лермонтова, 130-А
E-mail: tyutrin.aleks@gmail.com

² *Иркутский государственный университет,
664003, Российская федерация, Иркутск, ул. Карла Маркса 1*

Углеродные наноточки (УНТ) были синтезированы микроплазменным методом с использованием раствора глюкозы как прекурсора. Исследована фотолюминесценция УНТ после УФ-облучения. Спектрально-кинетические свойства синтезированных УНТ были исследованы с помощью конфокального сканирующего люминесцентного микроскопа MicroTime 200. Обнаружено значительное снижение интенсивности люминесценции после УФ-облучения за счет уменьшения кислородсодержащих групп на поверхности углеродных точек.

В работе было исследовано изменение интенсивности фотолюминесценции углеродных наноточек (УНТ), синтезированных плазменным методом [1], после длительного УФ-облучения. В качестве прекурсора использовался 40% раствор глюкозы. Целью данной работы было исследование фотостабильности синтезированных УНТ под воздействием УФ излучения. Спектрально-кинетические свойства люминесценции синтезированных УНТ были исследованы с помощью конфокального сканирующего люминесцентного микроскопа MicroTime 200.

Было обнаружено, что УНТ имеют широкий спектр излучения в диапазоне 400 – 800 нм при возбуждении в диапазоне 375–532 нм как до, так и после УФ-облучения. Максимумы этих полос располагались при 476, 500, 547 и 580 нм, когда возбуждающее излучение имело длины волн 375, 405, 470 и 532 нм, соответственно. Значительного сдвига пика люминесценции или сужения в спектрах до и после облучения не наблюдается. Кинетика затухания люминесценции УНТ имеет три экспоненциальные составляющие, но их значения меняются после УФ-облучения. Наиболее выражено это наблюдается при длинах волн возбуждения 375 и 405 нм. При 470 и 532 нм различия менее выражены.

Результаты измерений показали, что синтезированные УНТ после облучения УФ-лампой (365 нм) в течение продолжительного времени (5 часов) имели слабую интенсивность люминесценции в сравнении с необлученным раствором при длинах волн возбуждения 375, 405, 470 и 532 нм. Таким образом, синтезированные УНТ обладают слабой фотостабильностью под воздействием продолжительного УФ-облучения. Это связано с уменьшением кислородсодержащих групп на поверхности УНТ под действием УФ-облучения.

Исследование было поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Плана фундаментальных исследований РАН, проект No. 0243-2021-0004.

Список литературы

1. A.A. Tyutrin, R. Wang and E.F. Martynovich. Luminescent properties of carbon quantum dots synthesized by microplasma method // Journal of Luminescence., Vol. 246, 118806, 2022.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ГОМО- И ГЕТЕРОМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ОРГАНИЗАЦИЮ И ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЗО-ЗАМЕЩЕННЫХ БОРФТОРИДНЫХ КОМПЛЕКСОВ ДИПИРРИНОВ В РАСТВОРЕ И НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ФАЗ

С. Д. Усольцев^{1*}, О. А. Райтман^{2,3}, Ю. С. Марфин¹

¹Ивановский государственный химико-технологический университет
153000, Российская Федерация, Иваново, пр. Шереметевский, д.7

*E-mail: sergeyusoltsev@yahoo.com

²Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН
119071, Российская Федерация, Москва, Ленинский проспект, д.31к.4

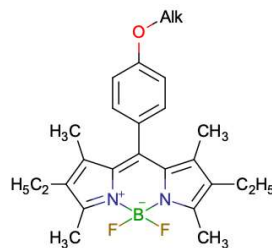
³Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
125047, Российская Федерация, Москва, Миусская пл., д.9

В докладе обсуждаются результаты исследований фотофизических характеристик (спектров поглощения, люминесценции и параметров релаксации возбужденного состояния) для ряда бор-фторидных комплексов дипирролилметена, отличающихся протяженностью алифатического фрагмента в мезо-положении. Показаны различия в стационарных спектрах поглощения и люминесценции, а также в динамике релаксации возбужденного состояния в различных условиях — при изменении концентрации, в системах с антирастворителем (вода-ацетонитрил различного соотношения) и на поверхности раздела фаз вода-воздух при сжатии на ванне Ленгмюра. На поверхности раздела фаз также показаны различия в спектральных характеристиках соединения и реологии слоя в системах хозяин-гость в зависимости от типа применяемого сурфактанта.

BODIPY (Бор-фторидные комплексы дипирринов) — малые органические люминофоры, обладающие превосходными спектральными и фотофизическими характеристиками. Для полос поглощения и люминесценции BODIPY характерны малые широты на полумаксимуме с высокой молярной экстинкцией и высоким значением квантового выхода люминесценции.

Особенно их выделяют среди других классов люминофоров возможность тонкой настройки этих параметров и их чувствительность к слабым взаимодействиям с молекулярным окружением, в частности проявляющаяся в отклике квантового выхода люминесценции и времени жизни возбужденного состояния на макроскопические параметры системы (полярность, динамическая вязкость среды, температура, pH и т. д.) [1].

В работе был получен ряд производных 8-[4-алкоксифенил]-2,4-диэтил-1,3,5,7-тетраметил-BODIPY с различной протяженностью алифатического фрагмента ($-C_{10}H_{21}$, $-C_{12}H_{25}$, $-C_{14}H_{29}$, $-C_{16}H_{33}$, $-C_{18}H_{37}$), для исследования изменений в агрегационных характеристиках соединений в близкородственном ряду (рис. 1).



Alk = $C_{10}H_{21}$, $C_{12}H_{25}$, $C_{14}H_{29}$, $C_{16}H_{33}$, $C_{18}H_{37}$

Рис. 1. Структуры исследуемых соединений

Для соединений отмечено значительное изменение фотофизических характеристик при агрегации. Показано, что при различных условиях достижения агрегации стационарные спектральные характеристики и кинетика релаксации возбужденного со-

стояния изменяются по-разному (пример — рис. 2). Этот факт открывает как возможности контроля характеристик получаемых агрегатов для получения частиц и материалов с заданными свойствами так и канал обратной связи — возможность контроля характеристик материала по картируемым фотофизическим характеристикам.

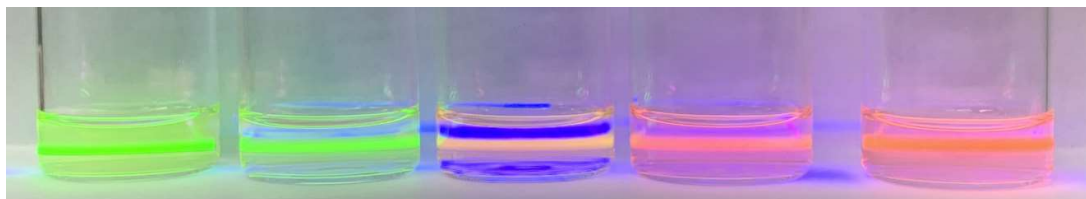


Рис. 2. Характеристичные изменения в люминесценции соединения при изменении состава бинарной смеси вода-ацетонитрил (при облучении УФ-лазером, слева — 30% воды, справа — 70% воды)

Анализ фотофизических характеристик агрегатов (а именно — полиэкспоненциальных распадов возбужденного состояния) на данном этапе развития науки является затруднительной задачей. В работе исследован ряд подходов к разложению таких распадов на составляющие и предлагается альтернативный общепотребимый вариант — выделение функции распределения времен жизни с применением метода максимальной энтропии Шэннона.

Контроль над вкладом гомо- и гетеромолекулярных взаимодействий в организацию молекул позволил выделить влияние внешних организующих факторов на агрегацию, в частности за счет исследований систем хозяин-гость с ко-сурфактантами на поверхности раздела фаз. Показано, как разница в эффективности взаимодействия флуорофора с ко-сурфактантом в значимой степени влияет на фотофизические характеристики.

Параллели, проведенные между фотофизическими характеристиками, полученными при сжатии монослоя с полученными в растворах, позволили четко разделить обусужденные взаимодействия и таким образом расширить представления о супрамолекулярной химии бордипирринов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (Проект № 20-33-90198), часть экспериментальных результатов получена с использованием технической базы Центра коллективного пользования ИГХТУ (при поддержке Минобрнауки России, соглашение № 075-15-2021-671).

Список литературы

1. Solomonov A. V., Marfin Y. S., Rumyantsev E. V. Design and applications of dipyrroin-based fluorescent dyes and related organic luminophores: From individual compounds to supramolecular self-assembled systems //Dyes and Pigments. – 2019. – Т. 162. – С. 517-542.

АТОМНО-ТОНКИЕ НАНОЛИСТЫ ХАЛЬКОГЕНИДОВ КАДМИЯ И ЦИНКА В КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМАХ: ЭКСИТОНЫ, ХИРАЛЬНОСТЬ И ЭФФЕКТ СПОНТАННОГО СВРАЧИВАНИЯ

Д. А. Куртина, В. П. Графова, А. В. Кнотко, А. В. Гаршев, Р. Б. Васильев*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1
E-mail: romvas@inorg.chem.msu.ru

В докладе рассмотрен новый класс двумерных полупроводников - атомно-тонкие наноллисты халькогенидов кадмия и цинка с толщиной менее 1 нанометра. Синтез данных систем в коллоидных системах позволил получить атомно тонкие наноструктуры с прецизионно заданной толщиной с точностью один монослой. Полученные наносистемы демонстрируют экситонные полосы люминесценции и поглощения с рекордно малой шириной 7–10 нм при комнатной температуре, проявляют круговой дихроизм и новый эффект спонтанного сворачивания.

Двумерные (2D) полупроводники обладают уникальными электронными свойствами, возникающими из-за атомно-тонкой толщины и двумерной электронной структуры. В настоящей работе рассмотрен новый класс 2D полупроводников – атомно-тонкие наноллисты халькогенидов кадмия и цинка с толщиной менее 1 нанометра, полученные в коллоидных системах.

Для роста данных атомно-тонких наноллистов халькогенидов кадмия и цинка был разработан метод синтеза в коллоидной системе ацетат кадмия (цинка)/октадецен/олеиновая кислота/олеиламин в температурном диапазоне 110–250°C. Подбор условий позволил вырастить наноструктуры с заданными латеральными размерами, составом, кристаллической структурой и прецизионно (с точностью 1 монослой) заданной толщиной в диапазоне 0.6–1.2 нм. Разработана методика роста для увеличения латеральных размеров наноллистов до 700 нм с фактором анизотропии до 1500. Подробное исследование с использованием методов HRTEM, HAADF-STEM, SAED, XRD показало совершенную кристаллическую структуру, позволяя говорить об атомно-тонких кристаллах.

Установлены корреляции между размером, составом, кристаллической структурой атомно-тонких наноллистов и их оптическими свойствами. Показан двумерный характер электронной структуры и рекордно узкие экситонные полосы с шириной порядка 40 мэВ при комнатной температуре. Полученные материалы с заданным с точностью 1 нм спектральным положением экситонных полос представляют интерес для создания светоизлучающих устройств и люминофоров. Синтезированы хиральные наноструктуры с хиральным лигандом ацетил-*L*- или -*D*-цистеином, с выраженными экситонными полосами кругового дихроизма с рекордным значением $9 \cdot 10^{-3}$ фактора диссимметрии, достигнутым для толщины 0.6 нм.

Обнаружен новый эффект спонтанного сворачивания атомно-тонких наноструктур халькогенидов кадмия. Предложена модель спонтанного сворачивания за счет деформации сжатия или растяжения на границе полупроводник/лиганд, вызванной рассогласованием доступного места на базальной катион-терминированной плоскости (001) и размера посадочного места карбоксилат- и тиолат-лигандов.

Список литературы

1. Vasiliev R.B. et.al. Spontaneous Folding of CdTe Nanosheets Induced by Ligand Exchange. // Chem. Mater., 2018, 30, pp 1710–1717.
2. Kurtina D.A. et.al. Atomically-thin population of colloidal CdSe nanoplatelets: growth of rolled-up nanosheets and strong circular dichroism induced by ligand exchange. // Chem. Mater, 2019, 31, pp 9652-9663.
3. Vasiliev R.B. et.al., High-energy exciton transitions in quasi-two-dimensional cadmium chalcogenide nanoplatelets. // Phys. Rev. B, 2017 95, pp 165414.

СИСТЕМА ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

С. Л. Верхошенцева^{1*}

¹*Сибирский федеральный университет*
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академика Киренского, д. 26Б
*E-mail: SLeshchenko@sfu-kras.ru

Актуальность исследования обусловлена необходимостью дистанционного зондирования атмосферы на наличие взвешенных веществ. Применение этого метода в геолого-разведочных работах позволит выявлять участки с высоким содержанием взвешенных веществ в атмосфере, что позволит регистрировать локальные выбросы природного газа, а также наблюдать за пространственной динамикой поверхностных утечек в режиме реального времени, проводить топографическую привязку месторождений и др. Кроме того, обнаружение утечек и высоких концентраций метана позволит в кратчайшие сроки реализовать комплекс мер, направленных на предотвращение экологических катастроф.

Метан, как один из парниковых газов, играет важную климатообразующую роль. При накоплении в атмосфере его процентное соотношение в сравнении с прочими парниковыми газами ежегодно увеличивается. Это обусловлено двумя основными причинами: первая – естественные, природные аномалии. Например, болотные экосистемы вносят существенный вклад в эмиссию метана, выделяя от 100 до 230 ТгСН₄/год. Вторая причина – техногенная, связанная с непосредственной деятельностью человека. Например, в Красноярском крае в 2018–2021 годах это обеспечило сочетание природно-климатических факторов, приведших к возникновению чрезвычайной ситуации: введение режима «черного неба», распространение лесных пожаров, приведших к экологической катастрофе на федеральном уровне.

Для обнаружения метана используют различные лазерные системы, учитывающие, что максимумы поглощения метана лежат в областях 1,6 мкм и 3,3 мкм. Предлагаемые методы основаны на дифференциальном лазерном зондировании на близких генерируемых длинах волн, одна из которых почти полностью поглощается на метане. Подобные системы дистанционного зондирования с летательных аппаратов исследуются как теоретически, так и экспериментально. Именно поэтому актуальной задачей является разработка модели для своевременного определения, с высокой точностью, источников эмиссий метана и его концентрации в локальной точке выхода на поверхность. Это позволит осуществлять поиск и локализацию скрытых свалок, источников загрязнения промышленных предприятий, утечек из нефте- и газопроводов. Кроме того, решение задачи прогнозирования эмиссий метана позволит строить обоснованный прогноз по достижению предельно-допустимых концентраций (ПДК). Которые могут быть использованы для предотвращения накоплений газа в помещениях, шахтах, на производстве и в перспективе исключать техногенные катастрофы. Для этого необходимо осуществлять наблюдение за распространением эмиссий и концентрированием в определенном объеме с топографической привязкой к местности.

В рамках данной работы проведена разработка, моделирование и усовершенствование математического аппарата системы дистанционного лидарного зондирования для определения концентраций метана в диапазоне 5–10 ppm, что позволит своевременно обнаруживать скопления метана.

За основу была взята физическая модель атмосферы, разработанная в Институте им. В.Е. Зуева СО РАН [2], предназначенная для решения задач дистанционного зондирования атмосферы. Этот образец был модифицирован с учетом таких коэффициентов, как молекулярное рассеяние и затухание. Теория молекулярного рассеяния света Рэлея была использована для расчета объемного коэффициента обратного молекулярного рассеяния в газах. В соответствии с эффектом Доплера расширение спектра излучения, по сравнению со спектром излучения источника происходит только при молекулярном

рассеянии. Но стоит отметить, что, в условиях земной атмосферы, это расширение сравнительно невелико и им можно пренебречь. [3] Принцип дифференциального поглощения (ДП) используется в рамках разработанных технических решений программно-аппаратного комплекса лидара и его управления. В основе этого принципа лежит явление резонансного поглощения лазерного излучения внутри контура линии поглощения исследуемого газа). Преимущества дифференциального метода заключаются еще и в том, что в этом случае значения аэрозоля и равны для обеих лучей в силу близости их длин волн, а также геометрического фактора приемной аппаратуры и могут быть учтены при численной обработке результатов измерений. [4] Наиболее удобным для реализации лидара дифференциального поглощения DIAL является гелий-неоновый лазер, который может генерировать излучение на близких длинах волн: 3,3922 мкм является измерительным сигналом (ON), а эталонным называется луч с длиной волны 3,3912 мкм. (OFF) [3].

Анализ полученных данных показал, что для обеспечения требуемой избирательной способности лидара с заданными техническими характеристиками и определенным функциональным составом, устанавливаемого на беспилотный летательный аппарат с максимальной высотой лета, необходимо учитывать высоты до 150 м, в ясную погоду, но при этом необходимо обеспечить уровень шума, за счет обработки сигнала, относительно амплитуды не более 15 процентов. При ухудшении погодных условий допускается падение качества сигнала, но оно может быть компенсировано снижением максимальной высоты полета до 100 м.

Список литературы

1. Свидетельство RU 2019621821. Концентрации диоксида углерода и метана в приземном слое атмосферы на станциях ГГО: база данных / Н.Н. Парамонова, В.И. Привалов, В.М. Ивахов, К.В. Казакова (RU); Правообладатель ФГБУ «ГГО»; опубли. 21.20.2019.
2. В.Е. Зуев, Г.М. Креков, Оптические модели атмосферы, Л.: Гидрометеиздат, (1986), 256 с.
3. О.В. Непомнящий, А.И. Постников, Д.В. Попов, Математическое моделирование лазерно-локационного метода определения предельно малых концентраций углеводородов в поверхностном слое // Научное приборостроение», СПб, т. 1, с. 28 (2018), 11-17 с.
4. Технологии дистанционного лидарного зондирования поверхности для обнаружения малых концентраций углеводородов в Сибири и на Крайнем Севере / С.Л. Лещенко // Серия конференций ИОР: Материаловедение и инженерия, Том 966, 15-я Международная конференция по промышленному производству и металлургии 18-19 июня 2020 г., Нижний Тагил, Россия.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ В СУСПЕНЗИЯХ

А. М. Вервальд*, А. Д. Салехов, Т. А. Доленко

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

*E-mail: alexey.vervald@physics.msu.ru

Углеродные наночастицы (УНЧ) – углеродные точки (УТ) и наноалмазы (НА) – обладают характерной широкополосной поверхностной фотолюминесценцией (ФЛ), ассоциированной с их поверхностными группами. Такая ФЛ существенно зависит от состава поверхностных групп УНЧ и свойств их окружения – полярности растворителя, величины pH, возможной адсорбции ионов и макромолекул. Однако, точные механизмы поверхностной ФЛ УНЧ и влияния на неё окружения на данный момент неизвестны. Данная работа посвящена исследованию влияния температуры на поверхностную ФЛ карбоксилированных УНЧ с разным содержанием графитообразного/аморфного sp^2 -гибридизованного углерода на их поверхности в водных суспензиях. Обнаружено сходство температурных зависимостей ФЛ НА и УТ, предложено объяснение наблюдаемым изменениям ФЛ.

Углеродные наночастицы благодаря стабильной ФЛ, высокой биосовместимости, простоте синтеза и возможности целенаправленной модификации имеют перспективы использования в биомедицинских приложениях в качестве носителей лекарств, адсорбентов, маркеров, наносенсоров. И для НА, и для УТ было показано, что их поверхностная ФЛ зависит от состава поверхностных групп, полярности и pH окружения, что обеспечивает возможность использовать УНЧ в качестве сенсоров изменений этих параметров. Для разнообразных УТ в порошках и жидкостях была показана также зависимость их ФЛ от температуры [1]: в большинстве случаев увеличение температуры приводило к тушению их ФЛ, различному для разных УТ. Однако в некоторых случаях наблюдался и её рост. Влияние температуры на поверхностную ФЛ НА было исследовано лишь для порошков НА [2], для которых было показано аналогичное УТ температурное тушение ФЛ. Настоящая работа была проведена с целью понять, одинаково ли влияние температуры на поверхностную фотолюминесценцию НА и УТ, и какую роль в этом влиянии играет изменение свойств растворителя.

В качестве объектов исследования были выбраны три вида УНЧ: детонационные наноалмазы ДНА, хорошо очищенные от неалмазного углерода (Adamas Nanotechnologies, США), ДНА-УТ с алмазным ядром и большим количеством неалмазного углерода на поверхности («декорированные углеродными точками») (Adamas Nanotechnologies, США), и углеродные точки гидротермального синтеза УТ (Северо-Восточный Федеральный Университет имени М.К. Аммосова, Якутск, Россия). Поверхность всех образцов была карбоксилирована: COOH группы обеспечивают высокую коллоидную стабильность и биосовместимость УНЧ. Информация о структуре углерода и поверхностных группах УНЧ была подтверждена с помощью конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) и спектроскопии ИК поглощения, соответственно.

Были приготовлены суспензии наночастиц ДНА, ДНА-УТ и УТ в воде с концентрациями 0.5, 0.1 и 0.02 г/л, соответственно. С помощью дзета-сайзера Malvern ZetaSizer Nano ZS было определено, что средние гидродинамические размеры ДНА, ДНА-УТ и УТ составляют 22.3, 9.5 и 10.0 нм, соответственно. Для ДНА и ДНА-УТ средние значения ζ -потенциалов составляли -40.6 и -51.0 мВ, соответственно. Спектры ФЛ указанных суспензий были получены при возбуждении диодным лазером (длина волны 405 нм, мощность 150 мВт) в 90-градусной схеме регистрации при помощи монохроматора Acton 2500i (фокусное расстояние 500 мм, решётка 900 штр/мм) и ФЭУ Hamamatsu H8259-01 при температурах от 3 до 90 °С.

В качестве примера на рис. 1а приведены спектры исследованных водных суспензий УНЧ при температуре 20 °С. На рис. 1б приведены полученные зависимости инте-

гальной интенсивности фотолюминесценции УНЧ от температуры – параметра F_0 , равного отношению площади ФЛ УНЧ $S_{ФЛ}$ к площади валентной полосы КР растворителя $S_{КР}$, приведённое к значению F_0 при 20 °С (не приведённые значения F_0 см. в табл. 1).

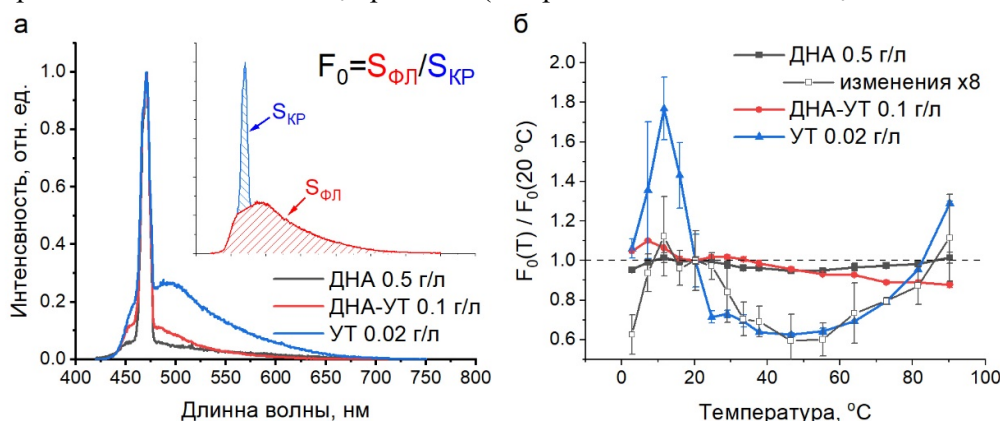


Рис. 1. а) Спектры ФЛ водных суспензий УНЧ при температуре 20 °С, во врезке – иллюстрация расчёта параметра F_0 . б) Зависимость нормированного на температуру 20 °С параметра F_0 УНЧ от температуры.

Таблица 1

	Значение параметра F_0 /конц. исследованных суспензий УНЧ при температуре 20 °С		
	F_0 /конц., л/г		
	В воде	В этаноле 95%	В ацетоне
ДНА	2.2±0.1	4.1±0.1	13.2±0.4
ДНА-УТ	55.4±0.6	37.6±0.1	97±7
УТ	136±12	99±20	495±56

Как видно из рис. 1 и табл. 1, в ряде ДНА, ДНА-УТ и УТ наблюдается определённая зависимость ФЛ свойств: чем большая доля неалмазного углерода в образце карбоксилированного УНЧ, тем интенсивнее его фотолюминесценция и тем больше её изменения при изменении температуры. При этом, как можно увидеть из рис. 1б, для ДНА и УТ зависимость интенсивности ФЛ от температуры ведёт себя подобным образом, отличаясь лишь величиной изменений – для УТ они в 8 раз больше, чем для ДНА. Тушение ФЛ с увеличением температуры в диапазоне 10–50 °С можно объяснить наблюдаемой ранее температурной активацией нерадиационных каналов распада возбуждения [1,2]. Увеличение интенсивности ФЛ с ростом температуры в диапазоне 60–90 °С может быть объяснено ослаблением тушащего влияния полярного протонного растворителя (воды) – за счёт температурного ослабления водородных связей или повышенного образования кавитационных пузырей вокруг наночастиц под действием лазера и высокой температуры. Отличие зависимости ФЛ на рис. 1б ДНА-УТ от таковых для ДНА и УТ объясняется выгоранием первых – после возвращения температуры к комнатным значениям F_0 ДНА-УТ оказался на 40% ниже исходного значения, в то время как значения F_0 ДНА и УТ вернулись к начальным значениям.

Для подтверждения тушащего влияния воды на ФЛ УНЧ были получены спектры ФЛ всех исследованных образцов в двух других растворителях – в полярном и протонном этаноле и в полярном, но не протонном, ацетоне. В результате анализа спектров установлено, что протонные полярные растворители тушат ФЛ УНЧ намного больше, чем апротонные (табл. 1).

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 22-12-00138, <https://rscf.ru/project/22-12-00138/>.

Список литературы

1. H. Ehtesabi, Z. Hallaji, S. Najafi Nobar, Z. Bagheri. Carbon dots with pH-responsive fluorescence: a review on synthesis and cell biological applications // *Microchim. Acta*, vol. 187, 150, 2020.
2. L.-X. Su, Q. Lou, J.-H. Zang, et al. Temperature-dependent fluorescence in nanodiamonds // *Appl. Phys. Express*, vol. 10, pp. 025102, 2017.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ НА БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦАХ AgAu, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

А.В. Волокитина^{1*}, В. А. Светличный¹, И. Н. Лапин¹

¹Национально Исследовательский Томский Государственный Университет
634050, Российская Федерация, Томск, пл. Ново-Соборная, д. 1

*E-mail: nvv0404@gmail.com

Проведено исследование плазмонных биметаллических наночастиц, полученных методом импульсной лазерной абляции в этиловом спирте, для получения гигантского комбинационного рассеяния на примере модельного красителя родамина 6Ж двумя методами. Один из которых заключается в нанесении коллоидного раствора и последующим высушиванием, а второй использует смесь коллоидного раствора и аналита с последующим нанесением. Съёмка спектра комбинационного рассеяния происходила в одинаковых условиях с использованием длины волны возбуждения 532 нм. В результате интенсивность родамина 6Ж равной концентрации оказалась выше в коллоиде, но чувствительность при понижении концентрации лучше на наночастицах на поверхности.

Методы гигантского комбинационного рассеяния (ГКР, SERS – Surface Enhancement Raman Spectroscopy) позволяют исследовать строение вещества даже для небольших количеств вещества. Данный метод актуален во многих сферах человеческой жизни, его активно используют в анализе лекарственных препаратов [1], пищевых продуктов и окружающей среды [2], а также в криминалистике [3]. Создание ГКР напрямую связано с получением наноструктур, усиливающих сигнал комбинационного рассеяния. Для данных целей одним из наиболее перспективных способов является получение плазмонных наночастиц (НЧ) методом импульсной лазерной абляции (ИЛА). Используя плазмонные наноструктуры полученные с помощью ИЛА [4], можно получать ГКР нанесением НЧ на поверхность, или же получить усиление в коллоидном растворе.

В данной работе SERS на биметаллических наночастицах сплава золота с серебром с массовым соотношением 1:1 и 8:1, полученных методом импульсной лазерной абляции, сравнивалось с НЧ золота и серебра полученных тем же методом. Для получения наночастиц, металлические мишени необходимого состава помещали в этиловый спирт и сфокусированным лазерным излучением Nd:YAG лазера (1064 нм, 7 нс, 150 мДж) воздействовали при постоянном сканировании. Характеристики НЧ в коллоидных растворах исследовались с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и УФ-видимой спектроскопии. Поверхностный плазмонный резонанс (ППР), коллоидных растворов наночастиц концентрации порядка 50 мг/л, соответствует составу НЧ (табл. 1). По результатам ПЭМ методом ИЛА были получены сферические НЧ, размер которых из сплава с меньшим содержанием золота и серебряные НЧ имеют широкое распределение по размерам по сравнению с наночастицами золота и сплава с соотношения золота с серебром 8:1.

Таблица 1

Характеристики НЧ				
	Au	Au:Ag (8:1)	Au:Ag (1:1)	Ag
ППР	527 нм	500 нм	440 нм	400 нм
Диаметр	3-8 нм	5-10 нм	7-15 нм	7-22 нм

Для исследования усиления сигнала КР из коллоидного раствора наносилось по 25 мкл на поверхность специально подготовленных предметных стекол и подложек с FTO покрытием, таким образом получая твердые SERS. После высыхания слоя на поверхность наносилось 25 мкл родамина 6Ж (Р6Ж) концентрации 10^{-6} М. Вместе с этим 500 мкл коллоидного раствора смешивались с 500 мкл Р6Ж концентраций 10^{-5} – 10^{-7} М и наносились на подложки по 25 мкл в два слоя для получения той же концентрации НЧ на поверхности. Съёмка спектра комбинационного рассеяния производилась с помощью рамановского микроскопа Renishaw InVia Basis с использованием длинны волны

возбуждения 532 нм. Спектр получали с 10 точек с одной поверхности, после обрабатывали сглаживанием и вычетом базовой линии. Все полученные спектры имеют одинаковое количество основных линий принадлежащих колебаниям атомов в молекуле родамина 6Ж (Рис. 1а). Интенсивность усреднялась и для анализа усиления была выбрана линия 1360 см^{-1} , соответствующая колебаниям С–Н.

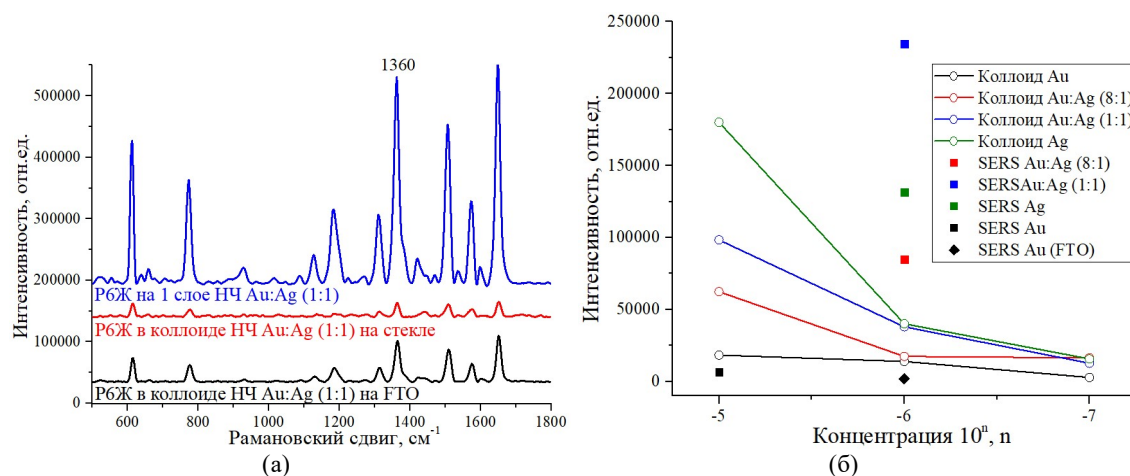


Рис. 1. Спектр Р6Ж на НЧ Au:Ag (1:1) (а); Значение интенсивности линии 1360 см^{-1} Р6Ж от концентрации на стекле в коллоиде и на одном слое НЧ (б)

При создании твердых SERS подложек, усиление сигнала КР в основном не зависит от материала основы. Увеличение чувствительности характерно только для НЧ золота, спектр которых на одном слое на стекле с концентрацией 10^{-6}М получить не удалось. Нанося на подложки коллоидный раствор в смеси с аналитом, различий в интенсивностях на FTO покрытие дает усиление спектра раза в 3-5 лучше, чем на стекле (FTO).

Сравнивая нанесение из коллоида и нанесение на подготовленное SERS покрытие можно сказать что для НЧ сплава и серебра усиление в коллоиде в 10^2-10^3 раз меньше (Рис. 1б). Используя золотые наночастицы как структуру для усиления, наблюдаем другой эффект. Для золотых НЧ нанесенных на подложки спектр родамина 6Ж получить не удалось, в отличие от смешивания с коллоидным раствором, в смеси с коллоидным раствором НЧ золота удалось получить и меньшую концентрацию. Наночастицы золота имеют более мелкое распределение по размерам, и смешивая аналит с коллоидом, мы добиваемся более равномерное распределение НЧ между молекулами исследуемого вещества в отличии от нанесения на высушенные наночастицы на поверхности.

Список литературы

1. M. Santoro, E. Fazio, S. Trusso, et.al. SERS sensing of perampanel with nanostructured arrays of gold particles produced by pulsed laser ablation in water // *Medical Devices & Sensors.*, vol. 1, pp. 1–7, 2018.
2. P.A. Mosier-Boss, K.C. Sorensen, R.D. George, et.al. SERS substrates fabricated using ceramic filters for the detection of bacteria: Eliminating the citrate interference // *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy.*, vol. 180, pp.161–167, 2017.
3. M. H. Gloria, C. P. Amira, P. H. Samuel Surface Enhanced Raman Scattering (SERS) Studies of Gold and Silver Nanoparticles Prepared by Laser Ablation // *Nanomaterials.*, vol. 3, pp 158–172, 2013.
4. Светличный В.А., Е.Н., Лапин И.Н. Оптимизация процесса получения наночастиц методом лазерной абляции объемных мишеней в жидкости // *Известия ВУЗов. Физика.* – 2014. – Т. 57, – № 12. С. 150–152

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ МЯГКИЕ МОДЫ С УЧЕТОМ ЗАТУХАНИЯ – ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

А. Н. Втюрин^{1,2}

¹Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН
660036, Красноярск, Академгородок 50/38

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

В докладе обсуждаются физические механизмы, влияющие на форму контура низкочастотных линий спектра комбинационного рассеяния света и выражения, используемые для их аппроксимации.

Конденсация мягких фононных мод, соответствующих флуктуациям параметра порядка фазового перехода – яркий физический эффект, во многих случаях определяющий механизм возникновения неустойчивости кристаллической решетки. Исследование зависимости частоты мягкой моды от внешних параметров (температуры, давления, электрических или магнитных полей) позволяет установить многие характеристики исследуемых кристаллов, важные как для решения вопросов фундаментальной физики твердого тела, так и для практических приложений. Для проведения таких исследований широко применяется методика спектроскопии комбинационного рассеяния света.

Для повышения точности определения частот линий спектра комбинационного рассеяния в настоящее время, как правило, используется компьютерная обработка спектра; при этом для описания формы спектральных линий используются дисперсионный или гауссов контуры, либо их комбинация. Известно, что форма линии комбинационного рассеяния в идеальном кристалле в случае малого затухания описывается именно дисперсионным контуром, поэтому в стандартных программах обработки спектров используется именно она. В то же время при исследовании низкочастотных колебаний, когда частота линии становится сравнимой с ее шириной и приближается к крылу упругого рассеяния, контур линии становится очевидно асимметричным, что делает определение частоты линии комбинационного рассеяния проблематичным. Для решения этой проблемы ранее были предложены различные приближенные подходы (см., например, [1]), однако форма контура спектральной линии по-прежнему предполагалась дисперсионной. В то же время в работе [2] было показано, что при понижении частоты мягкой моды вблизи фазового перехода контур соответствующей линии становится асимметричным и существенно отличается от дисперсионного. Дополнительные искажения в спектральный контур могут вносить взаимодействия мягкой моды с квазиупругим рассеянием на дефектах структуры и некритическими низкочастотными колебаниями решетки.

В докладе приводятся примеры обработки спектров низкочастотного комбинационного рассеяния с учетом этих факторов.

В качестве примеров используются спектры низкочастотных спектров комбинационного рассеяния ряда кристаллов ферроборатов и керамик оксидов со структурами перовскита и эльпасолита смешанных составов.

Список литературы

1. Н. Taniguchi, М. Itoh, D. Fu. Raman scattering study of the soft mode in $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ // J. Raman Spectroscopy, vol. 42, pp. 706–714, 2010.

2. В. Л. Гинзбург, А. П. Леванюк, А. А. Собянин. Рассеяние света вблизи точек фазовых переходов в твердом теле // УФН, т. 130, с. 615–673, 1980.

МАГНИТООПТИКА ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ НА БАЗЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ МИКРОСКОПИИ

Ю.Е. Высоких^{1*}, Т.В. Михайлова², С.Ю. Краснобородько¹, М.Ф. Булатов¹, Д. В. Чуриков¹

¹Научно технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, ул Бутлерова, 14

²Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь

*E-mail: visokihy@gmail.com

Создание перспективных запоминающих устройств на магнитных носителях, а также широкое применение магнитооптических материалов в современной фотонике, электронике обуславливает высокую значимость создания и исследования перспективных магнитных структур. Для контроля параметров тонкопленочных материалов с высоким пространственным разрешением уже недостаточно классических методов исследования таких как магнитооптическая микроскопия. Существующие методы атомно-силовой микроскопии позволяют локализовать исследуемую область, однако обладают рядом недостатков, связанных с использованием намагниченного кантилевера. Однако комбинация магнитооптической и атомно-силовой микроскопии позволяет избавиться от недостатков и обеспечить одновременную визуализацию доменной структуры образца и его топографии с высоким пространственным разрешением. Авторами показана схема возможной комбинации методов, обеспечивающая переход от классической магнитооптики к субдифракционной поляризационной микроскопии.

Существует множество способов визуализации и измерения доменной структуры. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и недостатки. Одним из наиболее популярных и востребованных методов изучения магнитной доменной структуры стала атомно-силовая микроскопия (далее АСМ, в том числе благодаря сравнительно высокой разрешающей способности метода, простоте пробоподготовки и возможности работы во внешнем магнитном поле [1]). Однако электростатика, наличие внешнего магнитного поля, адгезионный слой, вибрация вносят искажения в АСМ изображения. Для предотвращения влияния магнитного покрытия и внешних условий авторы предлагают способы повышения разрешающей способности изучения магнитной доменной структуры образцов на базе атомно-силовой микроскопии.

Авторами апробирован способ комбинации этих методов путем фокусировки лазерного излучения на предварительно сформированное в кантилевере отверстие. При этом кантилевер располагается в непосредственной близости от образца (за счет обратной связи атомно-силового микроскопа) в так называемой «ближней зоне». Поляризованное лазерное излучение, прошедшее через апертуру кантилевера и образец, регистрируется через анализатор для определения вращения плоскости поляризации, которое обуславливается расположением и направлением намагниченности доменов (Рис. 1).

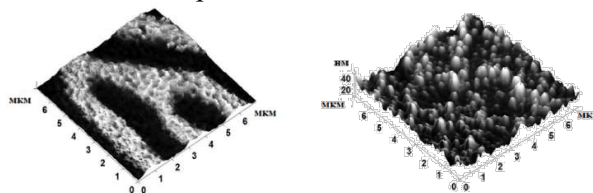


Рис. 1. Топография (слева) и доменная структура пленки (справа) феррит-граната, полученные магнитооптическим методом высокого разрешения.

Комбинация АСМ и магнитооптики позволяет избежать негативных эффектов при измерении магнитной доменной структуры, которые проявлялись при использовании магнитного кантилевера, сохраняя при этом высокую разрешающую способность метода и возможность одновременного измерения топографии и доменной структуры образца.

Список литературы

1. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. 2004.

ОПТИЧЕСКАЯ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ПЛЕНОК АМОРФНОГО КРЕМНИЯ, ОБЛУЧЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

С. В. Заботнов*, Д. В. Шулейко, М. Н. Мартышов, Д. Е. Преснов, П. К. Кашкаров

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

*E-mail: zabotnov@physics.msu.ru

Облучение фемтосекундными лазерными импульсами пленок аморфного гидрогенизированного кремния приводит к их нанокристаллизации и формированию поверхностных периодических структур. Полученные образцы проявляют явно выраженную искусственную анизотропию оптических и электрофизических свойств, результаты исследования представляются полезными для дальнейшей разработки и проектирования поляризационно-чувствительных солнечных элементов на основе аморфного кремния.

Лазерно-индуцированная модификация пленок аморфного кремния (a-Si) в течение последнего десятилетия привлекает внимание ученых как перспективный метод повышения эффективности солнечных элементов на основе данного материала за счет частичного перехода аморфной фазы в нанокристаллическое состояние, что в достаточной степени замедляет деградацию фотоэлектрических свойств под действием солнечного света [1]. Для модификации пленок a-Si можно использовать лазерные импульсы различной длительности. Однако только облучение ультракороткими лазерными импульсами позволяет добиться однородного и прецизионного структурирования пленок a-Si:H благодаря проявлениям нетермического механизма плавления при лазерной обработке [2].

Дополнительным преимуществом фемтосекундного лазерного облучения пленок a-Si, является формирование анизотропных лазерно-индуцированных поверхностных периодических структур (ППС), которые обеспечивают сильную оптическую [3] и электрофизическую [4] анизотропию в плоскости образца.

Целью настоящей работы являются анализ условий формирования ППС при фемтосекундном фотовозбуждении соответствующих поверхностных плазмон-поляритонных мод в пленках a-Si и влияния структуры модифицированных пленок на их оптическую и электрофизическую анизотропию.

Исходные пленки гидрогенизированного a-Si толщиной 600 нм были изготовлены методом плазмохимического осаждения кремния из газовой фазы на стеклянные подложки. Затем пленки были облучены фемтосекундными лазерными импульсами (1250 нм, 125 фс, 0.5 Дж/см², 30–750 импульсов), генерируемыми лазерной системой «Авеста».

Методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) обнаружены различные одномерные периодические структуры на поверхности облученных пленок a-Si. При облучении образца 30 импульсами наблюдалось формирование поверхностных решеток с периодом 0.88 ± 0.03 мкм и гребнями, ориентированными ортогонально вектору поляризации модифицирующего лазерного излучения (рис. 1а). На поверхности, модифицированной 750 лазерными импульсами, наблюдается формирование ППС с ориентацией гребней вдоль поляризации лазерного пучка и периодом 1.12 ± 0.02 мкм (рис. 1б).

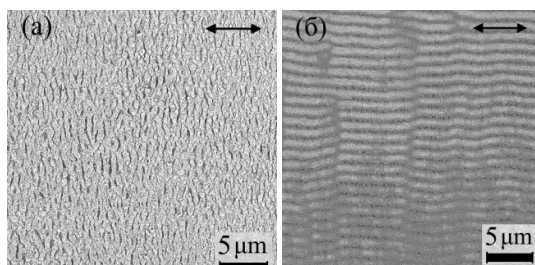


Рис. 1. РЭМ-изображения поверхности облученных (а) 30 и (б) 750 импульсами пленок a-Si. Стрелки указывают направление поляризации лазерного пучка.

Образование таких ППС объясняется в рамках модели Сайпа-Друде путем анализа коэффициента эффективности, указывающего на вероятность образования решеток с определенными периодами и ориентациями под действием падающего лазерного излучения в присутствии фотовозбужденных плазмон-поляритонов в поверхностном слое пленки [5].

Анализ спектров комбинационного рассеяния света (КРС) облученных образцов выявил наличие нанокристаллической фазы кремния с объемной долей от 17 до 28% в зависимости от времени экспозиции. Дополнительно была обнаружена зависимость спектров сигнала КРС от поляризации возбуждающего излучения и наличие полиморфных фаз кремния Si-III и Si-XII после облучения 500 и более лазерными импульсами пленок a-Si.

Проявление оптической анизотропии в изучаемых образцах может быть объяснено как ориентацией возникающих полиморфных нанокристаллов, так и наличием ППС с использованием обобщенной модели Бруггемана [6].

Наличие нанокристаллов в облученных пленках также обеспечивает рост темновой проводимости до 4 порядков (до $12 \cdot 10^{-6} \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$ при комнатной температуре) по сравнению с необлученными образцами в интервале температур 270–430 К.

Дополнительно обнаружена электрофизическая анизотропия облученных пленок, которая может быть вызвана как существованием ППС, так и следами линий развертки лазерного луча. Значения темновой проводимости для двух ортогональных направлений в плоскости поверхности могут различаться до 4 раз из-за анизотропии формы ППС и неоднородного распределения нанокристаллической фазы кремния в пределах линий развертки. Анизотропия фотопроводимости до 1.6 раза достигается и объясняется разным временем жизни и подвижностью носителей заряда вдоль и поперек направления ППС, что подтверждается как измеренными спектрами фотопроводимости, так и спектрами коэффициента поглощения.

Полученные результаты представляются полезными для дальнейшей разработки и проектирования поляризационно-чувствительных солнечных элементов на основе a-Si с искусственной анизотропией.

Исследование выполнено за счет средств гранта РФФИ № 22-19-00035, <https://rscf.ru/project/22-19-00035/>. Изображения образцов методом РЭМ получены на оборудовании учебно-методического центра литографии и микроскопии МГУ.

Список литературы

1. L. Hong, X.C. Wang, H.Y. Zheng, et.al. Femtosecond laser induced nanocone structure and simultaneous crystallization of 1.6 μm amorphous silicon thin film for photovoltaic application // *J. Phys. D Appl. Phys.*, vol. 46, art. 195109, 2013.
2. X.-P. Zhan, M.-Y. Hou, F.-S. Ma, et.al. Room temperature crystallization of amorphous silicon film by ultrashort femtosecond laser pulses // *Opt. Laser. Technol.*, vol. 112, pp. 363–367, 2019.
3. R. Drevinskas, M. Beresna, M. Gecevičius, et.al. Giant birefringence and dichroism induced by ultrafast laser pulses in hydrogenated amorphous silicon // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, art. 171106, 2015.
4. D. Shuleiko, M. Martyshov, D. Amasev, et.al. Fabricating femtosecond laser-induced periodic surface structures with electrophysical anisotropy on amorphous silicon // *Nanomaterials*, vol. 11, art. 42, 2021.
5. J. Bonse, A. Rosenfeld, J. Krüger. On the role of surface plasmon polaritons in the formation of laser-induced periodic surface structures upon irradiation of silicon by femtosecond-laser pulses // *J. Appl. Phys.*, vol. 106, art. 104910, 2009.
6. В.И. Пономаренко, И.М. Лагунов. Обобщенная формула для эффективной диэлектрической проницаемости среды с эллипсоидальными включениями // *Радиотехника и электроника*, т. 66, № 4, с. 345–350, 2021.

КРИСТАЛЛЫ $K_7MYb_2(B_5O_{10})_3$ ($M = Ca, Sr, Ba$): ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ И ГВГ

А. Я. Жамус^{1*}, А. Б. Кузнецов², А. Е. Кох², В. А. Светличный¹

¹Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
*E-mail: ammarjamous2@gmail.com

²Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, д. 3

В данной работе были изучены оптические свойства боратных кристаллов ряда $K_7MYb_2(B_5O_{10})_3$ ($M = Ca, Sr, Ba$). Исследованы кристаллическая структура, поглощение и люминесценция данных кристаллов. Порошковым методом Куртца-Перри определена эффективность генерации второй гармоники (ГВГ) излучения наносекундного Nd:YAG-лазера. Обсуждено влияние состава и линейных оптических свойств на эффективность ГВГ.

На сегодняшний день одной из актуальных задач кристаллооптики является разработка новых материалов для различных применений в нелинейной оптике и лазерной технологии. В том числе представляют интерес многофункциональные материалы, например, так называемые кристаллы с самоудвоением частоты, которые одновременно выполняют функции источника когерентного излучения – лазерно-активной среды и нелинейно-оптического преобразователя частоты [1]. Существует ряд требований к таким материалам – высокая химическая стабильность, широкая область прозрачности, высокий порог лазерного разрушения и др. Кристаллы на основе боратов всегда были перспективными материалами в области нелинейной оптики, и, кроме вышесказанных условий, бораты обладают широким разнообразием химического состава и кристаллической структуры, что дает широкую возможность поискать и создать новые нелинейно-оптические кристаллы на их основе.

Объектом исследования данной работы являются трехкатионные кристаллы ряда $K_7MYb_2(B_5O_{10})_3$ ($M = Ca, Sr, Ba$), выращены в институте геологии и минералогии СО РАН, г. Новосибирск. Рентгенофазовый анализ показал, что данные кристаллы относятся к нелинейным одноосным кристаллам с пространственной группой симметрии $R32$. Активным флуоресцирующим компонентом в данных материалах является ион Yb^{3+} .

Исследования спектрально-люминесцентных свойств кристаллов (рис. 1) показали, что они прозрачны в области 250-900 нм. Край полосы поглощения соответствует ширине запрещенной зоны $E_g \sim 5,3-5,5$ эВ. В ближнем ИК диапазоне наблюдается край полосы поглощения иттербия Yb^{3+} , переходы между колебательными подуровнями состояний $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$ (рис. 1а).

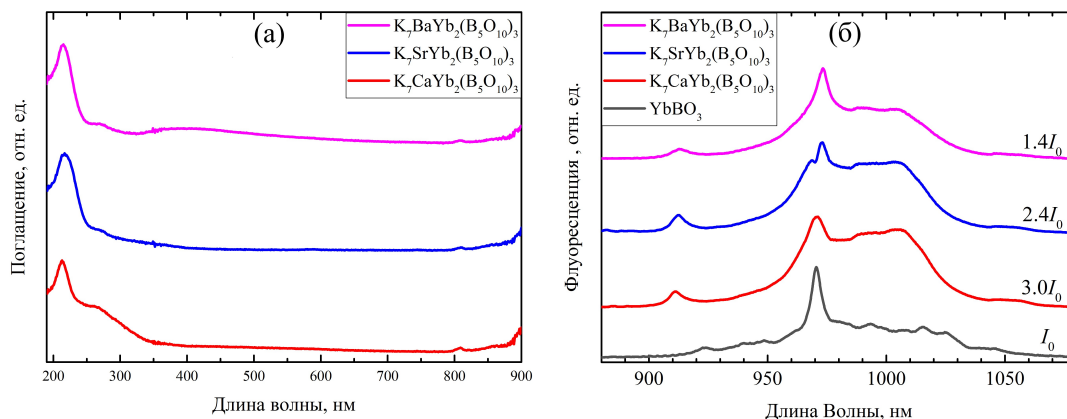


Рис. 1. Спектры поглощения (а) и флуоресценции (б) исследуемых кристаллов

Кристаллы имеют характерную для Yb^{3+} люминесценцию в области 900–1050 нм с максимумом ~ 970 нм. С уменьшением размера катиона М от Ва до Са наблюдается незначительный коротковолновый сдвиг максимума полосы люминесценции и увеличение интенсивности люминесценции \sim в два раза (рис. 1б).

Исследование эффективности ГВГ проводилось для излучения Nd:YAG лазера, излучающего в близкой спектральной области ($\lambda = 1064$ нм, $\tau = 7$ нс), методом порошкового теста Куртца – Перри [2]. На (рис. 2) приведены результаты исследования ГВГ. Наблюдается характерная квадратичная зависимость интенсивности ГВГ от плотности мощности накачки для минимальной фракции 20–40 мкм, кристаллы преобразуют вторую гармонику с эффективностью 70–85% по отношению к KDP. Увеличение размера фракции приводит к росту интенсивности ГВГ, что говорит о наличии условий фазового синхронизма и о монокристалличности исследуемых частиц порошков. Однако, этот рост менее выражен, особенно с увеличением размера фракции и больших уровней накачки. Аналогичные результаты наблюдались нами и в других боратных кристаллах, допированных Yb^{3+} [3]. Одной из возможных причин снижения эффективности ГВГ является поглощение кристаллов, в том числе нелинейное, при наличии вблизи края полосы поглощения Yb полосы накачки.

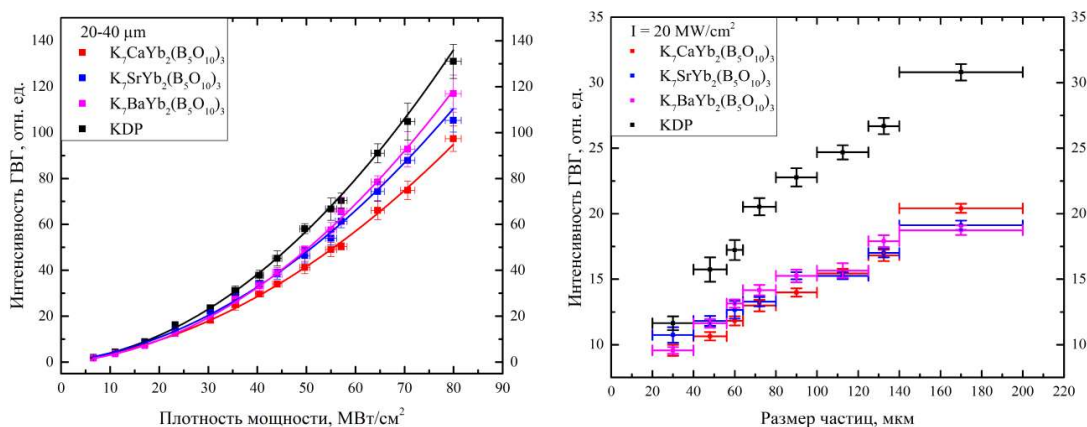


Рис. 2. Интенсивность ГВГ в зависимости от плотности мощности накачки для фракций 20–40 мкм (слева) и размера частиц (справа).

Таким образом, в результате проведенных исследований было установлено, что данные кристаллы обладают интенсивной люминесценцией, высоким коэффициентом нелинейного преобразования и необходимым окном прозрачности, что делает их перспективным для использования в качестве среды с самоудвоением частоты генерации Yb^{3+} из ИК в зеленую область видимого диапазона спектра. Дальнейшие исследования будут направлены на исследование нелинейных свойств данных кристаллов при воздействии фемтосекундных импульсов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (№ 22-73-00007).

Список литературы

1. D. Lu, Q. Fang, X. Yu, et.al. Power scaling of the self-frequency-doubled quasi-two-level Yb:YCOB laser with a 30% slope efficiency // Optics Letters, vol. 44, pp. 5157-5160, 2019.
2. S.K. Kurtz, T.T. Perry. Optical trapping, A Powder Technique for the Evaluation of Nonlinear Optical Materials // J. Appl. Phys., vol. 39 (8), pp. 3798–3813, 1968.
3. A.B. Kuznetsov, D.M. Ezhov, K.A. Kokh, et.al. Nonlinear optical crystals $\text{K}_7\text{CaR}_2(\text{B}_5\text{O}_{10})_3$ (R = Nd, Yb), growth and properties // Journal of Crystal Growth, vol. 519, pp. 54-59, 2019.

ОПТИЧЕСКИЕ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ИТО

Н. А. Золотовский^{1,3*}, С. В. Неделин^{1,3}, В. А. Федотов^{2,3,4},
М. О. Горнаков^{2,3}, И. А. Тамбасов^{2,3}

¹Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Куренского, д. 28

*E-mail: nikitazolotovskiy@mail.ru

²Институт физики им. Л.В. Куренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН
660036 Красноярск, ул. Академгородок, д. 38/50

³ООО «Научно-производственная компания «Спецтехнаука»
660043, Красноярск, ул. Чернышевского, д. 67

⁴Сибирский Государственный Университет им. М. Ф. Решетнева
660037, Российская Федерация, Красноярск, пр-кт Им. Газеты «Красноярский рабочий», д. 31

В работе получены и исследованы оптические и термоэлектрические свойства тонких пленок ИТО (indium tin oxide) толщиной 100 нм полученным методом магнетронного распыления на постоянном токе (DC) составной мишени $\text{In}_2\text{O}_3/\text{SnO}_2$ (90/10%). Полученные образцы дополнительно отжигались в атмосфере азота при температуре 400°C. После отжига сопротивление пленки значительно уменьшалось. Образцы были оптически прозрачными с пропусканием порядка 80% в диапазоне 400-900 нм. Термоэлектрический коэффициент Зеебека в температурном диапазоне 40–210°C, составлял от –10 до –22 мкВ/°С. Отрицательный знак коэффициента указывал на электронный тип проводимости в образце.

Тонкие пленки ИТО представляют собой полупроводник n типа с широкой запрещенной зоной порядка 4 эВ и прозрачностью в оптическом диапазоне $\leq 85\%$. Такие пленки обладают относительно высокой электропроводностью за счет чего они широко распространены в различных приложениях. Тонкие пленки ИТО применяют при изготовления гибких дисплеев [1], солнечных батарей [2], и т. д. Пленки ИТО обладают высоким коэффициентом отражения в ближнем ИК диапазоне, что делает их так же применимыми для производства теплорегулирующих стекол [3]. Тонкие пленки ИТО с высокими термоэлектрическими свойствами применяются при создании альтернативных источников энергии [4]. Одним из ключевых факторов распространенности ИТО, это возможность его нанесения различными способами. ИТО изготавливается различными методами, такими как: магнетронное распыление [5], лазерное распыление [6], золь-гель метод [7] и др.

В данной работе тонкие пленки ИТО были получены методом DC магнетронного распыления составной мишени $\text{In}_2\text{O}_3/\text{SnO}_2$ (90/10%) [8]. В качестве подложки использовалось дисплейное стекло AGC (Asahi Glass Company) с шероховатостью ≤ 1 нм [9]. Термоэлектрические свойства были исследованы на автоматизированной установке СТН 300.600.3Omega [10]. Напыление проводилось при температуре подложки 200 °С. После напыления полученные пленки были дополнительно подвергнуты отжигу в атмосфере азота при температуре в 400 °С в течение одного часа. Сопротивление до отжига составляло порядка 300 Ом, а после стало примерно 15 Ом.

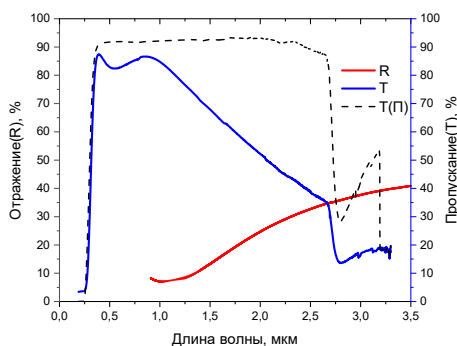


Рис. 1. Спектры пропускания и отражения ИТО

На графике (рис. 1) изображены спектры пропускания T и отражения R тонкой пленки ИТО в диапазоне 0,3–3,5 мкм. У полученных образцов наблюдается высокое оптическое пропускание. Резкие перепады в диапазоне 2,2–3,3 мкм обусловлены характерным для подложки из дисплейного стекла пропусканием $T(\Pi)$.

На графиках (рис. 2(а), 2(б)) представлены температурные зависимости коэффициента Зеебека и удельного сопротивления в диапазоне температур 40–210° С.

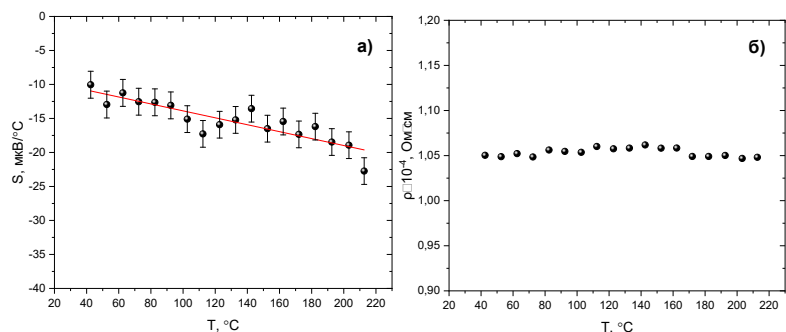


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента Зеебека (а) и удельного сопротивления (б)

Полученные значения коэффициента Зеебека приближены к линейной регрессионной модели. При увеличении температуры модуль термоЭДС возрастает. Отрицательный знак полученных результатов объясняется n (электронным) типом проводимости тонкой пленки ИТО. Удельное сопротивление образца во всем температурном диапазоне слабо меняется и составляет $\sim 1,05 \cdot 10^{-4}$ Ом·см.

Тонкие пленки ИТО с полученными свойствами могут применяться при изготовлении термоэлектрических преобразователей. В дальнейшем будет исследовано влияние различных легирующих добавок и изменений параметров синтеза на характеристики ИТО.

Список литературы

1. Flexible Flat Panel Displays / ed. Gregory. P. CrawfordJohn. Wiley & Sons, Ltd. – 2005. – P. 99–133.
2. ITO-free flexible organic solar cells with printed current collecting grids Galagan Y., J.m. Rubingh J.-E., Andriessen R., Fan C.-C., W.m. Blom P., Veenstra S.C., Kroon J.M. (2011) Solar Energy Materials and Solar Cells, 95 (5), pp. 1339-1343.
3. Bianchi, C., Marques, A.C., da Silva, R.C. *et al.* Near infrared photothermoelectric effect in transparent AZO/ITO/Ag/ITO thin films. *Sci Rep* 11, 24313 (2021).
4. Sabin, K. P., Selvakumar, N., Kumar, A., Dey, A., Sridhara, N., Shashikala, H. D., ... Barshilia, H. C. (2017). Design and development of ITO/Ag/ITO spectral beam splitter coating for photovoltaic-thermoelectric hybrid systems. *Solar Energy*, 141, 118–126.
5. Bright, C. Optical Constants of Evaporated and Sputtered Transparent Conductive Oxides / C. Bright // 36th Annual Technical Conference Proceedings of the SVC. - 1993. - P. 63.
6. Growth of films by laser ablation / J. Perriere, R. Defoumeau, A. Laurent, M. Morcrette // Physica. C. - 1999. - Vol. 311, № 3-4. - P.231-238.
7. Патрушева, Т. Н. Растворные пленочные технологии /Т. Н. Патрушева. - Красноярск: Сиб. федер. ун-т, 2010.-278 с.
8. URL: <http://www.girvac.ru/targets/index/>(обращение: 12.04.22).
9. URL: https://npk-stn.ru/product/smooth_glass/(обращение: 12.04.22).
10. URL: https://npk-stn.ru/product/installation_for_measuring_thermoelectric_properties/(обращение: 12.04.22).

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ СЕНСОР НА ПАРЫ АМИАКА И ХЛОРИСТОГО ВОДОРОДА

Ш. Т. Бердыбаева^{1*}, Е. Н. Тельминов¹, Т. А. Солодова¹, Е. Н. Никонова¹

¹Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
*E-mail: sheirn@mail.ru

В работе приводятся характеристики тонкопленочных лазерных сенсоров на пары аммиака и хлористого водорода. Лазерно-активная сенсорная среда представляет собой тонкопленочный планарный волновод из пленки полиметилакрилата, допированного молекулами Нильского красного. Показана возможность создания лазерных сенсоров, с оптической накачкой.

Среди большого разнообразия молекулярных химических сенсоров люминесцентные сенсоры привлекают внимание исследователей простотой создания и низкой себестоимостью, а также высокой чувствительностью и скоростью отклика на присутствие детектируемого вещества (аналита).

Известен метод, основанный на тушении люминесценции органических молекул при взаимодействии с молекулами детектируемых веществ. При встрече молекулы аналита с органической молекулой сенсора, находящейся в электронно-возбужденном, образуется комплекс с переносом электронного заряда в сторону аналита. В результате такого взаимодействия наблюдается уменьшение интенсивности люминесценции молекулы сенсора [1].

В работе [2] показано, что переход от люминесцентного режима в пороговый режим вынужденного излучения позволяет повысить чувствительность устройства в среднем на 2 порядка. Для такого перехода необходимо создать условия волноводного распространения возникающего спонтанного усиленного излучения. В режиме пороговой генерации интенсивность излучения тонкопленочного элемента зависит от изменения химического состава окружающей его среды и при наличии небольшого количества вещества, вызывающего тушение люминесценции, может привести к полному срыву лазерной генерации. Также, такой переход уменьшает в несколько раз время отклика на присутствие аналита. В работе [3] время отклика уменьшилось в 4 раза.

В данной работе в качестве флуорофора-сенсора использован краситель Нильский красный (НК), сольватохромные свойства которого представлены в [4]. Данный краситель способен быстро реагировать на изменения химического состава окружающей среды, что широко используется в химии и биологии в качестве флуоресцентного сенсора [5, 6].

Исследуемые образцы тонкопленочной структуры представлял собой трехслойный планарный волновод на стеклянной подложке, методика изготовления подробно описана в [7].

Исследования генерационных характеристик проводились в герметичной кювете, которая продувалась парами аналита в смеси с инертными газами. Регистрация интенсивности генерации проводилась в течение 0, 10, 20 и 30 с после добавления паров аналита.

Накачка образцов осуществлялась излучением второй гармоники (532 нм) YAG-Nd³⁺ лазера с геометрией возбуждающего излучения, представляющего собой полосу размерами 9 мм x 0.3–0.4 мм. Спектры генерации регистрировались на спектрометре AvaSpec-2048.

Длина волны генерации пленки полиметилметакрилата (ПММА) из раствора толуола, допированной НК, составляет 605 нм, при плотности мощности накачивающего излучения 50 кВт/см² (рис. 1).

Интенсивность генерации снижалась в присутствии паров аммиака на 44% в течение 10 с, а через 20 с генерация срывалась. Наблюдается сдвиг длины волны генерации в длинноволновую область спектра. Так, после воздействия парами NH₃ в течение 10 секунд, длина волны генерации пленки ПММА НК из раствора толуола составила 608 нм (рис. 1).

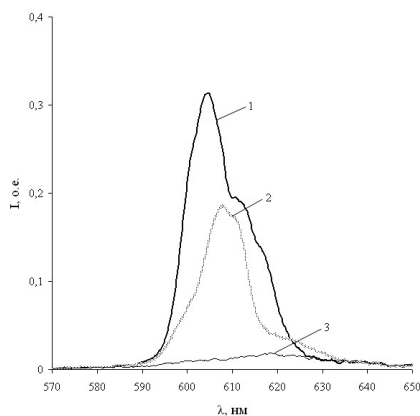


Рис. 1 Спектр генерации пленки ПММА из толуольного раствора, допированной НК, где 1 – до воздействия парами NH_3 аммиака, 2 – после воздействия парами NH_3 в течение 10с, 3 – после воздействия парами NH_3 в течение 20с.

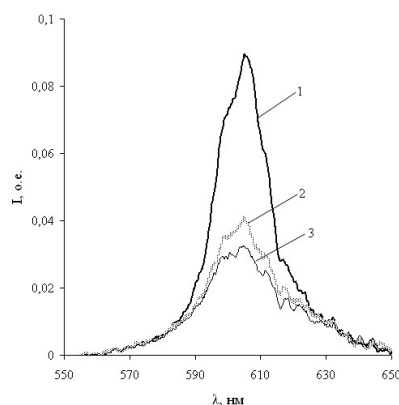


Рис. 2 Спектр генерации пленки ПММА из раствора ТГФ, допированной НК, где 1 – до воздействия парами HCl , 2 – после воздействия парами HCl в течение 10с, 3 – после воздействия парами HCl в течение 30с.

На рис. 2 представлено изменение спектров генерации пленок ПММА из раствора тетрагидрофурана, допированной НК, в присутствии паров хлористого водорода. При плотности мощности 44 кВт/см^2 длина волны генерации до воздействия паров аналита составляет 606 нм. После взаимодействия пленки с HCl в течение 10 с интенсивность генерации упала на 64%, еще через 20 с интенсивность уменьшилась еще на 3%.

Таким образом, показана возможность создания твердотельных фотовозбуждаемых лазерных сенсоров на пары аммиака и хлористого водорода.

Исследование сенсорных характеристик выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90113.

Список литературы

1. Г.В. Зырянов, Д.С. Копчук. Хемосенсоры для обнаружения нитроароматических (взрывчатых) веществ // Успехи химии, No. 9, 783 с., 2014.
2. R.N.Gillanders, G. Turnbull, I. Samuel. Advances in optical sensing of explosive vapours // In Proceedings of the 6th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology (PHOTOPTICS), pp. 323-327, 2018.
3. Sh.T. Berdybaeva, E.N. Telminov, T.A. Solodova, et.al. Spontaneous and stimulated emission of thin-film polymer structures in the presence of nitrotoluene // Quantum Electronics, vol.51(3), pp.206-210, 2021.
6. Л. Г. Самсонова, Н. И. Селиванов, Т. Н. Копылова. Спектральные свойства Нильского красного в растворах и тонких пленках // Оптика и спектроскопия, т. 16(1), сс. 79–84, 2014.
5. J. Chen, F. Zeng, S. Wu, et.al. A facile approach for cupric ion detection in aqueous media using polyethyleneimine/PMMA core-shell fluorescent nanoparticles // Nanotechnology, vol. 20, 365502 p., 2009.
6. M. Sutter, S. Oliveira, N.N. Sanders, et.al. Sensitive Spectroscopic detection of large and denatured protein aggregates in solution by use of the fluorescent dye Nile Red // J. Fluorescence, vol. 17, pp. 181-192, 2007.
7. Е. Н. Тельминов и др. Патент на изобретение RU 2666181 С2, номер заявки: 2016150444, патентообладатели: НИ ТГУ, Тонкопленочный фотовозбуждаемый органический лазер на основе полиметилметакрилата, 2018.

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ОРИЕНТАЦИОННОГО РАВНОВЕСИЯ ПАР КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. С. Петракова^{1*}, А. С. Ципотан², В. В. Слабко²

¹ *Институт вычислительного моделирования СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, 50/44*

² *Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28*

*E-mail: vika-svetlakova@yandex.ru

Работа посвящена численному анализу процесса установления ориентационного равновесия пар частиц в лазерном поле. Рассмотрение ориентации пары в связке с локальной системой координат, жестко закрепленной с ней, позволяет перенести хорошо анализируемые аналитически модели, справедливые при некоторых ограничениях, на общий случай. Показано, что процесс установления ориентационного равновесия может быть описан шестью обыкновенными дифференциальными уравнениями, что позволяет как численно оценить время установления, так и предсказать положение пары через заданный промежуток времени, в том числе в отсутствии внешнего излучения.

В последнее время активно разрабатываются и исследуются элементы и устройства на основе наноструктур с управляемыми свойствами, состоящие из квантовых точек [1, 2]. В связи с этим возникает необходимость создания дешевого метода их производства, при этом позволяющего воспроизводить одну и ту же топологию. Основой для такого метода может служить самоорганизация наночастиц. Так в работах авторов [3] был предложен универсальный метод формирования наноструктур во внешнем квазирезонансном поле из наночастиц за счет их самоорганизации. Первые эксперименты [4] показали принципиальную возможность формирования пар из коллоидных квантовых точек. Для экспериментальной реализации поэтапной самосборки более сложных структур необходимо решить ряд вопросов, в частности оценить время установления ориентационного равновесия пары частиц в поле лазерного излучения.

В рамках данной работы построена оригинальная математическая модель ориентации пары частиц в поле лазерного излучения и проведены оценки времени установления ориентационного равновесия.

Алгоритм поэтапного формирования сложных структур предполагает, что предварительно сформированная пара некоторым образом ориентирована в пространстве. При отсутствии ориентирующего внешнего светового поля ориентация пары в пространстве равновероятна по направлениям вследствие теплового движения. При наличии электрического поля на наведенный диполь действует момент сил, который стремится повернуть его так, чтобы энергия взаимодействия диполя с полем была минимальной. В нашей модели вращательное движение пары описывалось совокупной системой дифференциальных уравнений. Интегрирование полученной системы в общем случае может быть выполнено только численно.

На рис. 1 представлена численная оценка времени установления ориентационного равновесия для различных частот внешнего поля. Так, из рисунка следует, что для резонансных частот 990 и 430 нм наиболее вероятное время установления ориентационного равновесия составляет 0–4 нс (среднее – 2.62 нс для 990 нм, 3.15 нс для 430 нм), а для частот, лежащих между резонансами, наиболее вероятный диапазон времени установления составляет 4–6 нс.

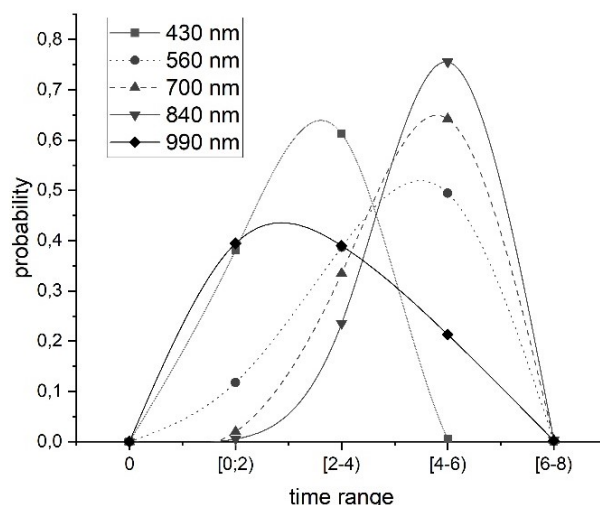


Рис.1. Вероятность попадания времени установления ориентационного равновесия во временной интервал для различных частот внешнего поля

При этом распределение времени релаксации для резонансных частот более равномерно и, по большей части, определяется начальной ориентацией пары.

Полученные результаты позволяют провести оценку времени ориентационного равновесия, что очень важно при реализации метода поэтапной сборки наночастиц в поле лазерного излучения. Особенностью этого метода является возможность формировать структуры из коллоидных квантовых точек разного химического состава, но обладающих оптическими резонансами. Этот подход может быть использован для получения структур чувствительных к локальному окружению (сенсоров) и в перспективе в качестве элементов оптоэлектронных систем.

Список литературы

1. F. Grillot, J. Duan, B. Dong, H. Huang Uncovering recent progress in nanostructured light-emitters for information and communication technologies // *Light: Science and Applications*, vol. 10(1), p. 156, 2021.
2. F. Zheng, Y. Liu, W. Ren, et.al. Application of quantum dots in perovskite solar cells // *Nanotechnology*, vol. 32(48), 482003, 2021.
3. V.V. Slabko, G.G. Khachatryan, A.S. Aleksandrovsky Self-organized aggregation of small metal particles controlled by an external light field // *JETP Letters*, vol. 84(6), pp. 300-304, 2006.
4. A.S. Tsipotan, M.A. Gerasimova, et.al. Laser-induced wavelength-controlled self-assembly of colloidal quasi-resonant quantum dots // *Optics Express*, vol. 24(10), pp. 11145-11150, 2016.

ТЕРМОХИМИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНИСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЧИСТОГО И ДОПИРОВАННОГО ЕВРОПИЕМ СТАННАТА БАРИЯ $BaSnO_3$

Л.Т. Денисова*, Л.А. Иртыго, Г.В. Васильев, Н.В. Слюсаренко

Сибирский федеральный университет
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79
*E-mail: ldenisova@sfu-kras.ru

Золь-гель методом синтезированы $BaSnO_3$, $BaSnO_3: Eu^{3+}$ (1 мол.%) и $BaSnO_3: Eu^{3+}$ (2 мол.%). С использованием рентгеноструктурного анализа определены их кристаллические структуры. Методом дифференциальной сканирующей калориметрии в интервале 320–900 К изучено влияние температуры на теплоемкость полученных соединений. Исследованы люминесцентные свойства допированного станната бария.

В течение длительного времени наблюдается устойчивый интерес исследователей и практиков к перовскитоводобным оксидам. К таким материалам относится и станнат бария $BaSnO_3$. В настоящее время материалы на его основе находят применение в качестве газовых сенсоров, анодного материала для литий-ионных аккумуляторов, фотокатализаторов, люминофоров и др. [1]. Не смотря на такое к нему внимание, многие свойства исследованы недостаточно. В связи с этим была предпринята попытка легирования станната бария ионами европия с целью исследования термохимических и люминесцентных свойств полученных соединений.

Золь-гель методом Печини получены $BaSnO_3$, $BaSnO_3: Eu^{3+}$ (1 мол.%) и $BaSnO_3: Eu^{3+}$ (2 мол.%). В качестве исходных компонентов использовали $Ba(NO_3)_2$, $SnCl_2 \cdot 4H_2O$. В целом методика синтеза подобна изложенной в работе [2]. Допирование европием было проведено Eu_2O_3 на стадии образования золя. После получения порошкообразного продукта (при 623 К), проведен отжиг в интервале 773–1173 К с шагом 100 К в течение 10 ч, с промежуточными перемолами и прессованием. Контроль фазового состава полученных образцов осуществлен рентгенофазовым анализом на дифрактометре D8 ADVANCE фирмы Bruker (CuK_α излучение). Установлено, что все полученные материалы характеризуются пространственной группой $Pm\bar{3}m$. Параметры элементарной ячейки равны $a = 4.1186 \text{ \AA}$, $V = 69.864 \text{ \AA}^3$. Полученные результаты хорошо согласуются с литературными данными для кубической модификации кристаллического станната бария со структурой перовскита. Введение в структуру до 2 мол.% Eu^{3+} приводит к незначительному увеличению $a = 4.1249 \text{ \AA}$ и $V = 70.186 \text{ \AA}^3$, что согласуется с результатами работы [1], авторы которой утверждают, что при увеличении концентрации введенных ионов La^{3+} , Nd^{3+} , Pr^{3+} , Gd^{3+} общая решетка расширяется в результате заряженных точечных дефектов на катионной подрешетке. Элементный анализ станнатов бария выполнен на растровом электронном микроскопе JSM 7000F (JEOL, Япония) с применением рентгеновского энергодисперсионного спектрометра INCA Penta FETx3 (OXFORD Instruments, Англия) (ЦКП СФУ). Результаты элементного анализа, проведенного методом без эталонного рентгеноспектрального микроанализа показаны в таблице 1 (использовано по три разных образца, измерения проведены в пяти различных точках). Зерен с иным содержанием основных компонентов не обнаружено. Содержание атомов Ba, Sn и кислорода очень близки к стехиометрическому составу, причем нет существенной разницы в процентном содержании элементов, полученных из разных точек.

Таблица 1

Элементный состав $BaSnO_3$

Элемент	мас.%	ат.%
O K	20,09	66,15
Sn L	34,93	15,86
Ba L	44,98	17,99
Итого	100	100

Некоторое отличие этих данных от теоретически рассчитанных может быть связано с рельефом поверхности поликристаллических образцов. Микрофотография порошка $\text{BaSnO}_3: \text{Eu}^{3+}$ (1 мол. %), показана на рис. 1.

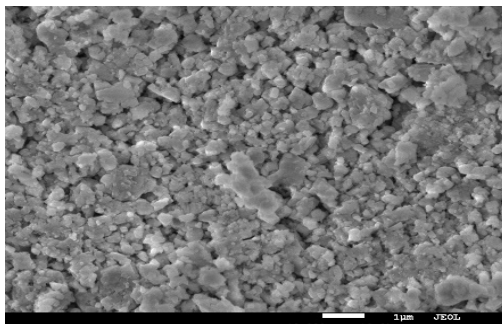


Рис. 1. Микрофотография образца $\text{BaSnO}_3: 1 \text{ мол. \% Eu}^{3+}$ ($n = 2, 3$)

Допирование европием стannата бария приводит к появлению люминесцентных свойств данного соединения. Спектры люминесценции снимали на спектрофлуориметре Fluorolog-3-22 (Horiba Scientific, США). На рис. 2 представлен спектр люминесценции допированного европием стannата бария. В длинноволновой области были обнаружены четыре узкие полосы, характерные для Eu^{3+} (III). Наиболее интенсивной была полоса при 595 нм, характерная для перехода ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_1$, остальные полосы ($\lambda = 612, 695, 720$ нм) проявляли значительно меньшую интенсивность люминесценции. Широкая полоса эмиссии в области 435 нм соответствует переходу $4f^6 5d^1 \rightarrow 4f^7$ и характерна для Eu^{2+} присутствующего в структуре соединения. Наличие люминесцентных свойств стannата бария, допированного европием делает его перспективным для дальнейшего применения.

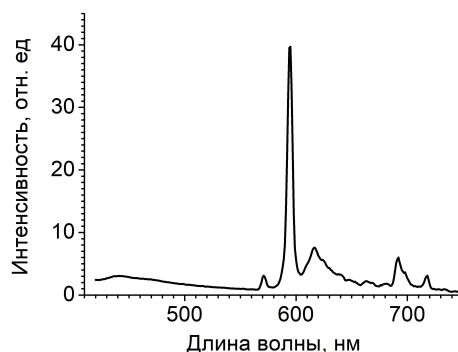


Рис. 2. Спектр люминесценции $\text{BaSnO}_3: 2 \text{ моль \% Eu}^{3+}$ ($n = 2, 3$) (Длина волны возбуждения 400 нм)

Методом дифференциально сканирующей калориметрии (термоанализатор STA 449 Jupiter (NETZSCH, Германия)) исследовано влияние температуры (320–9000 К) на его теплоемкость $C_p = f(T)$ стannатов BaSnO_3 , $\text{BaSnO}_3: \text{Eu}$ (1 и 2 моль %). Установлено, что все полученные соединения являются термически стабильными, на основе экспериментальной зависимости $C_p = f(T)$ рассчитаны термодинамические функции.

Работа выполнена в рамках реализации программы «Приоритет-2030» в Сибирском федеральном университете.

Список литературы

1. U.S. Alaan, F.J. Wong, J.J. Ditto, et.al. Magnetism and transport in transparent high-mobility BaSnO_3 films doped with La, Pr, Nd, and Gd // Physical review materials, vol. 3, pp. 124402 (1-12), 2019.
2. P.H. Borse, U.A. Joshi, S.M. Ji, et.al. **Error! Reference source not found.** 2007.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ, СОДЕРЖАЩИХ НАНОРАЗМЕРНЫЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ КЛАСТЕРЫ, В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

В.П. Дресвянский^{1,2*}, А.С. Ищенко³, Е.Ф. Мартынович^{1,2}, С.В. Мурзин^{1,3}, А.А. Черных²,
В.Л. Паперный²

¹Иркутский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института лазерной физики Сибирского отделения РАН

664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Лермонтова, д. 130А

*E-mail: nadvp@listl.ru

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Иркутский государственный университет»

664003, Российская Федерация, Иркутск, ул. Карла Маркса, д. 1

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Иркутский государственный университет путей сообщения»

664074, Российская Федерация, Иркутск, ул. Чернышевского, д. 15

Представлены результаты исследований спектрально-люминесцентных свойств поверхностных слоев наноразмерных металлических кластеров в щелочно-галлоидных кристаллов. Определены кинетические параметры центров свечения, ответственных за люминесценцию.

В докладе будет представлен краткий обзор полученных нами результатов исследований спектрально-люминесцентных свойств поверхностных слоев наноразмерных металлических кластеров в кристаллах LiF, KCl и CaF₂, синтезированных методом ионной имплантации в результате облучения исследуемых образцов ионами Ag и Cu.

Образцы исследуемых кристаллов облучались потоком ионов металла, создаваемым компактным импульсным имплантером MEVVA.RU, с плотностью потока в диапазоне $2 \cdot 10^{13} - 10^{18}$ ион/см² и энергией 150 кэВ.

Спектры поглощения кристаллов фторида лития, подвергшихся сильному воздействию облучения около 10^{18} ион/см², показывают несколько полос с максимумами поглощения при 250 нм, 441 нм и 400 нм. Первая и вторая полосы отвечают за поглощение центров окраски F и F₂ (F₃⁺) соответственно. В результате отжига образца до температуры 673 К агрегатные центры полностью исчезают, и в спектре поглощения наблюдается термостабильная полоса поверхностного плазмонного резонанса с максимумом на 400 нм, возникающая за счет образования наночастиц серебра из внедренных ионов.

Спектры излучения кристаллов фторида лития при возбуждении лазерным излучением с длиной волны 375 нм показали, что наряду с полосой люминесценции с максимумами при 530 и 680 нм обнаруживается полоса люминесценции с максимумом при 460 нм. Первая и вторая полосы характерны для люминесценции центров окраски F₃⁺ и F₂ соответственно. Третья полоса возникла в результате коалесценции внедренного иона серебра с некоторыми частицами. Измерения кинетики люминесценции выявили четыре времени затухания, а именно 13,5 и 5,2 нс, близкие к характерным временам затухания центров люминесценции F₂ и F₃⁺ в кристалле LiF. Также были обнаружены две быстрые компоненты с временами затухания около 0,2 и 1,0 нс, которые были отнесены к люминесценции наночастиц серебра. Соотношение пиков интенсивности люминесценции центров окраски и наночастиц серебра существенно зависит от флюенса ионов.

При возбуждении люминесценции кристалла CaF₂, имплантированного ионами серебра пикосекундным лазерным излучением с длиной волны 357 нм, спектр люминесценции состоит из нескольких полос (460 и 760 нм), а главный максимум смещается в область 600 нм. Эти результаты позволяют утверждать, что облучение кристалла CaF₂ ионами серебра приводит к образованию нескольких типов центров люминесценции в поверхностном слое кристалла. В кристаллах KCl, имплантированных ионами серебра, в спектрах фотолюминесценции наблюдается полоса с максимумом при 573 нм с ин-

тенсивностью на порядок величины меньше, чем для кристалла CaF_2 при тех же самых условиях.

В результате проведенных исследований показано, что облучение исследуемых кристаллов ионами Ag и Cu приводит к образованию нескольких типов центров люминесценции в поверхностном слое кристаллической матрицы, связанных как с радиационными центрами окраски, так и с флуоресценцией молекулярных нанокластеров имплантируемых металлов.

Работа выполнена в рамках Плана фундаментальных исследований РАН на период до 2025 г., проект № 0243-2021-0004 и при финансовой поддержке РФФИ, проект № 20-02-00322.

КОЛЛОИДНЫЙ СИНТЕЗ АТОМНО-ТОНКИХ ДВУМЕРНЫХ НАНОПЛАСТИНОК ZnSe

В. П. Графова, А.В. Кнотько, Р.Б. Васильев

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1
E-mail: Grafovavp@my.msu.ru*

В данной работе описано получение коллоидным синтезом двумерных атомно-тонких нанопластинок селенида цинка с экситонными переходами в УФ-области. Исследованы условия роста индивидуальных популяций, предложены способы очистки продукта от постсинтетических соединений, включая обмен лигандов, а также получены данные о морфологии и кристаллической структуре нанопластинок.

Материалы на основе двумерных полупроводниковых наночастиц нашли широкое применение в качестве активных сред лазеров, диодов, транзисторов, биомедицинских сенсоров, фотодетекторов и оптических накопителей, а также возможно их применение в качестве 2D мембран для разделения газовых смесей. Это обуславливается наличием у двумерных материалов уникальных оптических и электронных свойств, делающих их лидирующими в своей области. Однако большинство подобных полупроводников содержит кадмий, свинец и другие тяжелые металлы. Совокупность данных факторов приводит к повышению интереса к получению новых материалов, таких как двумерный селенид цинка, которые помогут снизить использование токсичных соединений в производстве.

Таким образом целью данной работы было изучение возможностей коллоидного синтеза двумерного селенида цинка и изучение свойств отдельных популяций.

Нанопластины ZnSe были получены методом коллоидного синтеза в ламеллярной системе из коротко- и длинноцепочечных аминов. Прекурсор катиона синтезировался следующим образом: смесь ацетата цинка и соответствующего количества олеиновой кислоты растворялась в 3 мл октадецена и выдерживалась при 180°C в течении 90 минут. Прекурсор селена получали при 100°C дегазированием смеси коротко- и длинноцепочечных аминов с элементарным селеном. Следующим этапом при достижении температуры синтеза инжестрировался прекурсор цинка. По достижении времени роста нанопластины стабилизировались олеиновой кислотой для формирования заряженной формы карбоксильной и амино-группы. Выделение нанопластинок селенида цинка происходило осаждением ацетоном с последующим растворением в гексане.

Температурные зависимости роста нанопластинок позволили выявить оптимальные условия роста двух популяций (нанопластинок фиксированной толщины), имеющих нижний по энергии экситонный переход 293 нм (ZnSe₂₉₃) и 347 нм (ZnSe₃₄₇). По данным просвечивающей электронной микроскопии популяция ZnSe₃₄₇ имеет форму прямоугольников с толщиной 1,6 нм и латеральными размерами 5–20 нм для ширины и 20–60 нм для длины, а популяция ZnSe₂₉₃ представляет треугольные листы с латеральным размером около 200 нм и толщиной менее 1 нм. В среднем площадь поверхности треугольников в 50 раз больше площади поверхности прямоугольников. Анализ методом рентгеновской дифракции показал гексагональную фазу вюрцита.

Разработана методика обмена нативного лиганда олеиновой кислоты на короткоцепочечную тиогликолиевую кислоту. Обмен проходил на границе раздела фаз между нанопластинками в гексане и растворенной в н-метилформамиде тиогликолиевой кислотой, последующая очистка проведена центрифугированием. Методом FTIR установлено нахождение заряженных форм нативных лигандов на поверхности нанопластинок обеих популяций и подтверждена замена олеиновой кислоты на тиогликолиевую по разнице в характеристических частотах для соответствующих групп.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ВОДОРАСТВОРИМЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ В ВОДЕ И ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЁНКЕ

Е.В. Хименко¹, Н.В. Слюсаренко¹, Е.А. Слюсарева¹

¹Сибирский федеральный университет
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79
E-mail: katrinfly@bk.ru

Квантовые точки тройных соединений могут стать альтернативой кадмийсодержащим квантовым точкам благодаря отсутствию в своём составе тяжелых металлов. Это позволяет использовать их во многих областях, включая биомедицину. Методами абсорбционной, стационарной и разрешенной по времени флуоресцентной спектроскопии исследованы фотолюминесцентные характеристики наночастиц $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$. Измерены значения времени жизни фотолюминесценции, температурно-зависимые спектральные характеристики, квантовый выход фотолюминесценции. Сделан вывод о возможности использования исследуемых квантовых точек в задачах сенсорики.

Коллоидные полупроводниковые квантовые точки (КТ) представляют значительный интерес благодаря своим зависящим от размера, состава и метода синтеза оптическим и электронным свойствам. Нанокристаллы имеют большой спектр применения во многих областях, например, в оптоэлектронике (дисплеи, освещение), катализе, биомаркировании и визуализации, сенсорики [1]. Пассивация поверхности КТ оболочками из широкозонного полупроводника, а также молекулярным лигандом приводит как к улучшению их фотолюминесцентных свойств, так и повышению коллоидной стабильности нанокристаллов.

Наиболее изученными являются КТ на основе кадмия и свинца. Однако их высокая токсичность является серьезной проблемой. Заменой таких КТ могут стать наноструктуры тройных соединений, такие как AgInS_2 , в составе которых нет тяжелых металлов. Устойчивость кристаллической структуры в большом диапазоне составов позволяет настраивать оптические свойства и ширину запрещенной зоны изменяя соотношение составляющих компонентов [2]. Низкая токсичность соединений типа AgInS_2 позволяет использовать их для создания биосовместимых устройств.

В работе изучались фотолюминесцентные свойства полупроводниковых КТ $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ вида ядро/оболочка в воде и полимерных пленках на основе поливинилового спирта (PVA) в сравнении с кадмийсодержащими КТ. Имобилизация КТ в полимерной матрице позволяет избежать нежелательных эффектов агрегации КТ, приводящим к потере фотолюминесцентных свойств. Изготовление полимерных пленок проводилось путем медленного высушивания на предметном стекле смеси КТ и PVA. В работе использовались методы абсорбционной, флуоресцентной, в том числе разрешенной во времени спектроскопии.

Спектры поглощения и фотолюминесценции (ФЛ) $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ и CdTe КТ в воде и в полимерных пленках представлены на рис. 1.

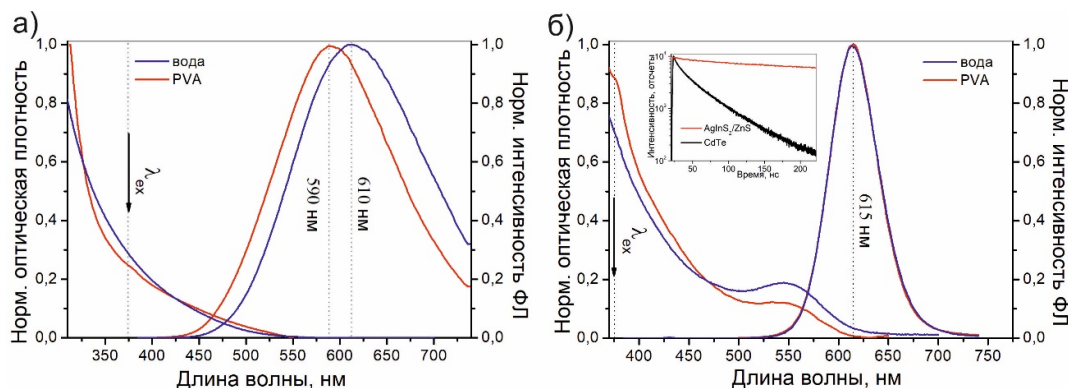


Рис. 1. Спектры поглощения и фотолюминесценции $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ (а) и CdTe (б).
Вставка – спады интенсивности фотолюминесценции КТ в воде.

Исследуемые $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ КТ характеризуются широкой полосой поглощения и не имеют выраженного экситонного пика. Спектры фотолюминесценции в отличие от CdTe КТ имеют большое значение полуширины на полувывсоте и сдвиг в синюю область при переходе от водных растворов к полимерным плёнкам (рис. 1). Время жизни фотолюминесцентного состояния квантовых точек в воде определено исходя из полученных экспериментально спадов интенсивности флуоресценции при возбуждении импульсным лазерным диодом с длиной волны в максимуме – 373 нм (рис. 1 – вставка). Исследуемые образцы имеют достаточно большое время жизни ФЛ – 707,0 нс – по сравнению со временем жизни CdTe КТ (44,8 нс). Разница во времени жизни ФЛ может объясняться различным химическим составом, структуры полупроводников.

В результате измерений спектров фотолюминесценции в диапазоне от 283 до 353 К был выявлен сдвиг и тушение спектров ФЛ для квантовых точек, диспергированных в воде и иммобилизованных в полимерных пленках. Термически индуцированный красный сдвиг составил около 0,1 нм/К для каждого из образцов, что согласуется с данными [3].

Квантовый выход ФЛ $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ КТ определен относительным методом [4] и составил 27%. В качестве стандарта использовались CdTe КТ со значением квантового выхода ФЛ 24%.

$\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ КТ представляют собой прямозонный полупроводник. Значение ширины запрещённой зоны определено из спектров поглощения с использованием закона Тауца [5] и составило 2,2 эВ. Подобные значения получены в [2]. Для CdTe значение ширины запрещенной зоны составляет 1,513 эВ.

Полученные характеристики $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ и CdTe КТ имеют близкие значения температурной чувствительности положения спектра фотолюминесценции. Эта величина позволяет использовать их в качестве сенсоров на температуру. Полученные значения квантового выхода и времен жизни ФЛ дают возможность применения исследуемых КТ для флуоресцентной визуализации. Так же преимуществом квантовых точек $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ является отсутствие кадмия в их составе. Это делает их перспективными флуорофорами способными заменить квантовые точки, обладающие токсичностью, для применения в задачах биомаркирования и биосенсорики.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант МК-995.2022.1.2).

Список литературы

1. N.V. Slyusarenko, M.A. Gerasimova, V.V. Slabko, E.A. Slyusareva. Temperature Sensitivity of Water-Soluble CdTe and CdSe/ZnS Quantum Dots Incorporated into Biopolymer Submicron Particles // Russian Physics Journal, vol. 60, no. 3, pp. 477-484, 2017.
2. A. Raevskaya, V. Lesnyak, D. Haubol [et al.]. A Fine Size Selection of Brightly Luminescent Water-Soluble Ag-In-S and $\text{Ag-In-S}/\text{ZnS}$ Quantum Dots // J. Phys. Chem. C, vol. 121, pp. 9032–9042, 2017.
3. Y. Matsuda T. Torimoto, T. Kameya [et al.]. ZnS-AgInS_2 nanoparticles as a temperature sensor // Sensors and Actuators B: Chemical, vol. 176, pp. 505-508, 2013.
4. A.T.R. Williams, S.A. Winfield, J.N. Miller. Relative fluorescence quantum yields using a computer controlled luminescence spectrometer // Analyst, vol. 108, pp. 1067–1071, 1983.
5. J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu. Optical properties and electronic structure of amorphous germanium // Phys. St. Sol., vol. 15, pp. 627–637, 1966.

ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ПИРАЗИНОВЫХ PUSH-PULL СОЕДИНЕНИЙ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ОРГАНИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

А. Е. Курцевич^{1*}, Р. М. Гадиров¹, Л. Г. Самсонова¹, К. М. Дегтяренко¹, Е. В. Вербицкий²

¹Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
*E-mail: koall1996@yandex.ru

²Институт органического синтеза Уральского отделения Российской академии наук
(ИОС УрО РАН)
620108, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, д. 22/20

Исследовано влияние CN- группы на спектрально-люминесцентные свойства молекул в растворителях разной полярности и в пленках, полученных термовакuumным осаждением (TVD). Изучена быстрая и замедленная люминесценция при комнатной температуре и при 77К. Оценена величина энергетической щели между S1 и T1 состояниями. Обсуждены причины слабой термически-активированной замедленной флуоресценции. На основании изученных флуорофоров изготовлены OLED структуры. Соединения без CN-заместителей излучают в синей области спектра, а с CN-заместителями – в синей и сине-зеленой области в форме мономеров, эксимеров и эксиплексов.

В последнее время широкое распространение получили дисплеи на основе органических светодиодов (Organic Light Emitting Diodes – OLED). Популярность этой технологии обеспечена теми преимуществами, которые она несет – легкий вес конечных устройств, возможность использования гибких подложек, высокая контрастность, яркость, регулируемая в широком динамическом диапазоне, широчайшее разнообразие излучающих материалов. Недостатком классических OLED-структур является низкая внутренняя квантовая эффективность, обусловленная спиновой статистикой – не более 25% инжектированных электронов приводят к излучению фотона.

Один из подходов для преодоления этого ограничения – использование явления термически активированной замедленной флуоресценции (Thermally Activated Delayed Fluorescence – TADF) [1]. Использование этого явления позволяет значительно увеличить эффективность устройств за счет перехода экситонов из неизлучательного триплетного состояния в излучательное синглетное. В настоящее время предложено множество различных малых молекул, полимеров и дендримеров, проявляющих TADF [2].

Для получения эффективных TADF излучающих молекул необходимо, чтобы энергетическая щель между S1 и T1 состояниями была минимальна. С точки зрения электронной структуры молекулы это означает, что верхняя занятая молекулярная орбиталь (HOMO) и нижняя свободная молекулярная орбиталь (LUMO) должны быть пространственно разделены. Это означает, что донорный и акцепторный фрагменты молекулы должны быть разделены и расположены ортогонально. Однако такая структура приведет к резкому падению квантового выхода люминесценции. Таким образом TADF-излучающие молекулы требуют тщательного дизайна структуры молекулы [3].

Одним из перспективных классов соединений для решения данной задачи являются так называемые push-pull молекулы, в которых донорный и акцепторный фрагменты практически независимы друг от друга. В данной работе было проведено исследование спектроскопических и электролюминесцентных свойств серии новых D-A и D-π-A push-pull соединений с пирaziном и 2-цианопирaziном в качестве акцепторной группы (рис. 1).

Спектры поглощения и флуоресценции исследованы в растворителях разной полярности и пленках, полученных термовакuumным осаждением (TVD). Для соединений без CN групп, также, как и с CN-группой, характерно проявление сильных сольватофлуорохромных свойств. Оно заключается в том, что спектры поглощения практически не меняют своего положения при увеличении полярности растворителя, тогда как спектры флуоресценции испытывают сильный батохромный сдвиг, уширение полос излучения и падение излучательной способности.

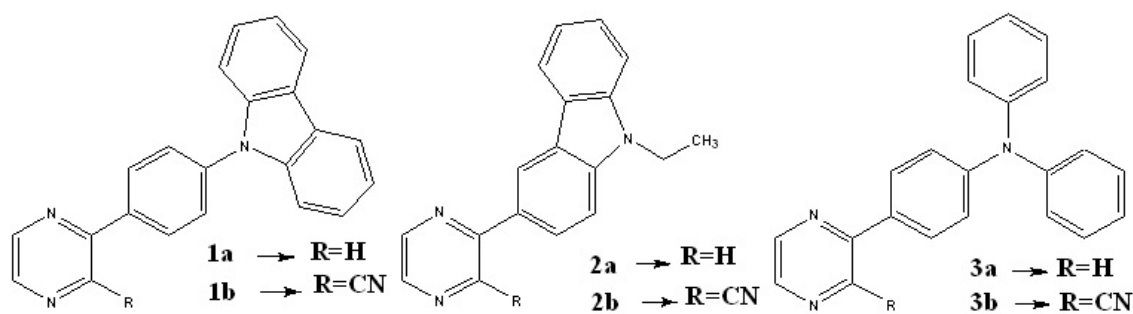


Рис. 1. Структурные формулы исследованных соединений

Спектры поглощения и флуоресценции исследованы в растворителях разной полярности и пленках, полученных термовакуумным осаждением (TVD). Для соединений без CN групп, также как и для с CN-группой характерно проявление сильных сольватофлуорохромных свойств. Оно заключается в том, что спектры поглощения практически не меняют своего положения при увеличении полярности растворителя, тогда как спектры флуоресценции испытывают сильный батохромный сдвиг, уширение полос излучения и падение излучательной способности. Следует отметить, что флуоресценция соединений без CN-группы при смене циклогексана на ацетонитрил смещается в красную область примерно на 100 нм, тогда как с CN-группой на 200 нм и более. Введение CN-группы в молекулу приводит, таким образом, к усилению межмолекулярных взаимодействий. Положение флуоресценции соединений в пленках TVD занимает промежуточное положение в таблице растворителей разной полярности. Из данных низкотемпературной спектроскопии получена оценка величины энергетической щели между S_1 и T_1 состояниям, которая составляет 0,2–0,6 эВ. Энергетический барьер, таким образом, чересчур велик для эффективной обратной $T_1 \rightarrow S_1$ интеркомбинационной конверсии.

Полученные данные согласуются с данными полученными из теоретического моделирования методом теории функционала плотности. Для всех соединений были смоделированы стационарные геометрии основного и первого возбужденного синглетного состояний, электронные переходы между ними, а также положения триплетных состояний.

В OLED структурах соединения с CN- заместителями и карбазольными фрагментами (1b и 2b) излучают в форме эксиплексов, образованных на границе со слоем NPD в, тогда как соединение с дифениламиновым фрагментом излучает в форме эксимера. В аналогичных по строению OLED структурах соединения без CN-заместителей излучают преимущественно в виде мономера. Такие выводы сделаны на основе данных о смещении положения максимума электролюминесценции относительно флуоресценции в TVD пленках.

Список литературы

1. H. Uoyama, K. Goushi, K. Shizu, H. Nomura, C. Adachi. Highly efficient organic light-emitting diodes from delayed fluorescence. *Nature* 2012, 492, 234–238.
2. Teng J. M., Wang Y. F., Chen C. F. Recent progress of narrowband TADF emitters and their applications in OLEDs // *Journal of Materials Chemistry C*. – 2020. – Т. 8. – №. 33. – С. 11340-11353.
3. Penfold T. J., Dias F. B., Monkman A. P. The theory of thermally activated delayed fluorescence for organic light emitting diodes // *Chemical communications*. – 2018. – Т. 54. – №. 32. – С. 3926-3935.

УСИЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ УГЛЕРОДНЫХ ТОЧЕК ЗА СЧЁТ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

А. В. Курилова^{1*}, Д.А. Кафеева¹, И. А. Арефина¹, А. Ю. Дубовик¹

¹Университет ИТМО

199034, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Биржевая линия, д. 14

*E-mail: ankurilova@niuitmo.ru

В данной работе были исследованы люминесцентные свойства композита на основе сегнетоэлектрических нанокристаллов и углеродных точек. Предполагается, что часть связей ансамблей люминофоров, составляющих углеродные точки, при контакте с частицей BaTiO₃ может разрушаться и/или переаиваться, образуя новые люминесцентные центры.

В работах [1-3] подчеркивается, что перовскиты, имеющие общую структурную формулу ABO₃ (катионы металла А могут иметь заряд от +1 до +3, металла В – от +3 до +5), являются одними из наиболее перспективных материалов в устройствах преобразования энергии, что стало возможным благодаря уникальной электронной зонной структуре и однонаправленным свойствам переноса заряда. Также было обнаружено, что сегнетоэлектрическая поляризация, достаточно часто встречающаяся у оксидных перовскитов, способствует протеканию определенных электрохимических реакций, например деградации таких красителей, как конго-красный, родамин В, метиловый синий и этилен, на объемных поверхностях, покрытых фотоактивными материалами [1]. Дополнительно сообщалось, что использование углеродных квантовых точек с диэлектрическими материалами, такими как TiO₂ (зачастую выполняющий роль первичной структурной матрицы для образования кристалла перовскита), может привести к улучшению переноса заряда за счет уменьшения электронно-дырочной рекомбинации [4]. Исходя из модели, предложенной в статье [5]: углеродные точки (УТ) можно представить в виде матрицы гидрированного аморфного углерода с включениями sp² доменов, образованных полициклическими ароматическими углеводородами и их производными, что роднит их с органическими красителями.

Наночастицы титаната бария были синтезированы трёхступенчатым методом, первый шаг которого заключался в получении наночастиц диоксида кремния методом Штобера с последующим образованием диоксид титановой оболочки золь-гель методом (кристаллизация проходила при 550°C). Далее наночастицы SiO₂/TiO₂ подвергались гидротермальному синтезу в присутствии гидроксидов бария и калия. Углеродные точки были получены из 1,05 г лимонной кислоты и 335 мкл этилендиамина, растворённых в 10 мл дистиллированной воды до образования прозрачного раствора [5]. Образование УТ происходит в процессе гидротермальной реакции, протекающей при 200 °С в течение 5 часов. После охлаждения раствора до комнатной температуры раствор очищали от агломератов с помощью фильтра с диаметром пор 0,22 мкм и последующим диализом в течение 24 часов. Для получения композитного материала, на основе ВТО и УТ, компоненты в массовом соотношении 3/1 в 10 мл дистиллированной воды интенсивно перемешивались в течение 2 суток. Средний размер системы – 155 нм.

Спектры поглощения были зарегистрированные на спектрофотометре Shimadzu UV Probe в диапазоне 250–800 нм. Наночастицы титаната бария демонстрируют поглощение на длине волны 320 нм, что соответствует запрещенной зоне 3,06 эВ. При добавлении углеродных точек поглощение сместилось до 350 нм; запрещенная зона 2,68 эВ, приписываемая присутствию углеродных точек. Собственный край поглощения углеродных точек соответствует 344 нм (~2,77 эВ), рис. 1.

Предположительно, из-за скопления заряда на поверхности углерода, вызванного взаимодействием с наночастицами BaTiO₃, происходит образование дефектов, сопровождающееся красным смещением электронных переходов части углеродных точек в растворе, рис. 2 (правый).

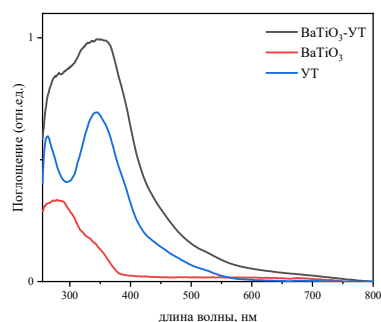


Рис. 1. Спектры поглощения водных растворов наночастиц титаната бария, углеродных точек и композита на их основе

При сравнении карт на рис. 2 можно заметить, что у исходных УТ при возбуждении в диапазоне 400–500 нм (область 2) проявляется слабоинтенсивное излучение, на рис.2 справа в этой же области наблюдается фотолюминесценция, сравнимая с интенсивностью участка возбуждаемого при 300–400 нм (область 1). И так как карта люминесценции УТ и участок в области 1 для композита имеют одинаковые максимумы излучения, то можно сделать вывод, что эта область соответствует точкам, не взаимодействующим с ВТО либо не испытывающим влияния сторонних процессов. Положение нового максимума люминесценции (рис. 2, справа, область 2) смещено приблизительно на 50 нм относительно возбуждения и излучения точек, испытывавших меньшее воздействие со стороны сегнетоэлектрических частиц.

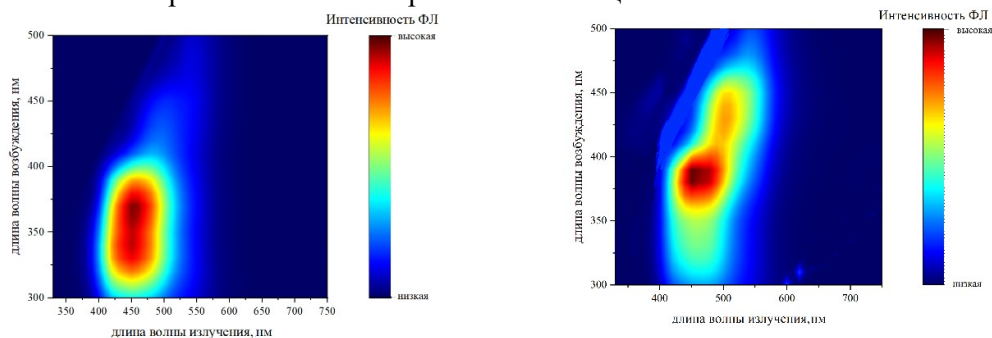


Рис. 2. Карты распределения интенсивности фотолюминесценции от длины волны возбуждения для водных растворов углеродных точек (слева), титаната бария с углеродными точками на поверхности (справа)

В заключение: остаётся загадкой первичная причина необычного поведения спектров люминесценции углеродных точек при добавлении сегнетоэлектрических наночастиц. На сегодняшний день есть три возможных варианта: 1) (фото)деградация части углеродных точек под действием ВТО с образованием новых электронных переходов; 2) проявление взаимодействия с электрическим полем (поляризация); 3) вклад более высоких гармоник в возбуждение люминесценции.

Список литературы

1. D. S. Rani, M. R. Meera. Photo-electrochemical water splitting behavior of CdSeQDs sensitized ferroelectric BaTiO₃ perovskite heterostructure //Materials Today: Proceedings, vol. 37. pp. 1248-1253, 2021.
2. H. Li et al. Enhanced ferroelectric-nanocrystal-based hybrid photocatalysis by ultrasonic-wave-generated piezophototronic effect //Nano letters. vol. 15 (4). pp. 2372-2379, 2015.
3. X. Lin et al. Photocatalytic activities of heterojunction semiconductors Bi₂O₃/BaTiO₃: a strategy for the design of efficient combined photocatalysts //The Journal of Physical Chemistry C, vol. 111 (49), pp. 18288-18293, 2007.
4. F. Li et al. One-step synthesis of nanohybrid carbon dots and TiO₂ composites with enhanced ultraviolet light active photocatalysis //RSC advances, vol. 5 (11), pp. 8389-8396, 2015.
5. E. A. Stepanidenko et al. Influence of the solvent environment on luminescent centers within carbon dots //Nanoscale, vol. 12 (2), pp. 602-609, 2020.

ЭКСИТОННЫЕ СВОЙСТВА АТОМНО-ТОНКИХ КОЛЛОИДНЫХ НАНОЛИСТОВ CdSe: ЭФФЕКТ ДЛИНЫ ЛИГАНДА

Д. А. Куртина^{1*}, А. В. Кнотько¹, А. В. Гаршев¹, В. Б. Зайцев¹, Р. Б. Васильев¹

¹ *Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1
E-mail: kurtinadaria@gmail.com

Настоящая работа посвящена изучению влияния эффектов, вызванных присоединением карбоксилатных лигандов с различной длиной цепи к поверхности, на экситонные свойства атомно-тонких коллоидных наноллистов CdSe. Было обнаружено, что лигандный обмен в ряду насыщенных карбоновых кислот C₁-C₁₇ приводит к изменению оптических свойств: изменение межстеночного расстояния в свернутых наноструктурах сдвигает экситонные полосы люминесценции и поглощения.

Изучение эффектов самоорганизации в коллоидных полупроводниковых наноструктурах для достижения новых свойств является одним из перспективных направлений химии, физики и материаловедения в современных нанотехнологиях. Самосборка наноструктур заданной формы приводит к появлению уникальных функциональных характеристик [1]. В настоящей работе изучен эффект спонтанного сворачивания атомно-тонких наноллистов [Cd₃Se₂L₂] толщиной менее 1 нм, приводящий к их самосборке в многостенные свернутые наноструктуры и проанализировано его влияние на экситонные свойства полученных систем. Для изменения межстеночных расстояний разработана методика обмена лиганда нативной олеиновой кислоты на ряд насыщенных карбоновых кислот C₁-C₁₇ с различной длиной цепи.

Синтез двумерных наноллистов состава [Cd₃Se₂L₂], где L – лиганд олеиновой кислоты, был проведен коллоидным методом в системе октаэдеценов – ацетат кадмия – олеиновая кислота [2]. С помощью роста на затравочных наночастицах были получены наноллисты с латеральными размерами до 600 нм при прецизионно фиксированной толщине 0.6 нм (2.5 ML). Замена лиганда нативной олеиновой кислоты, присоединенной к базальным плоскостям [001], на насыщенные карбоновые кислоты C₁-C₁₇ с разной длиной цепи была проведена двухэтапным методом. Контроль состава слоя лигандов проведен методом FTIR, показавшим систематическое увеличение интенсивности колебаний CH₂ при увеличении длины углеводородной цепи. Методами ПЭМ и малоугловой рентгеновской дифракции изучены величины межстеночных расстояний и установлен эффект сжатия наноструктур при уменьшении длины цепи лигандов. Показано образование плотноупакованного самоорганизованного монослоя (бислоя) цепей лиганда с нормальной ориентацией насыщенных углеводородных цепей. Было обнаружено изменение функциональных оптических свойств: изменение межстеночного расстояния в свернутых наноструктурах сдвигает экситонные полосы люминесценции и поглощения. Это коррелирует с изменением энергии колебаний карбоксильной группы, координированной с атомами кадмия на поверхности, а также с изменением внутреннего диаметра наноструктуры, что определяет вклад механических напряжений.

Полученные результаты открывают новые возможности манипуляций для задания формы двумерных коллоидных наноструктур и прецизионного контроля их оптических свойств для создания новых устройств фотоники.

Список литературы

1. Lee, H.E., Ahn, H.Y., Mun, J. et al. Amino-acid- and peptide-directed synthesis of chiral plasmonic gold nanoparticles. // *Nature*, 2018, 556, pp 360–365.
2. Kurtina D.A., Garshev A.V., Vasil'eva I.S., Shubin V.V., Gaskov A.M., Vasiliev R.B. Atomically-thin population of colloidal CdSe nanoplatelets: growth of rolled-up nanosheets and strong circular dichroism induced by ligand exchange. // *Chem. Mater*, 2019, 31 (11), pp 9652-9663.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ТЕРМООБРАБОТКИ НА СОБСТВЕННУЮ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ СТРУКТУР g-C₃N₄

Н.А. Мартемьянов¹, И.Н. Ильяшенко¹, Р.В. Камалов¹, А.В. Ищенко¹, И.А. Вайнштейн^{1,2}

¹ НОЦ «Наноматериалы и нанотехнологии», Уральский федеральный университет,
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19
E-mail: n.a.martemianov@urfu.ru

² Институт металлургии УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 101

В работе представлены результаты исследований люминесцентных свойств структур графитоподобного нитрида углерода, синтезированных из мочевины методом термической полимеризации при температурах 450–600 °С. Описаны и проанализированы спектры фотолюминесценции и импульсной катодолюминесценции полученных образцов g-C₃N₄. Обнаружена зависимость характеристик свечения от условий синтеза и параметров последующей термообработки. Обсуждаются наблюдаемые особенности процессов собственной люминесценции в синтезированных структурах g-C₃N₄.

Графитоподобный нитрид углерода (g-C₃N₄) является полупроводниковым полимерным материалом, который обладает слоистой структурой и шириной запрещенной зоны около 2.7 эВ [1,2]. Большой интерес представляет использование структур на основе g-C₃N₄ в качестве катализаторов для получения водорода в реакциях разложения воды, а также для очистки вод от различных органических загрязнителей. При этом g-C₃N₄ обладает собственной люминесценцией с подстраиваемыми параметрами, что позволяет использовать материал для использования в газовых сенсорах.

В данной работе было проведено исследование люминесцентных свойства образцов g-C₃N₄, синтезированных путем отжига мочевины в закрытом фарфоровом тигле при температурах 450–600 °С с варьированием времени выдержки в диапазоне 30–180 мин. Полученные образцы были аттестованы с помощью рентгенофазового анализа.

Для синтезированных образцов были измерены спектры фотолюминесценции (ФЛ) и импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) при комнатной температуре. По результатам анализа спектров установлено, что с увеличением температуры синтеза максимум основной полосы свечения смещается в низкоэнергетическую область с 2.58 до 2.49 эВ для ФЛ и с 2.69 до 2.61 эВ для ИКЛ.

Для исследования влияния режимов термообработки на оптические свойства был произведен отжиг образцов до температуры синтеза на воздухе и в вакууме. Обнаружено снижение интенсивности люминесценции при отжиге на воздухе на 40–50 % и при отжиге в вакууме на 70–80 %. При этом положение максимумов ФЛ не меняется. Показано, что интенсивность свечения образцов в вакууме снижается на 45–50 % по сравнению с аналогичными измерениями в воздушной атмосфере. Наблюдаемые эффекты обсуждаются в рамках известных моделей для процессов релаксации электронных возбуждений в исследуемых структурах g-C₃N₄.

Работа выполнена при поддержке научного проекта Минобрнауки FEUZ-2020-0059.

Список литературы

1. Constructing g-C₃N₄/Cd_{1-x}Zn_xS-Based Heterostructures for Efficient Hydrogen Production under Visible Light / A. V Zhurenok, D. V Markovskaya, E. Y. Gerasimov, A. S. Vokhmintsev, I. A. Weinstein, I. P. Prosvirin, S. V. Cherepanova, A. V. Bukhtiyarov, E. A. Kozlova // *Catalysts*. – 2021. – Vol. 11. – № 1340.

2. Влияние условий термического синтеза на структурные и оптические свойства g-C₃N₄ / Н. А. Мартемьянов, И. Н. Ильяшенко, И. Н. Байнов, Р. В. Камалов, А. С. Вохминцев, И. А. Вайнштейн // *Физика. Технологии. Инновации* : сборник статей VIII Международной молодежной научной конференции (Екатеринбург, 17–21 мая 2021 г.). – 2021. – Р. 189–197.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ВЫСОКОДОБОРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С МОДАМИ ТИПА «ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ» С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА

К.Н. Миньков^{*1}, А.Н. Данилин¹, И.К. Горелов¹, М.Л. Галкин¹

¹Российский квантовый центр, 121205, г. Москва, Территория Инновационного Центра “Сколково”,
Большой бульвар, д. 30, ст. 1.

*E-mail: k.n.minkov@yandex.ru

Разработана и успешно применена оригинальная методика обработки поверхности высокодобротных кристаллических оптических микрорезонаторов с модами типа шепчущей галереи (ММШГ) путем асимптотической химико-механической полировки (ХМП) и высокотемпературного отжига на примере кристаллов ВаMgF₄.

Высокодобротные оптические микрорезонаторы с модами типа «шепчущей галереи» представляют собой тела вращения [1], изготовленные из оптически прозрачных материалов, в том числе и с сильной анизотропией. Такие анизотропные материалы нашли широкое применение в науке и технике [2]. Одним из таких перспективных, но мало исследованных материалов является ВаMgF₄. ВаMgF₄ – сегнетоэлектрический ромбический фторидный кристалл, принадлежащий к семейству пироэлектрических фторидов, имеющий широкий диапазон прозрачности от ультрафиолетовой области спектра (≈126 нм) до среднего ИК (≈13 мкм), при этом, в отличие от традиционно используемых СаF₂ и MgF₂, являющийся не центрально симметричным и оптически двуосным. Создание высокодобротного ММШГ на его основе позволит реализовать на его основе целый ряд приборов: узкополосных оптических фильтров, модуляторов, узкополосных лазеров и т. п. [3].

При обработке заготовок кристаллов для ММШГ обычно пользуются методом точечного алмазного точения [4]. Однако обработка заготовок из ВаMgF₄ затрудняется тем, что в процессе точения на его поверхности из-за сильной анизотропии легко образуются сколы и трещины. Кристаллические резонаторы изготавливаются методом точечного точения алмазными резцами при помощи прецизионного токарного станка 2-AXIS ALM OTT LANCH lathe производства DAC International, Inc. Экспериментально были найдены оптимальные параметры формирования рабочей части поверхности: скорость вращения шпинделя – 400 RPM, скорость подачи резца – 0,1 мм/мин., глубина захода – 0,1 мкм. После завершения точения проводится контроль поверхности кристалла на наличие трещин оптическим микроскопом. В случае их наличия (а после этапа скругления большая часть заготовок обнаруживается с трещинами) заготовка признается негодной и не используется.

Для уменьшения вероятности образования трещин мы применили высокотемпературный отжиг. Для отжига использовалась муфельная печь. Использовались следующие параметры отжига: нагрев до 300 градусов за 5 часов, без выдержки, с последующим естественным охлаждением. Отжиг производился в атмосфере азота особой чистоты со скоростью потока газа 0,02 л/мин. Большую температуру установить не удалось, так как начиная с 400 градусов используемый нами для закрепления заготовки клей терял свои свойства.

На следующем этапе нами осуществлялась ручная полировка признанных годными заготовок. Грубая полировка осуществлялась алмазной суспензией с зерном размера 2,5–4,0 мкм в течение 5–15 мин. Вследствие хрупкости кристалла при обработке алмазными частицами от него откалывались частички материала, однако последствия удавалось исправить последующим применением химико-механической полировки в течение порядка 30 мин. Важнейшим элементом процедуры полировки является очистка резонатора после каждого применения суспензии и контроль состояния поверхности с помощью оптического микроскопа. В результате выполнения вышеперечисленных

процедур нами был изготовлен высокодобротный ММШГ, однако его добротность не превышала значения $Q = 1.1 \times 10^7$.

В попытке увеличить добротность к ранее изготовленному высокодобротному ММШГ мы ещё раз применили отжиг с теми же параметрами, а также полировали его методом ХМП в течение 10 минут, с проверкой качества поверхности через каждые 3–5 минут полировки при помощи оптического микроскопа. В результате нами был получен высокодобротный ММШГ с рекордной для этого материала добротностью $Q = 3 \times 10^8$. Фотография такого ММШГ, полученная с использованием растрового электронного микроскопа, приведена на Рис. 1.

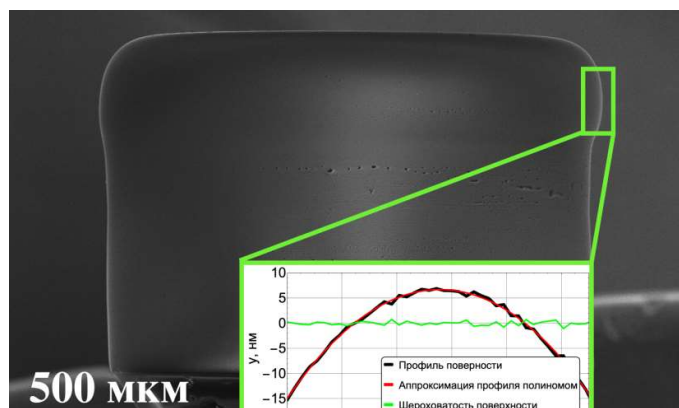


Рис. 1 Фотография микрорезонатора, полученная в электронном микроскопе ThermoFisher Scientific Quattro S с увеличением 200 крат. На вставке показан измеренный профиль поверхности, полученный методом интерференционной микроскопии, на приборе Zygo New View. Среднее значение шероховатости порядка $RMS = 0,7$ нм.

Таким образом, нами была отработана технология изготовления высокодобротных микрорезонаторов с модами типа «шепчущей галереи» из $BaMgF_4$ с гигантской добротностью при применении высокотемпературного отжига материалов. Нами были проведены измерения среднеквадратичного значения (RMS) шероховатости поверхности при помощи интерференционного микроскопа, оно составило $RMS = 0.7$ нм. Разработка способа увеличения доступной температуры отжига, а также применимость предлагаемого метода для повышения добротности резонаторов из других материалов будет исследованы нами в дальнейшем.

В дальнейшем, планируется исследовать дисперсию в резонаторах из этого материала, измерить коэффициенты нелинейности и использовать их для создания источников частотных гребёнок в широком диапазоне длин волн.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ВНИИОФИ (срп.vniiofi.ru). Работа поддержана Российским научным фондом (проект No 21-72-00132).

Список литературы

1. V.B. Braginsky, M.L. Gorodetsky, V.S. Ilchenko. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes // *Physics Letters A*, vol. 137, pp. 393-397, 1989.
2. K. Shimamura, E.G. Villora, H. Zeng et al., *Appl. Phys. Lett.* 89, 232911, 2006.
3. L. Maleki, A. B. Matsko et al. Crystalline whispering gallery mode resonators: Recent advances and future trends. *Frontiers in Optics, FThC1*. 2009.
4. K.N. Min'kov, G.V. Likhachev, N.G. Pavlov et al. Manufacturing of high-quality crystalline whispering gallery mode microresonators using single point diamond turning. // *Journal of Optical Technology*, vol. 88, pp. 84-92, 2021.

ПЛАЗМОННОЕ УСИЛЕНИЕ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ЭФФЕКТА КЕРРА В ДВУМЕРНЫХ МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ ПЕРМАЛЛОЯ ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ОРТОГОНАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Д. В. Мурзин^{1*}, В. К. Беляев¹, К. А. Гриценко¹, В. Команицкий², В. В. Родионова¹

¹*Балтийский Федеральный Университет им. И.Канта
236001, Российская Федерация, Калининград, ул. Невского, д. 14*

*E-mail: dvmurzin@yandex.ru

²*Университет Павла Йозефа Шафарика
040 01, Словакия, Кошице*

Доклад посвящен исследованию оптических и магнитооптических свойств двумерных магнито-плазмонных кристаллов на основе пермаллоя. Магнитоплазмонные кристаллы демонстрируют резонансное усиление экваториального эффекта Керра за счет возбуждения поверхностного плазмонного резонанса. Полевая зависимость данной резонансной особенности может быть использована для детектирования внешнего магнитного поля. В работе показано, что двумерные магнитоплазмонные кристаллы подходят для измерения магнитного поля, направленного вдоль двух ортогональных направлений.

Одной из новых тем в области активной плазмоники является сочетание плазмонных и ферромагнитных материалов для возбуждения магнитооптических поверхностных плазмонных резонансов [1]. Такие резонансы представляют собой комбинацию поверхностных плазмонных резонансов и магнитооптических эффектов, одновременно наблюдаемых на границе раздела металл/диэлектрик. Их появление сопровождается появлением резонанса Фано в спектрах магнитооптических эффектов, зависящих от диэлектрической проницаемости, магнитной проницаемости и поляризуемости структуры металл/диэлектрик. Эту особенность предлагается использовать для локального детектирования магнитного поля [2,3] или биомедицинского [4,5] зондирования с использованием структур, проявляющих магнитооптические поверхностные плазмонные резонансы. Одним из способов возбуждения и управления магнитооптическими поверхностными плазмонными резонансами является использование магнитоплазмонных кристаллов – фотонных кристаллов на основе благородных и ферромагнитных материалов. Продемонстрированные конфигурации магнитоплазмонных кристаллов для измерения магнитного поля, основанные на одномерных плазмонных структурах, имеют чувствительность порядка нескольких нТл [2,3] и позволяют детектировать магнитное поле вдоль одного направления, определяемого периодичностью магнитоплазмонного кристалла. Из-за этого недостатка использование датчиков на основе магнито-плазмонных кристаллов для биомагнитного зондирования или обнаружения магнитных полей рассеяния ограничено списком узконаправленных задач. Для его преодоления можно использовать двумерные магнитоплазмонные кристаллы для одновременного возбуждения магнитооптических поверхностных плазмонных резонансов в двух ортогональных направлениях. Таким образом, такая конфигурация открывает способ обнаружения ортогональных составляющих магнитного поля.

Двумерные дифракционные решётки с периодом $d = 610 \text{ нм} \pm 20 \text{ нм}$ и высотой $h = 80\text{--}90 \text{ нм}$ были сформированы методом электронно-лучевой литографии. Изображение поверхности одной из изготовленных структур, полученное при помощи атомно-силовой микроскопии, представлено на рис. 1а. Для изготовления подложек были использованы следующие дозы электронного пучка: 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550 и 600 мкКл/см². Магнитоплазмонные кристаллы изготавливались методом магнетронного напыления с формированием многослойной структуры Ag (100 нм)/Ni₈₀Fe₂₀ (70 нм)/Si₃N₄ (15 нм) поверх изготовленных подложек. Спектральные зависимости коэффициента отражения и экваториального эффекта Керра в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн были исследованы методом синхронного детектирования. На рис. 1б представле-

ны спектральные зависимости коэффициента отражения и экваториального эффекта Керра для магнитоплазмонного кристалла на основе подложки, изготовленной с дозой электронного пучка равной 450 мкКл/см^2 .

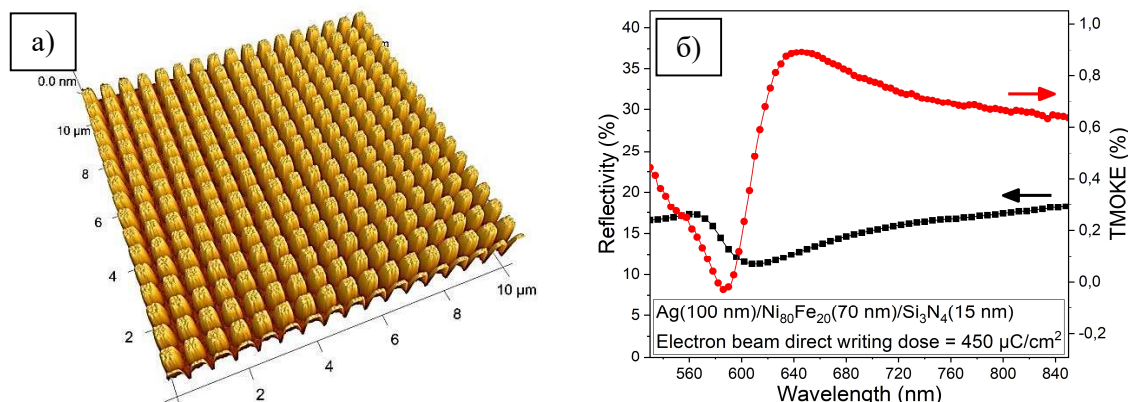


Рис. 1. (а) Изображение изготовленной дифракционной решетки, полученное методом атомно-силовой микроскопии. (б) Спектральные зависимости коэффициента отражения (черный цвет) и экваториального магнитооптического эффекта Керра (красный цвет) для двумерного магнитоплазмонного кристалла на основе подложки, изготовленной с дозой электронного пучка равной 450 мкКл/см^2 .

В заключение, в данной работе продемонстрированы зависимости оптических и магнитооптических свойств двумерных магнитоплазмонных кристаллов на основе пермаллоя от дозы электронного луча, использованного для изготовления подложек. Оптимальная доза для исследуемого набора магнитоплазмонных кристаллов составила 450 мкКл/см^2 . Возможность измерения усиленных эффектов Керра при двух ортогональных плоскостях падения света открывает путь к созданию датчика магнитного поля на основе магнитоплазмонного кристалла, чувствительного одновременно к нескольким ортогональным компонентам магнитного поля.

Исследование поддержано Российским Научным Фондом № 22-22-00997 и Словацким Агентством Исследований и Развития № APVV-20-0324.

Список литературы

1. Rizal, C.: IEEE Transactions on Magnetics, 57(2), 1-5 (2020).
2. Belyaev, V.K., Rodionova, V.V., Grunin, A.A., Inoue, M., Fedyanin, A.A.: Scientific Reports, 10(1), 1-6 (2020).
3. Knyazev, G.A., Kapralov, P.O., Gusev, N.A., Kalish, A.N., Vetoshko, P.M., Dagesyan, S.A., Belotelov, V.I.: ACS Photonics, 5(12), 4951-4959 (2018).
4. Chandra, S., Cozart, J., Biswas, A., Lee, S., Chanda, D.: ACS Photonics, 8(5), 1316-1323 (2021).
5. Grunin, A.A., Mukha, I.R., Chetvertukhin, A.V., Fedyanin, A.A.: Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 415, 72-76 (2016).

КРАЕВАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АЛМАЗОВ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ОТ 70 ДО 500 К

В. С. Рипенко^{1,2*}, А. Г. Бураченко^{1,2}, А. С. Попова¹, Д. А. Переседова¹

¹Томский государственный университет
664050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
*E-mail: vstk91@ma

²Институт сильноточной электроники
634055, Российская Федерация, Томск, пр. Академический, д. 2/3

Работа посвящена спектральному исследованию излучательной рекомбинации свободных экситонов в синтетических алмазах, облученных пучком заряженных частиц (электронов) в диапазоне температур от 70 до 500 К. Этот метод обработки является примером метода неразрушающего контроля совершенства кристаллической структуры синтетического образца. Кроме того, алмаз, обладающий сильной экситонной катодолюминесценцией, является перспективным материалом для использования его в качестве люминофора в катодолюминесцентном эмиттере.

Работ, посвященных изучению люминесценции алмаза при повышенной температуре, сравнительно немного. Например, авторы [1, 2] изучали свечение образцов алмаза при повышенных температурах с помощью электролюминесценции. В работах [3, 4] исследованы температурные зависимости пиков катодолюминесценции свободных экситонов в CVD-алмазах. Но мы не нашли данных о поведении люминесценции при температурах выше 300 К.

В нашей работе мы использовали образцы ВДВТ алмазов для люминесцентных исследований. На рис. 1 показана нетипичная зависимость интенсивности экситонного пика при 235 нм от температуры.

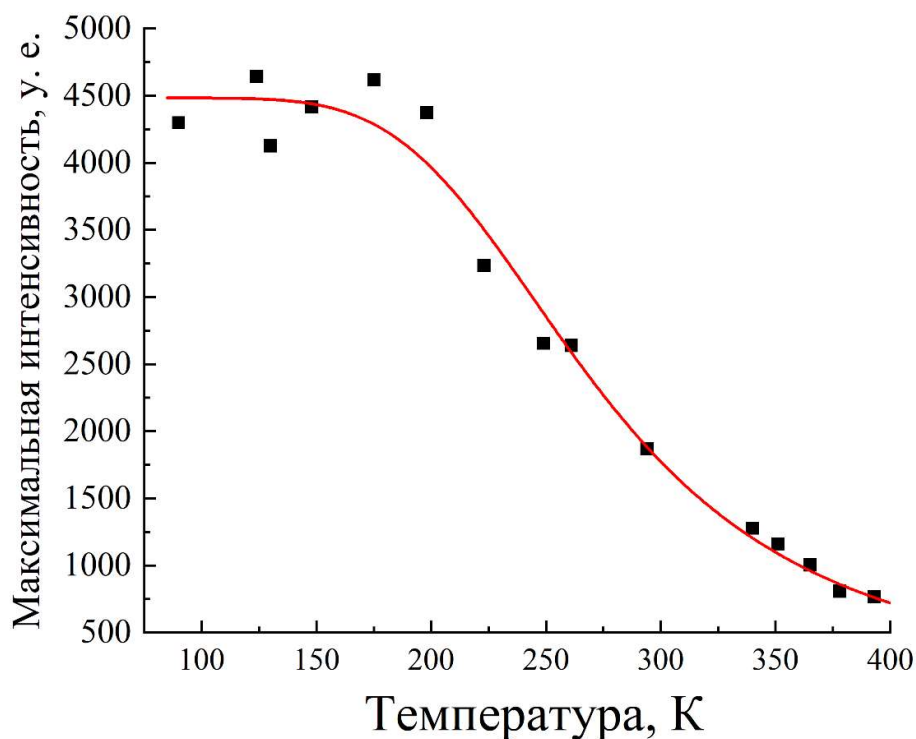


Рис. 1. Зависимость максимальной интенсивности пика свободных экситонов от температуры

В наших предыдущих работах было обнаружено, что некоторые образцы монокристаллических ВДВТ алмазов обладают сильной полосой излучательной рекомбинации свободных экситонов при 235,2 нм, даже при комнатной температуре. Был пред-

ложен концепт катодолуминесцентного излучателя. Такой образец перспективен для использования в качестве излучателя ультрафиолета.

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0048.

Список литературы

1. S. Lagomarsino et al. Robust luminescence of the silicon-vacancy center in diamond at high temperatures // *AIP Advances.*, vol. 5 (12), pp. 127117, 2015.

2. A.A. Melnikov, A.V. Denisenko, A.M. Zaitsev, A. Shulenkov, V.S. Varichenko, A.R. Filipp, V.A. Dravin, H. Kanda, W.R. Fahrner. Electrical and optical properties of light-emitting p-i-n diodes on diamond // *Journal of Applied Physics.*, vol. 84 (11), pp. 6127-6134, 1998.

3. Y. Chen, P. Jin, G. Zhou, M. Feng, F. Fu, J. Wu, Z. Wang Investigation of excitonic recombination in single-crystal diamond with cathodoluminescence spectroscopy // *Journal of Luminescence*, vol. 226, pp. 117428, 2020.

4. H. Watanabe, C.E. Nebel Cathodoluminescence experiments on isotopic clean diamond with carbon isotopes ^{12}C and ^{13}C // *Diamond and Related Materials*, vol. 4-5, pp. 511-514, 2008.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СОЕДИНЕНИЙ CuGaSe_2

Т. М. Гаджиев¹, О. Б. Романова^{2*}, Ю. В. Герасимова^{2,3}

¹Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН
367015, Россия, Республика Дагестан, Махачкала, ул. М. Ярагского, 94
²Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50, стр. 38

*e-mail: rob@iph.krasn.ru

³Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

Представлен синтез тонкопленочных полупроводниковых соединений CuGaSe_2 . Изучена морфология, структурные характеристики, оптические и фотоэлектрические свойства. Пленки CuGaSe_2 получены методом управляемой селенизации при варьировании температуры. В спектрах комбинационного рассеяния появляется полносимметричная мода A_1 соответствующая фазе халькопирита. Обнаружен эффект фотопроводимости.

Полупроводники на основе халькопиритных соединений I–III–VI₂ групп с I = Ag/Cu, II = In/Ga и VI = Se/S являются перспективными материалами в качестве поглощающего слоя для фотовольтаических устройств [1–3]. Материалы на основе халькопирита имеют высокий коэффициент поглощения, поэтому толщина их поглощающего слоя может быть уменьшена, что позволяет изготавливать из них тонкопленочные солнечные элементы.

Цель данной работы заключалась в синтезе новой методикой тонкопленочных соединений CuGaSe_2 и исследование их структурных, спектральных и фотоэлектрических свойств в интервале температур 80–350 К.

Тонкие пленки CuGaSe_2 были получены методом управляемой селенизации предварительно нанесенных на стеклянные подложки интерметаллических Cu–Ga слоев в двухзонной термодиффузионной установке с участием газа-носителя (N_2) реакционной компоненты (Se). Температура в зоне реакции слоев Cu–Ga с Se (температура селенизации $T_{\text{сел}}$) варьировалась в интервале $200^\circ \leq T_{\text{сел}} \leq 550^\circ\text{C}$, а давление парогазовой смеси Se+N₂ на этапе рекристаллизации увеличивали до 10^{-1} Па.

Рентгенофазовые и рентгеноструктурные исследования проведены для определения фазового состава полученных пленок на дифрактометре Empyrean Series 2 (PANalytical, Нидерланды) с использованием Cu-K α излучения (1,5405 Å), углы сканирования: 10–140°, β -фильтр. Идентификация фаз проводилась сравнением экспериментально полученных межплоскостных расстояний d с данными картотеки Joint Committee on Powder Diffraction Standard (JCPDS). На дифрактограмме в основном присутствовали пики соответствующие фазе халькоперита. Дополнительно была обнаружена дифракционная линия при (112), ширина которой уменьшалась с ростом температуры кристаллизации.

Исследование морфологии поверхности тонкопленочных соединений CuGaSe_2 проведено с использованием электронного микроскопа (SEM) (Hitachi SU3500/Model3500 SEM; high resolution electron microscope Hitachi S-5500) и представлено на рис.1. Сканирующая электронная микроскопия показала, что поверхность тонких пленок имеет наноструктурированную морфологию, состоящую из нанокристаллитов типа «зерен». Проведена оценка размеров (кристаллитов) с использованием формулы Селякова – Шеррера, которая показала, что с ростом температуры селенизации этот параметр монотонно увеличивается от 11 до 59 нм. Полуколичественный элементный анализ, представленный в табл. 1, подтверждает присутствие элементов селена, меди и галлия. Элементное картирование в режиме волновой и энергетической дисперсии показало равномерное распределение этих элементов в образце.

Таблица 1. Полуколичественный элементный анализ пленок CuGaSe_2

Элементы	Норм.С (мас. %)	Атом С (ат. %)
Селен (Se)	50,40	47,02
Галий (Ga)	43,87	46,35
Медь (Cu)	5,72	6,63
	100,00	100,00

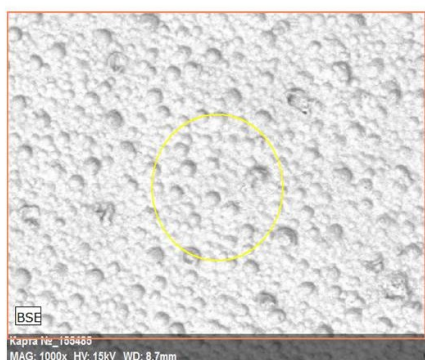


Рис. 1. Изображение поверхности CuGaSe_2 пленки, полученное при помощи сканирующей электронной микроскопии.



Рис. 2. Спектр комбинационного рассеяния CuGaSe_2 .

В спектрах комбинационного рассеяния (КР) полученных пленок интенсивная мода 145 см^{-1} (A_1) обычно наблюдается в халькопиритовых соединениях. Интенсивность пиков КР сильно зависит от морфологии поверхности и фазового состава в пленках. Наличие плечевого пика 263 см^{-1} указывает на формирование сильно искаженной структуры материала CuGaSe_2 на этой стадии селенизации. Наблюдается корреляция структурных и спектральных свойств.

Поведение температурной зависимости удельного электросопротивления указывает на полупроводниковый характер проводимости для этих соединений CuGaSe_2 , аналогично объемным образцам [2]. Все изучаемые образцы являются полупроводниками p- типа. Установлено, что эти пленки обладают фоточувствительностью. Измерения фотопроводимости проведены двухконтактным методом. Поверхность образца между контактами освещалась видимым светом, лазером с длиной волны 830 нм и ИК излучением. Эффект фотопроводимости обнаружен в области комнатных температур с изменением электропроводности на 40%.

Список литературы

1. D.W. Houck, S.V. Nandu, T. D. Siegler, et.al. CuGaSe_2 and $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Se}_2$ nanocrystals with sphalerite or wurtzite phase for optoelectronic applications//ACS Appl. Nano Mater., vol.2, pp. 4673-4680, 2019
2. M. Saad, H. Riazi, E. Bucher, et.al. CuGaSe_2 solar cells with 9.7% power conversion efficiency// Appl. Phys. A, vol. 62, pp. 181-185, 1996
3. S. Ishizuka CuGaSe_2 thin films solar cell: challenges for developing highly efficient wide-gap chalcopyrite photovoltaics//Phys. St. Sol. (a), vol. 216, pp. 1800873-9, 2019

ФОРМИРОВАНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ПОДЛОЖКАХ GaAs ОРИЕНТАЦИИ (110)

Е.Емельянов, М.А.Путято, Т. С. Шамирзаев

*Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13
E-mail: sha_tim@mail.ru*

Изучена молекулярно-лучевая эпитаксия GaAs/AlGaAs квантовых ям (КЯ) на подложках ориентации (110). Показано, что оптимизация условий эпитаксии позволяет увеличить эффективность излучательной рекомбинации в этих квантовых ямах на два порядка величины, по сравнению КЯ, выращенных на подложках (001).

Применение низкоразмерных гетероструктур – квантовых ям (КЯ) и квантовых точек (КТ) – дает возможность создания объектов с принципиально новыми свойствами, не характерными для объемных материалов. Это обусловлено существенным различием энергетического строения низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур и объемных полупроводников. В настоящее время низкоразмерные гетероструктуры на основе соединений АЗВ5 формируются, главным образом, на подложках с кристаллической ориентации (001). Между тем, дополнительные возможности по управлению энергетическим спектром КЯ и КТ и симметрией их электронных состояний открывает формирование таких структур на подложках других ориентаций, таких как (111) и (110) [1]. Однако условия эпитаксиального роста на поверхностях с этими ориентациями существенно отличаются от таковых для поверхности с ориентацией (001). Одним из основных параметров, для КЯ на основе которых построены оптоэлектронные приборы является концентрация центров безызлучательной рекомбинации, ограничивающая квантовый выход светоизлучающих приборов.

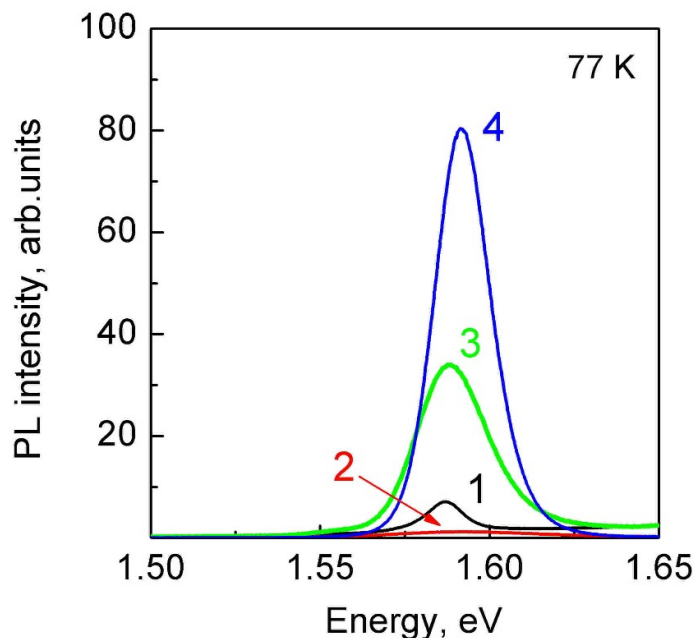


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции гетероструктур с КТ, выращенных на подложках ориентации (001) – 1 и (110) – 2, 3, 4 при различных давлениях мышьяка, $\times 10^{-6}$ Па: 1 и 2 – 2,4, 3 – 10, 4 – 40.

В данной работе приведены результаты оптимизации эпитаксиального роста гетероструктур на основе GaAs на подложках ориентации (110), для получения КЯ с низкой

концентрацией дефектов - центров безызлучательной рекомбинации. Выращивались гетероструктуры с КЯ GaAs толщиной 6 нм в матрице $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Качество структур анализировалось методом фотолюминесценции (ФЛ) при температуре жидкого азота. ФЛ возбуждалась полупроводниковым GaN лазером (3.06 эВ).

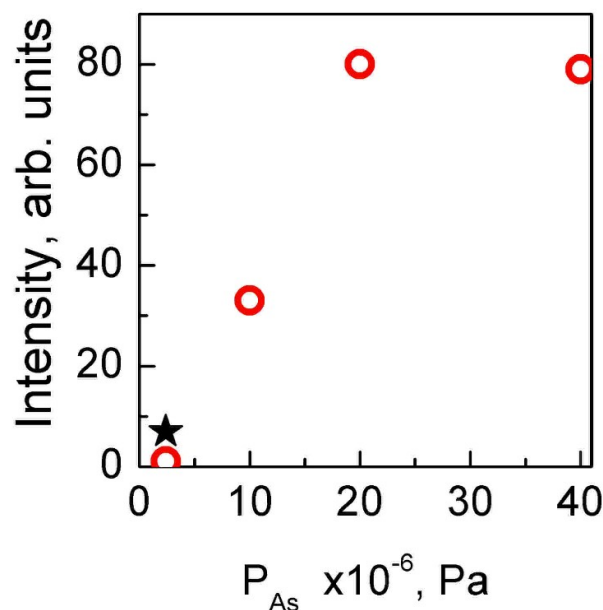


Рис. 2. Зависимость интенсивности ФЛ КЯ выращенных на подложках GaAs ориентации (110) от давления мышьяка. Для сравнения (черная звезда) приведена интенсивность ФЛ КТ выращенной при оптимальных условиях на подложке ориентации (001).

Спектры фотолюминесценции КЯ, выращенных на подложках с ориентацией (001) и (110) приведены на рис.1. Черной кривой обозначен спектр для КЯ, выращенной на подложке с ориентацией (001) при оптимальных условиях (скорость роста, определяемая потоком галлия 1 МС/с, давление мышьяка $2,4 \times 10^{-6}$ Па, температура роста $600^{\circ}C$), соответствующих максимальной эффективности ФЛ. Формирование КЯ в тех же ростовых условиях на подложках ориентации (110) приводило к уменьшению интенсивности ФЛ в 7 раз. В тоже время при сохранении скорости роста 1 МС/с и повышении давления мышьяка интенсивность ФЛ КЯ, формирующихся на подложках ориентации (110) увеличивалась и выходила на насыщение при давлениях, превышающих 2×10^{-5} Па, как это видно на рис.2. Таким образом, использование GaAs подложек ориентации (110) позволяет получать КЯ с заметно меньшей концентрацией дефектов – центров безызлучательной рекомбинации, чем на повсеместно используемых подложках ориентации (001). Мы полагаем, что причиной уменьшения концентрации дефектов, является более высокая скорость диффузии адатомов на неполярной ростовой поверхности (110). Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект № 22-12-00022

Список литературы

1. Д.С. Абрамкин, Т.С. Шамирзаев. Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой запрещенной зоной на подложках с ориентацией (110) //, ФТП том.53, 710, 2019.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ОТЖИГ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК AlSb/AlAs

Т. С. Шамирзаев

*Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13
E-mail: sha_tim@mail.ru*

Изучено влияние высокотемпературного отжига на взаимодиффузию атомов в гетероструктурах с КТ, сформированными в анионной подрешетке AlAs. Показано, что степень перемешивания Sb и As в процессе отжига структурах определяется изменением вероятности образования заряженных вакансий элементов 5 группы при изменении положения уровня Ферми.

Высокотемпературный послеростовой отжиг (ВПО) гетероструктур широко используется для конструирования твердотельных электронных приборов. В последние годы эта технология применяется для модификации энергетического спектра полупроводниковых квантовых точек (КТ). В данной работе изучено влияние высокотемпературного послеростового отжига на перемешивание материалов в нелегированных, *n*- и *p*- легированных гетероструктурах с КТ AlSb/AlAs. Структуры с AlSb/AlAs КТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали один слой КТ, между слоями AlAs толщиной 50 нм. Для защиты AlAs от окисления выращивался покровный слой GaAs толщиной 20 нм. В легированных структурах легировался (до уровня $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) буферный и покровный слой GaAs и 10 нм прилегающего к этим слоям AlAs, с тем, чтобы привязать положение уровня Ферми во всей структуре ближе к дну зоны проводимости в структурах *n*-типа (легирование кремнием) и к потолку валентной зоны в структурах *p*-типа (легирование бериллием). Для предотвращения возгонки As с поверхности структур при высоких температурах отжига, структуры покрывались защитным слоем SiO₂ толщиной 150 нм. Отжиг проводился в потоке H₂ в течение 10 минут в диапазоне температур 600–850 °С. Степень перемешивания анализировалась по сдвигу положения связанной с рекомбинацией экситонов полосы в спектрах ФЛ структур, измеренных при температуре жидкого азота. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась полупроводниковым GaN лазером (3.06 эВ).

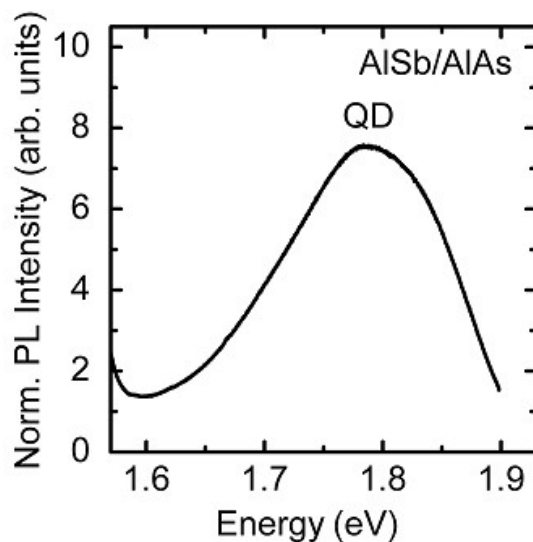


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции AlSb/AlAs гетероструктур с КТ

Типичные спектры ФЛ нелегированных AlSb/AlAs гетероструктур с КТ показаны на рис. 1. Широкая полоса, обозначенная на рисунке как QD, обусловлена рекомбина-

цией экситонов в ансамбле КТ. Спектры легированных гетероструктур имеют аналогичную форму. Отжиг при температуре 550 °С, никак не влиял на спектры ФЛ всех исследованных структур. При дальнейшем повышении температуры отжига полоса QD начинает смещаться в высокоэнергетическую область спектра. Зависимости положения максимума полос ФЛ от температуры отжига для гетероструктур с нелегированными и легированными КТ показаны на рис.2. Видно, что температура ВПО, соответствующая началу смещения полосы QD зависит от типа и характера легирования структуры. Величина сдвига энергии при одинаковых условиях отжига является наименьшей в нелегированных структурах (сдвиг отсутствует), увеличивается для нелегированного образца, и становится наибольшей для р-легированного образца.

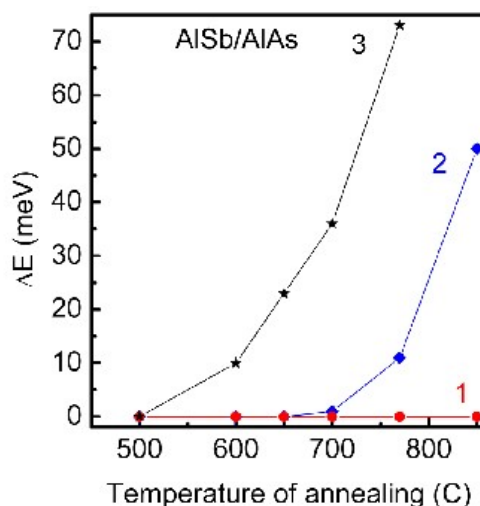


Рис. 2. Зависимости положения максимума полосы QD от температуры отжига (1) n-типа, (2) нелегированная, (3) p-типа для гетероструктур с AlSb/AlAs КТ.

Для объяснения зависимости степени перемешивания в гетероструктурах с КТ от характера легирования при фиксированных температуре и времени отжига мы предлагаем следующую модель. Перемешивание материалов идет посредством образования вакансий в мышьяковой подрешетке AlAs. Известно, что в материалах АЗВ5 вакансии образуются как заряженные дефекты: положительно заряженные для анионных вакансий, и отрицательно заряженные для катионных вакансий [1]. Таким образом, имеет место обмен заряда между электронной подсистемой кристалла вакансией, при её образовании, поэтому вероятность образования вакансий зависит от энергии Ферми. Действительно, в выражение для энергии формирования заряженной вакансии входит разность между положением уровня Ферми и уровня энергии вакансии [1]. Анионные вакансии, которые являются донорами, имеют уровень энергии вблизи дна зоны проводимости. Следовательно, сдвиг положения уровня Ферми в направлении зоны проводимости при легировании структуры кремнием приводит к уменьшению концентрации анионных вакансий и наоборот сдвиг положения уровня Ферми в направлении валентной зоны при легировании бериллием приводит к росту концентрации этих вакансий.

Таким образом, предложенная модель прекрасно описывает результаты эксперимента – изменение степени перемешивания материалов, приводящее к высокоэнергетическому сдвигу полосы ФЛ хорошо согласуется с ожидаемым изменением концентрации положительно заряженных вакансий As при смещении уровня Ферми. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ проект № 22-12-00022

Список литературы

1. C. Freysoldt, B. Grabowski, T.Hickel, et al. First-principles calculations for point defects in solids //, Review of Modern Physics vol.86, 253, 2014.

ДОПИРОВАННЫЕ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ ПОЛИМЕРНЫЕ ПЛЕНКИ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЕЙ

Н. В. Слюсаренко*, Д. О. Кузнецова, Е. А. Слюсарева

Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, Красноярск, пр. Свободный, д. 79
*E-mail: sci_box@mail.ru

Подстройка длины волны излучения флуорофоров важна как для технических, так и для медицинских задач. В данной работе осуществлена перестройка длины волны излучения в результате реализации механизма диполь-дипольного взаимодействия в системе донор-акцептор. В качестве доноров энергии были использованы коллоидные квантовые точки CdTe, в качестве акцепторов энергии были подобраны красители родамин В и розовый бенгальский, которые удовлетворяли спектральным параметрам для реализации переноса энергии. Матрицей, обеспечивающей высокую локальную концентрацию ($\sim 10^{-3}$ М) люминофоров, служила фотографическая желатина. С использованием теории Фёрстера были оценены константы переноса энергии, а также эффективность переноса, которая превышала 80%. Для анализа эффективности спектральной перестройки фотолюминесценции оценивали параметр «центра тяжести спектра». Было показано, что подбором концентрации перестройка длины волны излучения может быть осуществлена в диапазоне 30-50 нм.

Подстройка длины волны излучения флуорофоров особенно важна для создания оптоэлектронных устройств, солнечных ячеек, диодов, дисплеев, лазеров, фотокатализа, а также для фотолитографии [1,2]. Для данных задач применение коллоидных квантовых весьма привлекательно, так как для них характерна возможность управления длиной волны излучения посредством изменения размеров самой квантовой точки. Существует дополнительный способ осуществить подстройку длины волны излучения через диполь-дипольное взаимодействие в системе донор-акцептор [3]. В литературе его также называют фёрстеровским переносом энергии или безызлучательным переносом энергии электронного возбуждения [4]. Эффективность переноса энергии зависит от перекрытия спектров испускания донора и поглощения акцептора, относительной ориентации дипольных моментов переходов и расстояния между флуорофорами. Для реализации данного механизма необходим тщательный подбор донорно-акцепторной пары и матрицы, обеспечивающие данный набор условий.

Целью работы было создание системы с переносом энергии для перестройки длины волны фотолюминесценции. В качестве донора энергии были выбраны коллоидные квантовые точки CdTe (CdTe QDs) с длинами волн испускания 530 и 550 нм. Для квантовых точек были подобраны акцепторы энергии красители родамин В (RhB) и розовый бенгальский (RB). Матрицей, для достижения необходимой локальной концентрации для реализации переноса энергии, являлась фотографическая желатина типа В. Пленки изготавливались из 1 вес. % раствора желатины с различным соотношением донорно-акцепторной пары флуорофоров, высушенными при комнатной температуре на стеклянных подложках. Спектры поглощения и фотолюминесценции донорно-акцепторных пар в желатиновой пленке показаны на рис. 1.

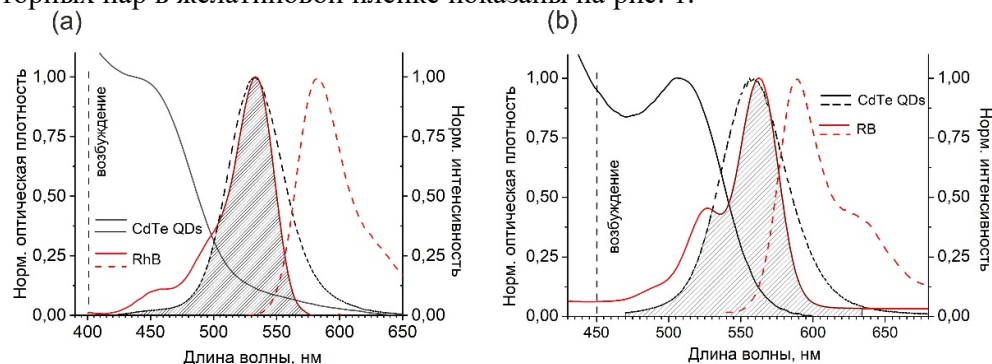


Рис. 1. Спектры поглощения и фотолюминесценции донорно-акцепторной пары в желатиновой пленке (а) CdTe (530)-RhB, (б) CdTe (550)-RB.

Используя теорию Фёрстера [4] были оценены интеграл перекрытия и радиус Фёрстера (расстояние между флуорофорами, на котором эффективность переноса энергии равна 50%). Механизм переноса энергии был подтверждён экспериментально зафиксированным тушением и уменьшением времен жизни ФЛ доноров. Тушение фотолюминесценции контролировали в максимуме спектра ФЛ донора. Эффективность переноса энергии достигала 80 % в обоих случаях.

Для контроля перестройки длины волны был оценен параметр «центр тяжести спектра», который учитывает изменение положение максимума и формы контура ФЛ, результаты показаны на рис. 2. Изменение центра тяжести спектра для донорно-акцепторных пар CdTe (530)-RhB и CdTe (550)-RB составило ~ 50 нм и 30 нм соответственно. Эффективность переноса энергии в обоих случаях достигала 80%.

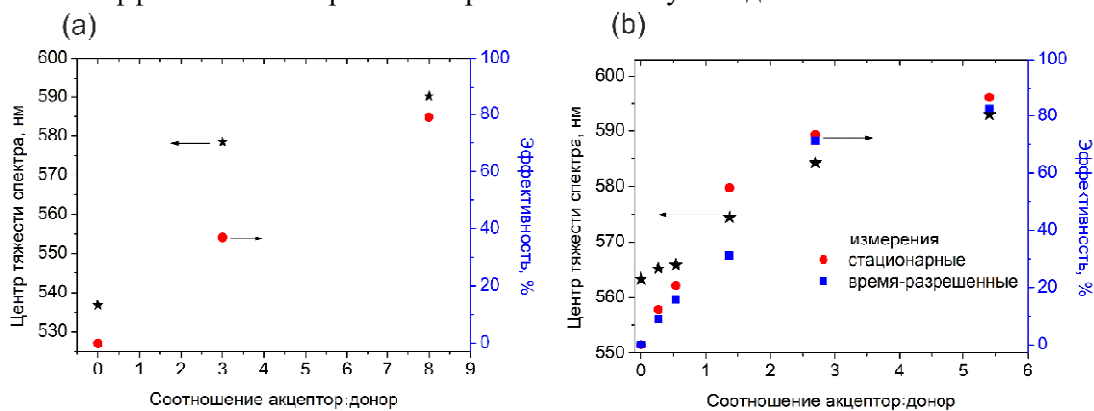


Рис. 2. Изменение центра тяжести спектра и эффективность переноса энергии для различного соотношения донорно-акцепторной пары в полимерной пленке (а) CdTe (530)-RhB, (б) CdTe (550)-RB.

Таким образом путем подбора и варьирования соотношения флуорофоров возможна перестройка длины волны ФЛ, что может быть использовано для широкого круга задач.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант МК-995.2022.1.2).

Список литературы

1. L. Wu, C. Huang, B. P. Emery, et al. Förster resonance energy transfer (FRET)-based small-molecule sensors and imaging agents // *Chem Soc Rev*, vol. 49, pp. 5110-5139, 2020.
2. Y. Shu, X. Lin, H. Qin, et al. Quantum dots for display applications // *Angew Chem Int Ed Engl*, vol. 59, pp. 22312-22323, 2020.
3. G. Devatha, A. Rao, S. Roy, P.P. Pillai. Förster Resonance Energy Transfer regulated multicolor photopatterning from single quantum dot nanohybrid films // *ACS Energy Lett*, vol. 4, pp. 1710-1716.
4. T. Förster. Transfer mechanisms of electronic excitation energy // *Radiat Res Suppl*, vol. 2, pp. 326-339, 1960.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ ИНДОЛО[3,2-*b*]КАРБАЗОЛА КВАНТОВОХИМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Ф.Н. Томилин^{1,2}, И.А. Щугорева¹, А.В. Рогова¹, Р.Ю. Смыслов³

¹*Сибирский федеральный университет 660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79
felixnt@gmail.com*

²*Институт физики им. Киренского, Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный
центр СО РАН», 660036, Россия, Красноярск, Академгородок 50/38*

³*Институт высокомолекулярных соединений РАН, 199004, г. Санкт-Петербург, Большой пр., В.О., 31*

Фотофизические свойства различных органических светоизлучающих диодов на основе малых молекул, например на основе индоло[3,2-*b*]карбазола и сопряжённых полимеров в настоящее время не до конца изучены. Это стимулирует интерес к дальнейшим исследованиям их свойств в различных средах как экспериментальными, так и теоретическими методами. В рамках теории функционала плотности с помощью функционала ВЗЛР с учётом растворителя была получена геометрия индоло[3,2-*b*]карбазола в основном и возбуждённом состояниях и рассчитаны электронные спектры. Спрогнозированы положения пиков флуоресценции для разных форм индоло[3,2-*b*]карбазола.

Органические светоизлучающие диоды (ОСИД) на основе малых молекул и сопряжённых полимеров привлекают внимание в качестве активных материалов в электронных устройствах, таких как полевые транзисторы, фотогальванические клетки. Органические фотоактивные и электроактивные материалы имеют хорошие механические свойства, низкую стоимость обработки и настраиваемые электрические и оптические свойства посредством структурных модификаций. В качестве таких излучающих и способных к переносу дырок материалов изучались производные карбазола. Индоло[3,2-*b*]карбазол, как аналог карбазола, также использовался для синтеза материалов для ОСИД. По сравнению с карбазолом индоло[3,2-*b*]карбазол имеет более плоскую и более жёсткую сопряжённую структуру, что способствует повышению люминесцентной эффективности. Поэтому предполагается, что индоло[3,2-*b*]карбазол должен быть более подходящим в качестве конструкции люминесцентных материалов, чем карбазол. Основным недостатком индоло[3,2-*b*]карбазола является его низкая растворимость, что препятствует получению его производных. Исходя из этого получают сополимеры на основе индоло[3,2-*b*]карбазола и полиэтиленгликолей, которые обладают лучшей растворимостью, но при этом сохраняют люминесцентные свойства. Для изучения их оптических свойств для понимания природы процессов, происходящих в возбуждённом состоянии, возможно применение квантовохимических расчётов. Расчёт атомной и электронной структуры молекул проводился в рамках теории функционала плотности с помощью функционала ВЗЛР. Была проведена оптимизация геометрий в основном состоянии для малых органических молекул, рассчитаны спектры поглощения с помощью процедуры Time-Dependent с учётом растворителя. Для получения длины волны испускания проводили оптимизацию геометрии всех форм в возбуждённом состоянии с учётом неравновесной модели растворителя, таким образом получали структуры во флуоресцентном состоянии, далее для данной геометрии рассчитывали длину волны излучения. Все расчёты проводились в программе GAMESS. Теоретически определены максимумы спектров испускания для известных форм. Результаты, полученные в ходе расчётов, согласуются с экспериментальными данными. После верификации методов и молекулярных структур произведено теоретическое моделирование новых моделей органических красителей. Даны прогнозы для синтеза новых форм.

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОВОДЯЩИХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ КАНТИЛЕВЕРОВ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ С АТОМНО-СЛОЕВОГО ОСАЖДЕНИЯ

С.Ю. Краснобородько^{1,2*}, Ю.Е. Высоких^{1,2}, С. С. Петров¹

¹ООО «ИНМИКРО»

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
124498, Россия, Москва, Зеленоград, Площадь Шокина, дом 1
*E-mail: sergkrasnoborodko@gmail.com

²Научно технологический центр уникального приборостроения РАН,
Москва, ул Бутлерова, 14, 117342

В настоящее время атомно-силовая микроскопия (АСМ) получила серьезное распространение для исследований широкого круга объектов в том числе их топографии, локальных магнитных, электрических свойств. Чувствительным элементом АСМ является специальный зонд (кантилевер), он также является расходным материалом, поскольку в ходе эксплуатации необратимо теряет свои основные свойства. Использование кантилеверов с проводящим функциональным покрытием позволяет реализовывать электрофизические методики в АСМ, такие как электро-силовую микроскопию, метод зонда Кельвина, магнитно-силовую микроскопию, распределение сопротивления растекания и др. Качество напыленного покрытия, его структура и электромагнитные свойства определяют качество и релевантность исследований проводимых атомно-силовой микроскопией. Авторы исследуют технологии осаждения таких покрытий, позволяющие получить долговечные кантилеверы с минимальным радиусом закругления и высокими функциональными характеристиками.

Одним из перспективных покрытий для кантилеверов атомно-силовой микроскопии является нитрид титана TiN долговечным, коррозионно-стойким, имеет хорошую проводимость. Нитрид титана хорошо известен своими превосходными химическими, физическими, механическими и электрическими свойствами: высокая твердость, химическая стабильность, высокая теплопроводность и низкое электрическое сопротивление.

Технология атомно-слоевого осаждения основана на получении сверхтонких пленок последовательным осаждением реагентов из газовой фазы в циклическом процессе. В данной технологии достигается предельная точность контроля толщины пленки (до долей монослоя). Другие методы осаждения тонких пленок (PVD и CVD) не обладают подобной точностью контроля роста. Перед осаждением пленки TiN выполняется промывка газовых линий источников прекурсоров газом-носителем N₂ и пассивация камеры путем нанесения на стенки реактора TiAlCN с целью удаления излишков влаги и кислорода. Для пассивации использовался набор прекурсоров: TiCl₄ – жидкость, Al(CH₃)₃ – жидкость, сокращенно ТМА, NH₃ – газ.

Были сформированы покрытия различной толщины, от 20 до 60 нм. Для исследования полученных пленок проведено измерение толщины с помощью эллипсометра, измерение поверхностного и удельного сопротивления пленок четырехзондовым методом, энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия для анализа состава, а также контроль с использованием растровой электронной микроскопии. Апробация образцов кантилеверов с проводящим функциональным покрытием из нитрида титана проводилась на атомно-силовом микроскопе, что позволило определить радиус закругления на тестовых образцах, а также проводимость и ВАХ.

Секция 2

КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА и НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

ОПТИЧЕСКАЯ И МИКРОВОЛНОВАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ФОТОННОМ ЭХЕ: НОВЫЕ ПОДХОДЫ И ПОСЛЕДНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С. А. Моисеев

¹*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева,
Казанский квантовый центр 420111 г. Казань, ул. К. Маркса, д. 10
E-mail: samoi@yandex.ru

Изучаются различные схемы реализации резонаторной квантовой памяти, их возможности в достижении высокой эффективности сохранения сигнальных световых/микроволновых полей. Обсуждаются экспериментальные результаты, полученные на пути реализации такой квантовой памяти при использовании отдельных атомов, кристаллов с редкоземельными ионами и системы высокодобротных резонаторов в качестве носителей квантовой информации.

Создание квантовой памяти имеет большое значение для ряда оптических квантовых технологий и квантового компьютера на сверхпроводящих кубитах. Полученные в последние годы экспериментальные результаты вселяют надежды на разработку компактных схем квантовой памяти на чипе, основанных на использовании волноводно-резонаторных систем. Эти надежды основаны на том, что резонаторы позволяют усилить взаимодействие оптических и микроволновых фотонов с долгоживущими носителями квантовой информации, открывая новые возможности для когерентного контроля фотонных кубитов. Среди резонаторных схем большое внимание уделяется разработке квантовой памяти, основанной на использовании эффекта фотонного/спинового эха, который дает возможность запоминать большое число временных мод в ячейке квантовой памяти. В настоящей работе изучаются возможности реализации такой памяти.

Базовый подход протоколов резонаторной квантовой памяти основан на согласовании импедансов носителей информации и резонатора [1,2], благодаря чему высокодобротные резонаторы позволяют значительно уменьшить число рабочих атомов-носителей квантовой информации [3], сохранять сигнальные импульсы произвольной временной формы, а также значительно увеличивать эффективность самой памяти [4-7] и т. д. Мы также показываем, что высокодобротные резонаторы дают возможности различным образом организовывать взаимодействие сигнального излучения с атомами, управлять извне квантовой когерентностью атомов в процессе сохранения и извлечения записанной квантовой информации, а также обеспечивать различные схемы соединения резонаторной квантовой памяти с внешними волноводами, стационарными кубитами.

Дополнительные возможности квантовой памяти возникают при использовании системы связанных высокодобротных оптических или микроволновых резонаторов [8-10], которая даже в отсутствие атомов может использоваться в качестве квантовой памяти, как это было продемонстрировано для микроволновых фотонов на системе сверхпроводящих резонаторов [10]. Мы обнаружили, что в отличие от однорезонаторной квантовой памяти [11] система резонаторов может обеспечивать сохранение широкополосных микроволновых импульсов произвольной временной формы и рекордные значения эффективности. Высокая эффективность достигается благодаря сохранению сигнальных импульсов с длительностью много меньше времени жизни фотонов в высокодобротных резонаторах. При этом квантовое состояние сигнального импульса сохраняется на всей совокупности резонаторов в течение заданного интервала времени, когда система резонаторов имеет периодическую структуру резонансных линий, обеспечивающую широкий спектральный диапазон памяти. Среди возможных схем с практической точки зрения представляет большой интерес схема, где система резонаторов соединена с общим резонатором, связь которого с внешним волноводом может регулироваться, используя лишь один переключатель. В этом случае в отличие от однорезонаторной квантовой памяти [11], становится возможным отключение общего резонатора от

внешнего волновода без существенного воздействия на сигнальное излучение и без внесения квантовых шумов [12].

Время жизни многорезонаторной квантовой памяти определяется добротностью резонаторов и пока остается ограниченным, хотя и может достигать до секунд при использовании объемных сверхпроводящих резонаторов. Дальнейшее значительное увеличение времени жизни такой квантовой памяти потребует использования долгоживущих носителей, например, редкоземельных ионов, время жизни спиновой когерентности которых может достигать минут и часов [13]. Мы показываем возможность использования оптической многорезонаторной системы для переноса сигнальных фотонов на систему из нескольких долгоживущих атомов, расположенных по одиночке в каждом резонаторе [14]. Обсуждаются возможные экспериментальные схемы такой долгоживущей квантовой памяти.

Исследование проведено при финансовой поддержке Минобрнауки России Рег. номер НИОКТР 121020400113-1.

Список литературы

1. S.A.Moiseev, S.N.Andrianov, and F.F.Gubaidullin. Efficient multi-mode quantum memory based on photon echo in optimal QED cavity // *Phys. Rev. A*. vol. 82, 022311, 2010.
2. M. Afzelius, and C. Simon, Impedance-matched cavity quantum memory// *Phys. Rev. A*. vol. 82, 022310, 2010.
3. E. S. Moiseev, A.Tashchilina, S. A. Moiseev, B.C. Sanders. Broadband quantum memory in a cavity via zero spectral dispersion. // *New Journal of Physics*, vol. **23**, 063071, 2021.
- 4 M. Sabooni, Q. Li, S. Kröll, and L. Rippe, Efficient Quantum Memory using a Weakly Absorbing Sample, // *Phys. Rev. Lett.* vol. **110**, 133604 (2013).
5. P. Jobez, I. Usmani, N. Timoney, C. Laplane, N. Gisin, and M. Afzelius, Cavity-enhanced storage in an optical spin-wave memory // *New J. Phys.* vol. **16**, 083005 (2014).
6. R. A. Akhmedzhanov, L. A. Gushchin, A. A. Kalachev, N. A. Nizov, V. A. Nizov, D. A. Sobgayda, and I. V. Zelensky, Cavity assisted atomic frequency comb memory in an isotopically pure $^{143}\text{Nd}^{3+} : \text{YLiF}_4$ crystal, // *Laser Phys. Lett.* vol. **13**, 115203 (2016).
7. M.M. Minnegaliev, K.I. Gerasimov, R.V. Urmanceev, A.M. Zheltikov, and S.A. Moiseev. Linear Stark effect in $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Tm}^{3+}$ crystal and its application in addressable quantum memory. // *Phys.Rev.B* vol. 103, 174110, 2021.
8. S.A. Moiseev, K. I. Gerasimov, R.R. Latypov, N. S. Perminov, K.V. Petrovnin, and O.N. Sherstyukov, Broadband multiresonator quantum memory-interface. // *Scientific Reports* 8, 1 (2018).
9. E. S. Moiseev and S.A. Moiseev, All-optical photon echo on a chip // *Laser Phys. Lett.* 14, 015202 (2017).
10. Z. Bao, Z. Wang, Y. Wu, Y. Li, C. Ma, Y. Song, H. Zhang and L. Duan. On-Demand Storage and Retrieval of Microwave Photons Using a Superconducting Multiresonator Quantum Memory // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 127(1), 010503, 2021.
11. E. Flurin, N. Roch, J. D. Pillet, F. Mallet and B. Huard. Superconducting Quantum Node for Entanglement and Storage of Microwave Radiation // *Phys. Rev. Lett.* vol. 114(9) 090503 2015.
12. С. А. Моисеев, Н. С. Перминов Многорезонаторная квантовая память с переключателем. // *Письма в ЖЭТФ*, том 111, вып.9, сс.602–607, 2020.
13. M. Zhong, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, J. G. Bartholomew, S. E. Beavan, S. M. Wittig, J. J. Longdell, and M. J. Sellars, Optically addressable nuclear spins in a solid with a six-hour coherence time, // *Nature (London)* vol. **517**, 177 (2015).
14. С. А. Моисеев, Н. С. Перминов, А. М. Желтиков Многорезонаторная квантовая память с одиночными атомами. // *Письма в ЖЭТФ*, том 115, вып. 6, с. 353–359, 2022.

ФАНТОМНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ

А.С. Чиркин

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

*E-mail: aschirkin@physics.msu.ru

Доклад посвящён одному из направлений фантомной оптики, связанному с визуализацией поляризационных свойств объекта, когда освещающее объект излучение регистрируется не обладающим пространственным разрешением детектором.

Фантомная поляриметрия является одним из направлений фантомной оптики, которая интенсивно и экстенсивно развивается в последние десятилетия, охватывая диапазоны от терагерцового до рентгеновского. В основе фантомной оптики, в отличие от традиционной оптики, лежит измерение корреляционных функций интенсивности. Для фантомной визуализации используют как классические, так и квантовые световые поля. Фантомная поляриметрия имеет дело с измерением поляризационных свойств объекта. Освещающий объект пучок не даёт при этом информацию о поляризационных свойствах объекта, поскольку излучение регистрируется интегральным детектором. Второй, вспомогательный световой пучок, который коррелирует с освещающим объект пучком, не взаимодействует с объектом. Тем не менее измерение взаимной корреляции интенсивностей между объектным пучком и вспомогательным пучком позволяет восстановить двумерную картину поляризационных свойств объекта. При использовании так называемых вычислительных фантомных изображений канал второго пучка является виртуальным. При этом его можно моделировать как на другой частоте, нежели частота излучения, освещающего объект, так и моделировать в нем наличие виртуальной линзы.

ГЕНЕРАЦИЯ ТГЦ ВОЛН В ЖИДКОСТЯХ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЫ

А. Н. Цыпкин^{1*}, А. О. Исмагилов¹

¹Университет ИТМО

199034, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Кадетская лин., д. 3/2

*E-mail: tsypkinan@mail.ru

В работе представлены результаты измерений генерации терагерцового излучения и исследования свойств плазмообразования в плоскопараллельных струях жидкостей при возбуждении фемтосекундным высокоинтенсивным излучением. Продемонстрированы и проанализированы закономерности для изопропила, альфа-пинена, этанола и воды. Показано, что эффекты плазмообразования являются основополагающими в случае генерации терагерцового излучения при филаментации в жидкостях. Определены основные закономерности эффективности генерации относительно свойств жидкости и параметров лазерного излучения накачки. В результате достигнута максимальная эффективность оптико-терагерцового преобразования для струи альфа-пинена 0,1 %. Данные результаты позволяют говорить о практическом применении данного метода для генерации высокоомощного импульсного терагерцового излучения.

Струи жидкостей и газов имеют большое практическое значение для различных приложений. Ранее они использовались для создания сверхкоротких лазерных систем. В настоящее время они широко используются в системах генерации рентгеновского и терагерцового излучения [1], а также в системах спектроскопии лазерного пробоя (LIBS) [2]. Они уникальны тем, что в отличие от стационарных систем (кюветы, пленки на поверхности) струи постоянно обновляют пропускающий материал. В современных работах по изучению генерации различного излучения в струях обычно используется явление плазмообразования. Именно в этом случае при возбуждении импульсным излучением происходит генерация в широком диапазоне частот.

В случае использования струй жидкостей эффекты связанные с плазмообразованием и оптическим пробоем в таких средах теоретически и экспериментально анализируются в различных работах в связи с активным использованием эффектов в различных приложениях. Плазмообразование в жидкостях происходит при интенсивностях меньших, чем в газах, и составляют порядка 10^{12} Вт/см². Также принято различать условия образования плазмы, которые определяются интенсивностью излучения накачки. В зависимости от интенсивности излучения накачки плазменные источники используются как в качестве источников ТГц излучения (интенсивность порядка 10^{13} Вт/см²), так и для ускорения заряженных частиц (10^{18} Вт/см²).

В представленной работе показана взаимосвязь эффекта плазмообразования и генерации ТГц излучения при филаментации в плоских струях жидкостей. Первая часть исследования связана с тем, что в [1] при изучении генерации ТГц излучения носит явно вырожденный характер по отношению к геометрическому положению струи относительно излучения накачки. Образование плазмы и генерация ТГц излучения имеют ярко выраженную корреляцию. Нами проведены экспериментальные исследования плазмообразования и генерации ТГц излучения в изопропиле, альфа-пинене, этаноле и воде, основанных на динамике отражения третьей гармоники от наведенной плазмы в струе жидкости. Данные результаты отвечают на некоторые оставшиеся без ответа вопросы других научных групп и позволяют более основательно подойти к использованию струй в различных приложениях.

Определение закономерностей генерации ТГц излучения в плоских струях жидкостей проводилось с использованием экспериментальной установки, приведенной в работе [3]. В качестве источника излучения накачки использовалась лазерная фемтосекундная система с параметрами: длительность импульса 200 фс, энергия в импульсе от 0,3 до 2,0 мДж, центральная длина волны излучения 790 нм. Плоскопараллельная струя жидкости была толщиной 100 мкм и была закреплена на поворотную подвижку, что позволяет производить изменение угла поворота плоскости струи относительно излучения накачки. Изменение угла происходит в пределах от 20 до 70 градусов. Фокусирование излучения накачки происходит с помощью параболического зеркала с фокусным расстоянием 5 см.

Регистрация ТГц излучения производилась с использованием стандартной электрооптической (ЭО) системы. В качестве ЭО кристалла был использован кристалл ZnTe толщиной 1 мм, позволяющий измерять широкополосное ТГц излучение до 3 ТГц.

В свою очередь для исследования наведенной плазмы в струях жидкостей была собрана экспериментальная установка, основанная на методе работы [4]. В данном случае в качестве излучения накачки используется та же фемтосекундная лазерная система, что и в экспериментах выше. Единственным изменением является то, что система фокусировки получает на вход два фемтосекундных импульса, с возможностью изменять временную задержку между ними. Суть метода заключается в том, что первый импульс, формируя плазму, создает условия для отражения от нее следующего импульса. Когда плазменная частота сравнима с излучением накачки, излучение накачки начинает отражаться. Данный факт позволяет производить измерения динамики отраженного излучения с точностью до десятков фемтосекунд с помощью зондирующего метода накачки. Второй импульс, сдвинутый на время задержки, Δt , выступает в качестве пробного. Более того, второй импульс, еще до сближения с плазмой, образовавшейся в струе, сам из-за высокой интенсивности генерирует третью гармонику. В этом случае можно наблюдать динамику отражения третьей гармоники от плазмы, образованной первым импульсом в струе жидкости.

Ниже представлен типичный результат эксперимента зависимости эффективности генерации ТГц излучения и зависимости отраженной третьей гармоники от наведенной плазмы в струе жидкости от угла поворота нормали плоскости струи относительно излучения накачки (рис. 1).

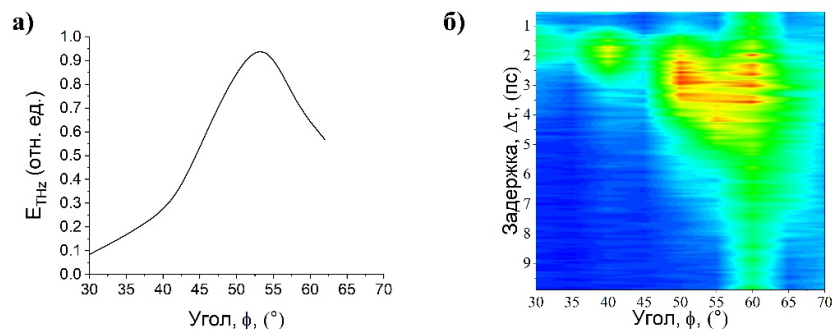


Рис. 1. Результат эксперимента зависимости эффективности генерации ТГц излучения (а) и зависимости отраженной третьей гармоники от наведенной плазмы (б) в струе жидкости от угла поворота нормали плоскости струи относительно излучения накачки

Из рисунка видно, что между свойствами плазмообразования и эффективностью генерации ТГц излучения есть прямая связь. Это еще раз подтверждает предположения о прямой зависимости эффективности генерации ТГц излучения и плотности плазмы при филаментации в струях жидкостей. Дополнительно в докладе будут представлены закономерности эффективности оптико-ТГц преобразования от длительности и энергии излучения накачки. Продемонстрированы результаты теоретического обоснования генерации ТГц излучения при фемтосекундном возбуждении струй жидкостей и выявлены закономерности такого результата.

Список литературы

1. E. Yiwen et al. Terahertz wave generation from liquid water films via laser-induced breakdown //Appl. Phys. Lett., vol. 113 (18), pp. 181103, 2018.
2. K. Chaudhary et al. Laser-induced plasma and its applications //Plasma science and technology-progress in physical states and chemical reactions, pp. 259-291, 2016.
3. A. N. Тсупкин et al. Flat liquid jet as a highly efficient source of terahertz radiation //Optics Express, vol. 27(11), pp. 15485-15494, 2019.
4. E. Ponomareva et al. Plasma reflectivity behavior under strong subpicosecond excitation of liquids //APL Photonics, vol. 6(12), p. 126101, 2021.

ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ХАРАКТЕРЫ ТРАЕКТОРИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ

В.П. Дресвянский*, С.А. Зилов, Е.Ф. Мартынович

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН
664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Лермонтова, 130а*

*E-mail: nadvp@listl.ru

В работе на основе динамических моделей и характеров траекторий интенсивности фотолюминесценции одиночных центров окраски предложен новый метод лазерной сканирующей конфокальной люминесцентной микроскопии одиночных квантовых систем, находящихся в кристаллической матрице

Центры окраски в различных кристаллах широко используются в качестве рабочих центров детекторов гамма-излучения, трековых детекторов заряженных частиц и смешанных полей ядерных излучений, оптических носителей визуальной и цифровой информации, лазерных сред и пассивных лазерных затворов, тонкопленочных запоминающих люминесцентных экранов для визуализации и оцифровки рентгеновских микроизображений. Развитие новых принципов спектроскопического различения радиационных дефектов, дополняющих традиционные спектрально-кинетические методы, использование новых спектроскопических характеристик, является актуальным. Это особенно подчеркивается практическим значением радиационных дефектов, включая центры окраски, как модельных квантовых систем в различных фундаментальных исследованиях, которые можно искусственно создавать в конденсированных средах действием жесткой радиации или лазерного излучения.

Целью представленных исследований является изучение возможностей спектроскопического различения отдельных типов люминесцирующих дефектов, создаваемых радиацией в конденсированных средах, на основе сопоставления обобщенных численных характеристик квантовых траекторий интенсивности фотолюминесценции, которые измеряются методами конфокальной сканирующей люминесцентной микроскопии на единичных дефектах в режиме пространственно-селективного время-коррелированного счета одиночных фотонов.

В работе экспериментально подтверждена возможность реализации и эффективность метода лазерной конфокальной сканирующей люминесцентной спектроскопии одиночных радиационных дефектов по характеристикам их фотолюминесцентных траекторий. Построены динамические модели F_2 и F_3^+ – центров в кристаллах фторида лития. На основе математического аппарата для флуоресценции одиночных молекул, в частности уравнений для *on* – и *off* – интервалов для молекулы с триплетным уровнем, авторами было введено дополнительное уравнение, описывающее переориентацию центра окраски. Полученные в результате расчета квантовые траектории одиночных F_2 и F_3^+ -центров окраски хорошо согласуются с экспериментальными.

Предложен новый метод лазерной сканирующей конфокальной люминесцентной микроскопии одиночных квантовых систем, находящихся в кристаллической матрице, основанный на анализе соотношения интенсивностей поляризованных квантовых траекторий (зависимостей от времени числа зарегистрированных фотонов с вертикальной и горизонтальной поляризациями за фиксированное время регистрации). Разработаны математический аппарат и алгоритмы для анализа поляризованных квантовых траекторий, сформированы таблицы характеров квантовых траекторий для всех возможных типов одиночных центров окраски (квантовых систем) в кубическом кристалле.

Работа выполнена в рамках Плана фундаментальных исследований РАН на период до 2025 г., проект № 0243-2021-0004.

ВИХРЕВЫЕ И ОПТОТЕРМИЧЕСКИЕ ЛОВУШКИ ДЛЯ МАНИПУЛЯЦИИ МИКРОСКОПИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

С. П. Котова*, А. В. Коробцов, Н. Н. Лосевский, А. М. Майорова, С. А. Самагин

*Самарский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221*

*E-mail: kotova@fian.smr.ru

Представлены результаты исследований по формированию вихревых оптических и оптотермических ловушек. Рассмотрены вопросы динамического управления пространственной структурой ловушек. Продемонстрированы результаты экспериментов по манипуляции микроскопическими объектами.

Методы лазерной манипуляции микроскопическими и наноразмерными объектами представляют большой интерес для биологии, медицины, микромеханических технологий и продолжают интенсивно развиваться. В докладе рассмотрены оптические ловушки с вихревой компонентой, а также оптотермические.

Наличие вихревой компоненты (ненулевого орбитального углового момента) светового поля позволяет реализовать перемещение микроскопических объектов по заданным светом траекториям, накладывать неоднородные деформации на объекты, приводить к вращению ансамбли микрообъектов. Кольцеобразные вихревые ловушки были реализованы с помощью спиральных фазовых пластин или вихревых аксионов. Для формирования ловушек в виде заданной кривой (треугольник, квадрат, спираль Архимеда и др) использовалась оптика спиральных пучков света [1]. Динамическое управление параметрами ловушек осуществлялось с помощью коммерчески доступных многоэлементных жидкокристаллических пространственных модуляторов света HOLOEYE. В ряде экспериментов применялись созданные в СФ ФИАН жидкокристаллические фокусаторы. Для генерации аксиально симметричных вихревых полей с топологическим зарядом от 1 до 4 нами специально разработана секторная спиральная пластина на основе спиральной наноструктуры жидкокристаллического сегнетоэлектрика, позволяющая обеспечить частоту переключения выше 2 кГц [2].

Оптотермические ловушки привлекательны тем, что за счет конвекционных потоков жидкости, вызываемых нагревом, гораздо быстрее можно перенести объекты в область манипулирования с относительно больших расстояний. Это позволяет использовать гораздо меньшие мощности лазерного излучения по сравнению с оптической ловушкой, увеличить диапазон размеров захватываемых объектов, расширить функциональность при работе с поглощающими объектами. Нами рассмотрены несколько типов оптотермических ловушек. Это точечная и кольцевая ловушки, в них используется поглощающий светофильтр на дне кюветы. В составной оптотермической ловушке конвекционная и оптическая составляющая разделены за счет использования двух лазеров на разных длинах волн.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты № 20-02-00671 и № 19-52-06005 МНТИ_a).

Список литературы

1. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. Современная оптика гауссовых пучков, М.:Физматлит, 184 с., 2010.

2. S. Kotova, E. Pozhidaev, S. Samagin et al. Ferroelectric liquid crystal with sub-wavelength helix pitch as an electro-optical medium for high-speed phase spatial light modulators // Optics and Laser Technology, vol. 135. P. 106711, 2021

ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ЗАРЯД И ОРБИТАЛЬНЫЙ УГЛОВОЙ МОМЕНТ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ФАЗОВЫМИ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ СИНГУЛЯРНОСТЯМИ

А. А. Ковалёв^{1,2*}, В. В. Котляр^{1,2}

¹ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
443001, Российская Федерация, Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151

*E-mail: alanko.ipsi@mail.ru

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34

Рассмотрены некоторые виды световых полей с поляризационными сингулярностями. Для всех этих полей установлены индексы поляризационных сингулярностей с помощью единого подхода, основанного на вычислении топологического заряда скалярных полей. Для некоторых из этих полей будет установлен орбитальный угловой момент, а также исследованы его свойства при прохождении через диафрагмы.

Ещё в 1999 году в работе [1] был впервые представлен детальный анализ структурированных векторных полей с поляризационными сингулярностями. Позже, I. Freund дал уточнение некоторых типов сингулярностей [2,3]. Индексы сингулярности рассчитывались локально для таких сингулярностей, как V- и C-точки. V-точки – это точки сингулярности в векторных полях с локально линейной поляризацией. В этих точках не определено направление вектора линейной поляризации. C-точки – это точки неопределенности направления большой оси эллипса локальных векторов эллиптической поляризации. Индексы сингулярности для V- и C-точек, а также для L- и C-линий определяются с помощью параметров Стокса и комплексных полей Стокса [4]. В более поздних работах, например в [5], индексы поляризационной сингулярности (ИПС) рассчитывались для световых полей с несколькими особыми точками. В [5] их рассчитывали специальным способом, который не является универсальным. В последние годы появляется много работ по световым пучкам с неоднородной поляризацией, которые имеют в своем сечении много сингулярных точек [6] или линий [7]. В этом случае векторное поле может характеризоваться не локальным, а глобальным ИПС, который учитывает все сингулярности в поперечном сечении. Так, если имеется карта такого векторного поля, то можно, не определяя поведение амплитуды во всём сечении и не определяя положения отдельных сингулярных точек, установить значение ИПС путём обхода поля по замкнутому контуру и подсчётом числа оборотов вектора линейной поляризации или большей оси эллиптической поляризации. Если аналитический вид поля не известен, то с помощью четырех измерений интенсивности при разных наклонах осей поляризаторов можно определить экспериментально все четыре проекции вектора Стокса, на основе которых получить комплексное поле Стокса и применить далее формулу М.В. Берри для определения топологического заряда. Экспериментально ИПС можно определять с помощью наклона сферической линзы [8]. Использование в разных работах различных способов определения ИПС вызывает вопрос о существовании универсального подхода расчёта ИПС векторных полей.

В данной работе предлагается рассчитывать индекс поляризационной сингулярности любых векторных световых полей [3] аналогично расчету топологического заряда (ТЗ) скалярных оптических вихрей по формуле М.В. Берри [9]:

$$TC = \frac{1}{2\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\partial E(r, \varphi) / \partial \varphi}{E(r, \varphi)},$$

где $E(r, \varphi)$ – комплексная амплитуда в поперечной плоскости в полярных координатах.

Световых полей с неоднородной поляризацией, которые описываются в начальной плоскости с помощью векторов Джонса, известно целое множество. В этой работе мы найдём ИПС для некоторых таких полей и проанализируем их особенности. В част-

ности, мы установим ИПС для векторных полей с цилиндрической поляризацией (радиальной и азимутальной) произвольных целых порядков (рис. 1а,б), с гибридной радиально-циркулярной (и азимутально-циркулярной) поляризацией произвольных порядков, для полей с несколькими точками (рис. 1в) и с несколькими линиями (рис. 1г) поляризационной сингулярности, для пучков Пуанкаре, а также для полей с поляризацией, изменяющейся от центра к периферии.

Для некоторых из этих полей будет установлен орбитальный угловой момент, а также исследованы его свойства при прохождении через диафрагмы.

Исследование поддержано РФФ №22-12-00137.

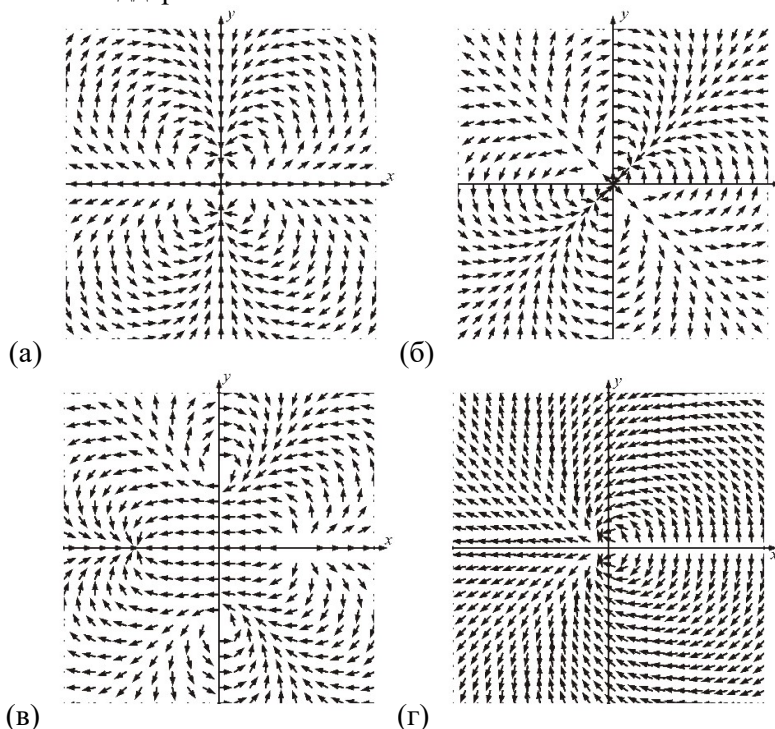


Рис. 1. Примеры полей с поляризационными сингулярностями: радиальная и азимутальная поляризация третьего порядка (а,б), поляризация с четырьмя сингулярностями (в), поляризация с несколькими линиями сингулярности (г)

Список литературы

1. J.E. Nye. Natural focusing and fine structure of light / Institute of Physics Publishing; 1st edition, 328 p; 1999. ISBN: 978-0750306102.
2. I. Freund. Poincaré vortices // Opt. Lett., vol. 26 (24), pp. 1996–1998, 2001.
3. I. Freund. Polarization singularity indices in Gaussian laser beams // Opt. Commun., vol. 201 (4–6), pp. 251–270, 2002.
4. I. Freund, A.I. Mokhun, M.S. Soskin, O.V. Angelsky, I.I. Mokhun. Stokes singularity relations // Opt. Lett., vol. 27(7), pp. 545–547, 2002.
5. S. Vyas, Y. Kozawa, S. Sato. Polarization singularities in superposition of vector beams // Opt. Express, vol. 21(7), pp. 8972–8986, 2013.
6. A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar. Fresnel and Fraunhofer diffraction of a Gaussian beam with several polarization singularities // Computer Optics, vol. 42(2), pp. 179–189, 2018.
7. Ruchi, P. Senthilkumaran, S.K. Pal. Phase singularities to polarization singularities // Int. J. Opt., vol. 2020, pp. 2812803, 2020.
8. B. Komal, S. Deepa, S. Kumar, P. Senthilkumaran. Polarization singularity index determination by using a titled lens // Appl. Opt., vol. 60(12), pp. 3266–3271, 2021.
9. M.V. Berry. Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., vol. 6(2), pp. 259–268, 2004.

ЗАКРУЧЕННЫЕ ФОТОНЫ, ЭЛЕКТРОНЫ И НЕЙТРОНЫ КАК НОВЫЕ ИНСТРУМЕНТЫ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В. Г. Сербо¹

¹*Новосибирский государственный университет
630090, Российская Федерация, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1
E-mail: serbo@math.nsc.ru

В докладе будет представлен краткий обзор ряда процессов с участием закрученных частиц, то есть частиц с ненулевой проекцией ОРБИТАЛЬНОГО момента импульса на направления движения частицы. До недавнего времени в ботаническом саду лазерной физики только закрученные фотоны представляли собой небольшую лужайку с красивыми, но достаточно редкостными экземплярами. Небольшой набор экспериментов ограничивался областью энергий видимого света.

В последние 5–10 лет положение дел радикально изменилось. Были получены пучки закрученных электронов и нейтронов. Проведены сотни тонких экспериментов с такими частицами. В докладе описаны основные свойства закрученных частиц и необычные черты многих атомных и ядерных процессов с такими частицами (новые правила отбора, необычное угловое распределение и поляризация конечных частиц и т. д.). Использование закрученных фотонов, электронов и нейтронов может быть весьма полезным для исследований в области физики атомов, атомных и ядерных структур, потому что даёт нам дополнительную степень свободы: орбитальный момент импульса.

ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЛЫ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ И УПРАВЛЕНИЯ ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ

В. Я. Шур^{1*}, А. Р. Ахматханов¹, А. А. Есин¹, М. А. Чувакова¹, Е. Д. Савельев¹,
Д. Б. Колкер², А. А. Бойко², В. С. Павельев³

¹*Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,
620000, Российская Федерация, Екатеринбург, пр. Ленина, д. 51*

*E-mail: vladimir.shur@urfu.ru

²*Новосибирский государственный университет,
630090, Российская Федерация, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1*

³*Самарский университет,
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34*

В работе представлены последние достижения в области создания прецизионных регулярных доменных структур (РДС) в монокристаллах и тонких пленках нелинейно-оптических сегнетоэлектриков для параметрической генерации света (ПГС) и генерации второй гармоники (ГВГ) в ниобате лития (LN), танталате лития (LT) и титанил-фосфате калия (КТР). Кроме того, обсуждается возможность управления волновым фронтом излучения с помощью управляемых дифракционных оптических элементов (ДОЭ) на основе LN со стабильной доменной структурой.

Сегнетоэлектрические кристаллы с РДС с воспроизводимостью периода до 10 нм используются для эффективных преобразований частоты лазерного излучения, включающих ГВГ и ПГС, за счет реализации условий фазового квазисинхронизма. Изучено формирование самоорганизованных структур полосовых доменов микронной и субмикронной ширины в LN с диэлектрическим слоем, созданным методом мягкого протонного обмена и нанесением слоя оксида кремния. Показана возможность управления периодом структуры от 200 нм до 1 мкм и шириной доменов от 80 до 400 нм. В тонких монокристаллических пленках LN на изолирующем слое SiO₂ (LNOI) детально исследована эволюция доменной структуры при переключении зондом сканирующего зондового микроскопа. Получены РДС с периодом до 200 нм [1,2]. В кристаллах КТР создана РДС для ПГС с холостой волной 2,4 мкм. Создание веерных доменных структур в кристаллах MgO:LN толщиной 1 мм позволило получить ПГС с перестройкой холостой волны от 2,5 до 4,5 мкм при накачке лазером 1,053 мкм. На основе LN со стабильной доменной структурой сложной геометрии созданы управляемые внешним электрическим полем дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [3] для управления модовым составом излучения. При освещении гауссовым пучком ДОЭ позволяют формировать: (1) моду Гаусса-Эрмита (1,0), и (2) моду с орбитальным угловым моментом. Время отклика менее 100 мкс. Дифракционной эффективностью можно управлять изменением приложенного поля.

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968), при финансовой поддержке министерства науки и высшего образования РФ (Проект 075-15-2021-677), РФФИ и правительства Свердловской области (грант 20-42-660025).

Список литературы

1. B.N. Slautin, H. Zhu, V.Ya. Shur, Submicron periodical poling by local switching in ion sliced lithium niobate thin films with a dielectric layer // *Ceramics International*, vol. 47, pp. 32900-32904, 2021.
2. B.N. Slautin, H. Zhu, V.Ya. Shur, Submicron periodical poling in Z-cut lithium niobate thin films // *Ferroelectrics*, vol.576, pp.119-128, 2021.
3. A.A. Esin, A.R. Akhmatkhanov, V.S. Pavelyev, V.Y. Shur, Tunable LiNbO₃-based diffraction optical element for the control of transverse modes of the laser beam // *Computer Optics*, vol.45, pp. 222-226, 2021.

БЫСТРЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА И ИНВАРИАНТЫ ВОЗМУЩЕННЫХ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПУЧКОВ

А. В. Воляр^{1*}, Е. Г. Абрамочкин², М. В. Брецько¹, Я. Е. Акимова¹, Ю. А. Егоров¹

¹КФУ им. В.И. Вернадского, Физико-технический институт
295007, Россия, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, 4

*E-mail: volyar@singular-optics.org

²Самарский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки, Физического института имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (СФ ФИАН)
443011, Россия, г. Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221

Теоретически и экспериментально рассмотрена одна из моделей возбуждения собственных мод структурированного пучка и исследованы его структурные превращения.

Основным назначением структурированных вихревых пучков является передача больших массивов данных за счет присущих им множества степеней свободы [1], либо в свободном пространстве, либо в неоднородной среде, которые вносят регулярные и случайные возмущения [2]. Нами были исследованы частные случаи разрушения и/или самовосстановления структурированных пучков [3], а также случайных фазовых возмущений в многомодовых оптических волокнах [4]. Также в работе [5] рассмотрено преобразование тонкой структуры потоков энергии в структурированных пучках Лагерра – Гаусса (сЛГ). Знакопеременное возмущение Эрмит-Гауссов (ЭГ) мод приводит к структурной перестройке критических точек пучка и изменению картины интенсивности. В нашей работе теоретически и экспериментально рассмотрена одна из моделей возбуждения собственных мод структурированного пучка и исследованы его структурные превращения. В частности, рассмотрено семейство структурированных пучков Лагерра – Гаусса, состоящих из массивов мод Эрмита – Гаусса. Причем в ЭГ модах возбуждаются кратные гармонические фазы и постоянные амплитуды. Такое двухпараметрическое возбуждение приводит к возникновению широкого спектра ЛГ мод. Обнаружено, что орбитальный угловой момент (ОУМ) и энтропия Шеннона приобретают быстрые осцилляции, частота и амплитуда которых зависит, как от радиального, так и азимутального числа ЛГ мод. Замечено, что частота осцилляций быстро возрастает с ростом радиального числа, в то время как их амплитуды уменьшается. Показано что, несмотря на быстрые осцилляции ОУМ и энтропии Шеннона, сЛГ пучки имеет инварианты в виде полных топологических зарядов, которые не зависят от двухпараметрического возбуждения. Также найдены инварианты астигматических преобразований сЛГ пучков.

Исследование поддержано РФФИ (проекты № 20-37-90068, № 20-37-90066, № 19-29-01233).

Список литературы

1. Yi. Shen, Xi. Yang, D. Naidoo, Xing Fu, A. Forbes, Structured ray-wave vector vortex beams in multiple degrees of freedom from a laser // *Optica*, Vol. 7(7), P. 820-831, 2020.
2. Современная оптика гауссовых пучков / Е. Абрамочкин, В. Волостников. – М.: Физматлит, 2010, 184 с.
3. А.В. Воляр, Я.Е. Акимова, Преобразование структурно устойчивых состояний спиральных пучков под действием секторных возмущений // *Компьютерная оптика*, Т. 45, № 6, С. 789-799, 2021.
4. А.В. Воляр, М.В. Брецько, Я.Е. Акимова, Ю.А. Егоров Цифровой анализ спекл картины хаотичной композиции мод и восстановление регулярного узора интенсивности после многомодового волокна // *Компьютерная оптика*, Т. 45, № 2, С.179-189, 2021.
5. A. Volyar, E. Abramochkin, Yu. Egorov, M. Bretsko, Ya. Akimova, Fine structure of perturbed Laguerre–Gaussian beams: Hermite–Gaussian mode spectra and topological charge // *Appl Opt.*, Vol. 59(2020), P. 7680–7687, 2021.

**ПРЕДЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ОТКЛИКА
СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД
ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКЕ:
ЛИМИТИРУЮЩЕЕ ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРНЫХ МАСШТАБОВ
ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ
И НЕЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ**

Д. А. Зимняков^{1,2*}, С. С. Волчков¹, Л. А. Кочкуров¹, А.Ф. Дорогов¹

¹*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.
410054, Российская Федерация, Саратов, ул. Политехническая, д. 77*

*E-mail: zimnykov@mail.ru

²*Институт проблем точной механики и управления РАН
410028, Российская Федерация, Саратов, ул. Рабочая, д. 24*

Рассмотрен механизм ограничения спектрального качества флуоресценции случайно-неоднородных сред при интенсивностях лазерной накачки, существенно превышающих порог стохастической лазерной генерации. Установлено, что ограничение обусловлено насыщением длины усиления флуоресценции в среде, предельное значение которой не зависит от эмиссионных характеристик флуорофора, а определяется размером спеклов, модулирующих накачивающее излучение. Результаты теоретического анализа согласуются с экспериментальными данными для слоев наночастиц анатаза, насыщенных лазерными красителями (родамин 6Ж и DCM) и накачиваемых лазерным светом (532 нм).

Усиление флуоресцентного излучения случайно-неоднородных сред, накачиваемых интенсивным лазерным светом, сопровождается существенным сужением спектра флуоресценции вблизи некоторого порогового значения интенсивности накачки. Это явление, предсказанное В.С. Летоховым [1], интерпретируется как переход от режима спонтанной флуоресценции к стохастической лазерной генерации. Характерной особенностью стохастической лазерной генерации в системах типа «рассеивающая матрица – лазерный краситель» является насыщение зависимости полуширины спектра флуоресценции от интенсивности накачки I_p при значениях I_p , существенно превышающих порог генерации. Кроме того, предельные значения отношения средней длины волны флуоресценции к полуширине спектра (спектральное качество) $Q_{sp} = \bar{\lambda}/\Delta\lambda$ незначительно различаются для различных сред с существенно различными эмиссионными и структурными характеристиками и принимают значения не более 60÷80 (рис. 1).

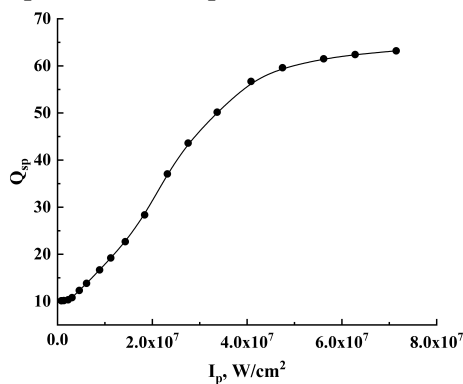


Рис. 1. Насыщение зависимости $Q_{sp} = f(I_p)$ для слоя наночастиц анатаза, допированного родамином 6Ж и накачиваемого лазерным излучением с длиной волны 532 нм (эксперимент).

Механизм насыщения Q_{sp} при возрастании I_p выше порога стохастической лазерной генерации до настоящего времени не рассматривался; в связи с этим в данной работе проведено феноменологическое описание этого явления, основанное на представлении о гранулярной структуре (спекл-модуляции) поля накачки в среде, анализе кинетики флуоресцентного отклика стохастического ансамбля ассоциируемых со спеклами локальных эмиттеров флуоресценции [2] и вероятностной модели блуждания пакетов

квантов флуоресценции в среде с одновременным возрастанием чисел квантов в пакетах (усилением спонтанной флуоресценции). В результате моделирования установлено, что при высоких уровнях накачки населенность возбужденного состояния молекул флуорофора в среде стремится к предельному насыщенному состоянию, определяемому отношением усредненного по ансамблю сечения радиационных потерь локальных эмиттеров σ_{rad} к сечению индуцированного излучения σ_{st} : $f = \sigma_{rad} / \sigma_{st}$, а флуоресцентный отклик накачиваемой среды I_f возрастает пропорционально уровню накачки I_p (рис. 2). Линейный характер модельной зависимости $I_f \propto I_p$ при высоких уровнях накачки хорошо согласуется с многочисленными экспериментальными данными по возбуждению стохастической лазерной генерации.

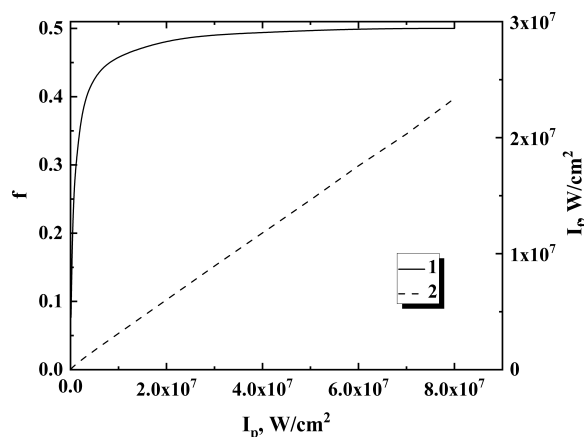


Рис. 2. Насыщение населенности возбужденного состояния (1) и близкий к линейному флуоресцентный отклик (2) накачиваемой системы при высоких уровнях накачки (результаты моделирования). Моделируемая система – слой наночастиц анатаза, насыщенный родамином 6Ж.

Усредненное по ансамблю сечение радиационных потерь локальных эмиттеров может быть представлено как $\sigma_{rad} \propto K/n_0 < d >$, где $K \ll 1$ – коэффициент, учитывающий радиационный обмен между локальными эмиттерами, n_0 – концентрация молекул флуорофора в среде, $< d >$ – характерный размер ассоциируемых со спеклами локальных эмиттеров флуоресценции. Установлено, что в предельных состояниях при высоких уровнях накачки длина усиления флуоресценции не зависит от свойств флуорофора, а определяется отношением $< d > / K$. Соответственно, различные системы, накачиваемые на одной длине волны, будут характеризоваться близкими предельными значениями спектрального качества флуоресценции. Данный вывод подтверждается экспериментальными данными для слоев плотноупакованных наночастиц анатаза, насыщенных красителями (родамин 6Ж и DCM) и накачиваемых на длине волны 532 нм.

Исследование поддержано грантом РФФ № 22-29-00612.

Список литературы

1. В.С. Летохов. Генерация света рассеивающей средой с отрицательным резонансным поглощением // ЖЭТФ, т. 53, с. 1442–1452, 1967.
2. D.A. Zimnyakov, S.S. Volchkov, L.A. Kochkurov, et al. Speckle patterning of a pumping laser light as a limiting factor for stimulated fluorescence emission in dense random media // Optics Express, vol. 29. pp. 2309-2331, 2021.
3. Д.А. Зимняков, С.С. Волчков, Л.А. Кочкуров и др. Эффект радиационных потерь в локализованной флуоресценции при лазерной накачке флуоресцирующих случайно-неоднородных сред // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика, т. 21. № 2, с. 145–156, 2021.

СОКРАЩЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

С. В. Алексеев^{1*}, В. Ф. Лосев¹, В. И. Трунов², С. А. Фролов²

¹*Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр-т Академический 2/3*

**E-mail: alekseev10100@gmail.com*

²*Институт лазерной физики СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Лаврентьева 13/3*

В работе приводятся результаты теоретических и экспериментальных данных, связанных с уширением спектра при генерации второй гармоники фемтосекундного излучения с длиной волны 950 нм и длительностью 50-70 фс в нелинейно-оптических кристаллах КДП. Исследуется эффективность генерации второй гармоники и уширение спектра в зависимости от энергии импульса накачки и расстройки угла синхронизма кристалла в различных областях сечения пучка. Показывается динамика поведения спектра при изменении угла синхронизма. Определяется оптимальная величина угла расстройки синхронизма, соответствующая максимальному уширению спектра второй гармоники, и показывается возможность сокращения длительности фемтосекундного импульса при увеличении ширины спектра. В эксперименте зарегистрировано увеличение ширины спектра второй гармоники до двух раз при оптимальной расстройке угла синхронизма и сокращение длительности импульса в 1.7-2 раза.

Один из путей повышения мощности лазерной системы THL-100, являющейся одной из самых мощных систем видимого диапазона спектра (475 нм) [1, 2], заключается в сокращении длительности выходного импульса излучения газового усилителя на молекулах XeF(C-A) при сохранении его энергии. Для этого, требуется увеличить спектральную ширину импульса излучения второй гармоники (ВГ), а активная среда на молекулах XeF(C-A) имеет широкий контур усиления и теоретически позволяет усиливать импульс излучения с длительностью до 10 фс [3]. Поскольку Ti:Sa фемтосекундный комплекс работает на краю контура усиления (950 нм), то он не позволяет формировать импульс ВГ короче 50 фс (ширина спектра 5–6 нм). Для сокращения спектрально ограниченной длительности импульса излучения ВГ требуется увеличить ширину её спектрального контура каким-то искусственным методом.

Известны различные методы сокращения длительности фемтосекундного импульса излучения за счёт уширения спектра. Поскольку нас интересует вторая гармоника, то наиболее интересным способом было бы сокращение её длительности импульса непосредственно в самом нелинейном кристалле. К настоящему времени известны такие методы за счёт высокой интенсивности накачки нелинейного кристалла [4] и за счёт преобразования в кристалле чирпированного импульса [5, 6].

Целью же настоящей работы являлось теоретическое и экспериментальное изучение возможности сокращения длительности импульса излучения ВГ за счёт уширения спектра на центральной длине волны 475 нм при нарушении фазового синхронизма в нелинейном кристалле КДП.

В работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований поведения спектрального контура и длительности импульса излучения второй гармоники с центральной длиной волны 475 – 477 нм в процессе её формирования в нелинейном кристалле КДП в зависимости от угла синхронизма и интенсивности излучения накачки. Показывается, что изменение угла распространения основного излучения в ту либо другую сторону от угла синхронизма на 16 – 20 мин приводит к пространственно-неоднородному уширению спектра второй гармоники до двух раз и смещению его максимума (усредненного по сечению пучка) в коротковолновую сторону от центральной длины волны. Так же показывается, что минимальная расчётная спектрально-ограниченная длительность импульса достигает 26 фс, в то время как экспериментальная только 30 фс. Кроме того, в этих условиях эффективность генерации ВГ снижается в расчётах до 10 раз, а в экспериментах – до 3–4 раз. Обсуждаются физические причины уширения спектра и сокращения длительности импульса.

Список литературы

1. S.V. Alekseev, A.I. Aristov, N.G. Ivanov, et.al. Multiterawatt femtosecond laser system in the visible with photochemically driven XeF(C-A) boosting amplifier // *Laser and Particle Beams*, vol. 31(01), pp. 17 – 21, 2013.
2. S.V. Alekseev, N.G. Ivanov, V.F. Losev, et.al. Attainment of a 40 TW peak output power with a visible-range hybrid femtosecond laser system // *Quantum Electronics*, vol. 49(10), pp. 901–904, 2019.
3. L.D. Mikheev. Photochemical lasers on electronic transitions of molecules // *Kvant. Electron*, vol. 32(12), pp. 1122-1127, 2002.
4. S.Yu. Mironov, V.N. Ginzburg, V.V. Lozhkarev, et.al. Highly efficient second-harmonic generation of intense femtosecond pulses with a significant effect of cubic nonlinearity // *Kvant. Electron*, vol. 41(11), pp. 963-967, 2011.
5. N.V. Didenko, A.V. Konyashchenko, L.L. Losev, et.al. Femtosecond pulse compression based on second harmonic generation from a frequency chirped pulse // *Optics Communications*, vol. 282(5), pp. 997-999, 2009.
6. С.В. Алексеев, Н.Г. Иванов, В.Ф. Лосев. Уширение спектрального контура излучения второй гармоники в процессе её генерации // *Известиях РАН. Серия физическая*, т. 84(7), с. 918-921, 2020.

ДИФРАКЦИЯ ЛАГЕРРА-ГАУССОВСКОГО ПУЧКА ПРИ РАМАНОВСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПРОСТРАНСТВЕННО ПЕРИОДИЧЕСКИМ ПОЛЕМ НАКАЧКИ

В.Г. Архипкин^{1,2}, С.А. Мысливец^{1,2}

Институт физики ФИЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок д. 50, стр. 38

²Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

*E-mail: avg@iph.krasn.ru

Изучены особенности Френелевской дифракции при рамановском взаимодействии пучка Лагерра – Гаусса с пространственно периодическим полем накачки. Показано, что в плоскостях Тальбота может наблюдаться периодические дифракционные картины, подобные эффекту Тальбота. Но они не являются точной копией наведенной решетки. Интенсивность дифракционных изображений может увеличиваться за счет рамановского усиления. Обсуждаются условия наблюдения эффекта. Результаты расширяют возможности использования эффекта Тальбота в различных приложениях.

В последние годы значительный интерес вызывает генерация и исследование вихревых световых пучков, которые имеют спиральный волновой фронт. Такие пучки имеют фазовую сингулярность, где фаза неопределенна, а интенсивность равна нулю [1]. Ярким примером таких полей являются пучки Лагерра – Гаусса (ЛГ) [2], комплексная амплитуда которого в декартовой системе координат имеет вид

$$E_2(x, y, z = 0) = E_{02} \left(\frac{x + iy}{w} \right)^l \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} \right) L_p^l \left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2} \right),$$

где w – радиус перетяжки гауссова пучка, l – топологический заряд, L_p^l – присоединенный полином Лагерра. В таких пучках фотоны имеют орбитальный угловой момент, который определяется азимутальным индексом l . Форма поперечного сечения интенсивности этих полей сохраняется при распространении в однородной среде и имеет радиальную симметрию. Хотя ЛГ моды составляют класс хорошо изученных оптических полей, до сих пор появляются публикации, в которых изучаются их свойства, методы формирования и применения. Большой интерес представляют исследования дифракции ЛГ пучков на различных структурах, включая дифракционные решетки.

В данной работе приводятся результаты теоретического исследования дифракции ЛГ пучков на решетке, которая наводится при рамановском взаимодействии ЛГ пучка с пространственно периодическим полем накачки в трехуровневой атомной Λ -системе. Поле накачки представляет двумерный периодический набор пучков. ЛГ пучок пространственно перекрывается с полем накачки в ячейке с атомами натрия. В приближении тонкой среды [3], когда число Френеля $N_f \sim \Lambda^2 / d$ (Λ – период решетки), дифракцию пробного поля в объеме среды можно не учитывать. В этом случае пробное поле на выходе из среды ($z = d$) можно представить, как $E_2(x, y, d) = E_2(z = 0) \exp(ik_2(1 + 2\pi\chi_R)d)$, где χ_R – рамановская восприимчивость, зависящая от интенсивности пространственно периодического поля накачки. Поле $E_2(x, y, d)$ является периодической функцией поперечных координат x и y . Таким образом, в процессе рамановского взаимодействия пробного поля с пространственно периодическим полем накачки наводится решетка показателя усиления и преломления, на которой пробное поле дифрагирует.

Используя интеграл Френеля – Кирхгофа [4], с помощью метода, описанного в [5], дифрагированное поле E_2 на расстоянии Z от решетки можно представить в виде

$$E_2(x, y, Z) = \frac{2^{l/2} E_{02}}{(1 + Z^2 / z_R^2)^{1/2}} \exp \left[ik_2 Z + \frac{ik_2}{2Z} (x^2 + y^2) \right] \sum_{m,n} t_{mn} \exp \left[-\frac{ik_2}{2Z} (X_n^2 + Y_m^2) \right] \left(\frac{X_n + iY_m}{w(Z)} \right)^l \times \\ \times \exp \left[-(X_n^2 + Y_m^2) \left(\frac{1}{w^2(Z)} - \frac{ik_2}{2R(Z)} \right) - i \left(2p + l + 1 \right) \text{arctg} \left(\frac{Z}{z_R} \right) \right] L_p^l \left(\frac{2(X_n^2 + Y_m^2)}{w^2(Z)} \right)$$

Здесь t_{nm} – коэффициенты Фурье наведенной решетки, $X_n = x - 2\pi nZ/k_2\Lambda_x$, $Y_m = y - 2\pi mZ/k_2\Lambda_y$, $w^2(Z) = w_0^2(1 + (Z/z_R)^2)$, $R(Z) = Z(1 + (z_R/Z)^2)$, $z_R = k^2 w_0^2/2$.

Дифрагированное поле в ближней зоне представляет суперпозицию гармоник, каждая из которых является ЛГ полем. Каждая гармоника имеет сингулярную точку, которая определяется условием: $X_n = x - 2\pi nZ/k_2\Lambda_x = 0$, $Y_m = y - 2\pi mZ/k_2\Lambda_y = 0$. Но сингулярные точки в полном дифрагированном поле определяются интерференцией всех гармоник. Их положение может не совпадать с сингулярностями отдельных гармоник. Типичные примеры дифракционных паттернов в первой плоскости Тальбота показаны на Рис. 2.

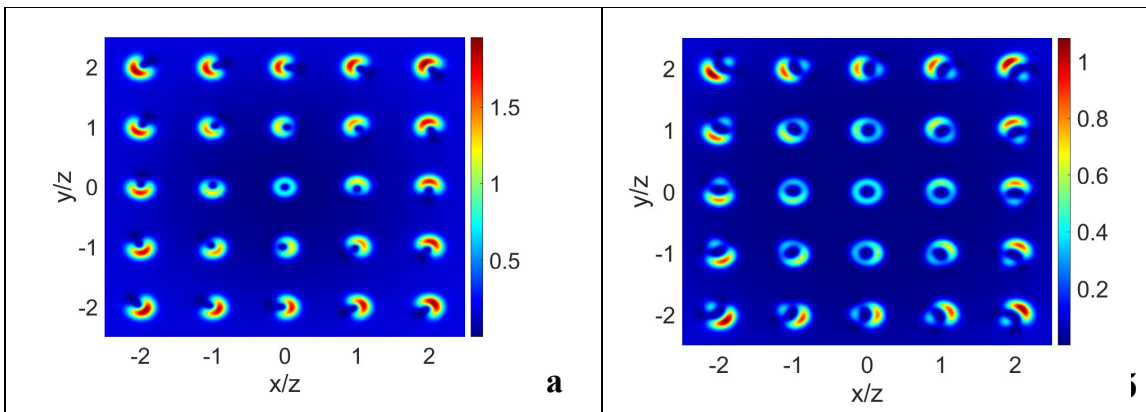


Рис. 2. Профиль интенсивности дифракционных паттернов на расстоянии Z , равном длине Тальбота. а) $l = 1$, б) $l = 2$. $p = 0$, $\Lambda_x = \Lambda_y$.

Теоретически исследована дифракция ЛГ пучков при рамановском взаимодействии с пространственно периодическим полем накачки. Периодическая дифракционная картина за решеткой в плоскостях Тальбота оказалась более сложной по сравнению с классическим эффектом Тальбота в случае освещения плоской волной.

Исследование поддержано грантом РФФ 19-12-00203 - П

Список литературы

1. G.J. Gbur, 2017 Singular Optics (Boca Raton: CRC Press)
2. А.А. Ковалёв, В.В. Котляр и др. Компьютерная оптика, **40**, №1, 5 (201).
3. H.Y. Ling, Y.-Q. Li, M. Xiao, Phys. Rev A **57**, 1338 (1998)
4. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, Физическая оптика, МГУ, 1998.
5. V.G.Arkipkin, S.A. Myslivets, Laser Physics **31**, 065401 (2021).

РЕЖИМЫ РАБОТЫ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ НА ВОЛНОВОДНО-РЕЗОНАТОРНОЙ СИСТЕМЕ

Ю.А. Харламова, Н.М. Арсланов, С. А. Моисеев

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, Казанский
квантовый центр 420111 г. Казань, ул. К. Маркса, д. 10
E-mail: samoi@yandex.ru

Представлена схема быстрого сохранения фотонного кубита в двух режимах на трехуровневом атоме в высокодобротном резонаторе. Высокая эффективность сохранения обеспечивается найденным временным профилем контролирующего лазерного импульса.

В последнее время большее внимание привлекают устройства сохранения фотонного кубита, которые реализуются в условиях быстрого неадиабатического взаимодействия фотона с атомом [1-3]. Однако, квантовая память для фотонных кубитов в интегральных системах остается недостаточно эффективной [1]. Мы разрабатываем протокол быстрой квантовой памяти с оптимизируемой временной формой управляющего поля [4], что показывает теоретическую достижимую эффективность, близкой к 100%.

Предполагается, что однофотонный волновой пакет передается через волновод в высокодобротный резонатор, содержащий трехуровневый атом, находящийся в основном состоянии. Временное поведение частоты Раби обеспечивает необходимое взаимодействие атома с фотоном и относительную фазу между возбужденным дипольным моментом атома и модой поля резонатора. Оба эти фактора делают возможным однонаправленную передачу сигнала фотонного волнового пакета из волновода на атомные состояния без отражения от резонатора. При этом для экспериментальной реализации мы адаптировали точное аналитическое решение формы управляющего поля с помощью введения функции включения, что приводит к появлению лишь слабых потерь в системе.

Рассмотрено 2 режима работы предложенного протокола квантовой памяти. Неадиабатический быстрый режим хранения существенно отличается от медленного адиабатического протокола на первом этапе взаимодействия входного однофотонного волнового пакета с атомом резонатора. Физические условия и временные свойства такого переноса изучались путем анализа найденного аналитического решения для волнового пакета фотона с гауссовой временной модой. Оптимизирована форма управляющего поля и функции включения, не влияющие на эффективность сохранения.

Список литературы

1. L. Giannelli, T. Schmit, T. Calarco et al. Optimal storage of a single photon by a single intra-cavity atom // *New J. Phys.* 2018. V. 20. P.105009.
2. T. Macha, E. Urunuela, W. Alt, et al. Nonadiabatic storage of short light pulses in an atom-cavity system // *Phys. Rev. A.* 2020. V. 101. P. 053406.
3. J. Dille, P. Nisbet-Jones, B.W. Shore, and A. Kuhn. Single-photon absorption in coupled atom-cavity systems // *Phys. Rev. A.* 2012. V.85. P.023834.
4. N.M. Arslanov, S.A. Moiseev Fast Quantum Memory on a Single Atom in a High-Q Cavity // *Journal of Russian Laser Research.* 2021. V.42. P. 378-387.

КОНДЕНСАЦИЯ ЭКСИТОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ С ОПТИЧЕСКИМИ ЛОВУШКАМИ

Р. В. Чербунин^{1,*}, М. Ю. Петров¹, Е. С. Аладинская¹, В. М. Литвяк¹, А. Д. Любомиров¹,
П. Г. Саввидис², А. В. Кавокин^{1,2,3}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет
199034, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7-9

² Westlake Institute for Advanced Study

18 Shilongshan Rd, Hangzhou 310024, Zhejiang, China

³ Российский Квантовый Центр

121205, г. Москва, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1.

*E-mail: r.cherbunin@spbu.ru

Экспериментально наблюдаются и изучены состояния конденсата экситонных поляритонов с ненулевым орбитальным угловым моментом. Предложен способ контроля направления орбитального углового момента изменением положения оптической ловушки, образующей конденсат, относительно точечного дефекта на образце.

В полупроводниковых квантовых ямах, помещенных в микрорезонатор, в результате сильного свето-экситонного взаимодействия образуется новый вид квазичастиц – экситонные поляритоны. Наличие фотонной компоненты волновой функции у поляритона приводит к резкому уменьшению его эффективной массы, а экситонная компонента позволяет поляритонам взаимодействовать друг с другом. В результате, при определенной мощности оптической накачки и температуре порядка температуры жидкого гелия образуется когерентное многочастичное состояние, подобное бозе-эйнштейновскому конденсату атомов, называемое поляритонным конденсатом.

Ненулевой коэффициент пропускания верхнего зеркала микрорезонатора позволяет части поляритонов когерентно высвечиваться во внешнее пространство. Это излучение несет информацию о плотности поляритонов, их энергии, фазе и волновом векторе, что позволяет полностью измерить состояние конденсата. Поскольку в поляритонном конденсате все частицы имеют одно квантовое состояние, то его излучение является когерентным во времени и пространстве, благодаря чему оно называется поляритонным лазером [1].

В идеальных двухмерных микрорезонаторах конденсация поляритонов невозможна, поэтому в реальных системах она происходит либо на дефектах структуры, либо в специальных ловушках. Ловушки создаются путем селективного травления образца или специальным профилем оптической накачки (в виде одного или двух concentric rings). На рис. 1 представлено изображение поляритонного конденсата в оптической кольцевой ловушке различного диаметра.

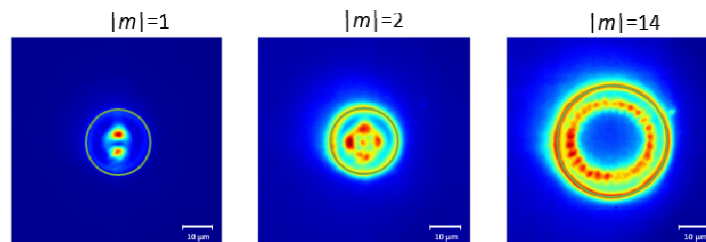


Рис. 1. Излучение поляритонного конденсата в оптической ловушке различного диаметра. Контур ловушки показан зеленой линией, m – величина орбитального углового момента конденсата.

Поляритонный конденсат не заполняет ловушку равномерно, а заселяет определенные пространственные моды, геометрия которых зависит от диаметра ловушки. В частности, возможны такие моды, в которых присутствуют незатухающие кольцевые токи, а у поляритонов имеется ненулевой орбитальный угловой момент (ОУМ). Такие

состояния наблюдались ранее [2,3], и их изучению посвящена данная работа. ОУМ токовых состояний может быть как положительным, так и отрицательным, что соответствует движению поляритонов по или против часовой стрелки. Возможны состояния, в которых наблюдается суперпозиция двух кольцевых токов. Пространственное распределение поляритонной плотности в конденсате имеет в этом случае форму лепестков, что позволяет легко их идентифицировать по одному изображению. Если абсолютное значение ОУМ однозначно связано с диаметром ловушки, то его направление слабо поддается контролю. Задачей данной работы является нахождение способов управления направлением кольцевого тока поляритонного конденсата в оптической ловушке.

В чистом состоянии с определенным ОУМ пространственное распределение конденсата представляет собой кольцо, из которого невозможно установить величину ОУМ. Для определения величины ОУМ поляритонного конденсата в нашей работе используется интерферометр Маха-Цендера, в котором роль опорной волны играет увеличенное изображение самого конденсата. Интерференционная картина (рис.2 а) и распределение разности фаз опорной и предметной волны (рис.2 в) в этом случае имеют форму спирали.

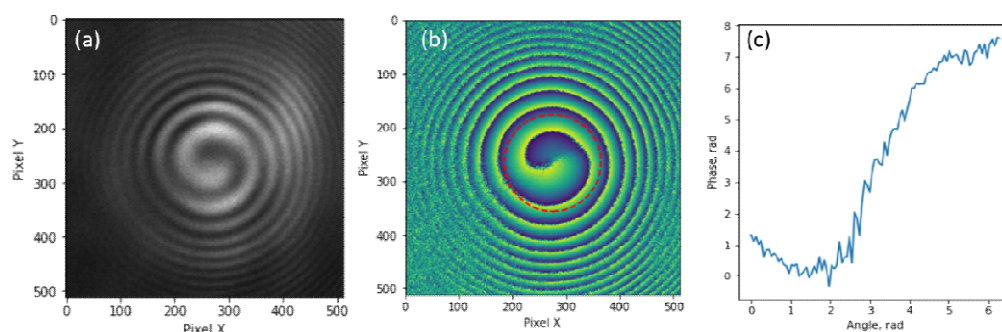


Рис. 2. (а) Интерферограмма предметной и опорной волны конденсата с ОУМ +1. (б) Пространственное распределение фазы конденсата. (с) Изменение фазы конденсата при обходе по замкнутому контуру.

Нами было обнаружено, что в однородных участках образца конденсат имеет нулевой орбитальный момент, однако при попадании дефекта в область оптической ловушки возникают состояния с ОУМ, равным +1 или -1 в зависимости от относительного расположения дефекта в ловушке. Знак тока определяется скорее всего направлением рассеяния поляритонов на дефекте. Конкуренция различных мод является сильно нелинейным процессом, и даже небольшое увеличение вероятности рассеяния поляритонов из накачки в ту или иную моду приводит к ее возгоранию, а далее происходит стимулированное рассеяние поляритонов в состояние с наибольшим числом частиц.

Исследование поддержано Санкт-Петербургским государственным университетом, грант № 91182694 и проектом Росатома в рамках ДК по Квантовому компьютеру.

Список литературы

1. H. Deng, G. Weihs, D. Snoke, J Bloch, Y. Yamamoto, Y., "Polariton lasing vs. photon lasing in a semiconductor microcavity" // 100(26):15318–15323 Proc. of Natl. Acad. Sci. USA. (2003)
2. A Dreismann, P Cristofolini, R Balili, G Christmann, F Pinsker, N G Berloff, Z Hatzopoulos, P G Savvidis, J. J. Baumberg, "Coupled counter-rotating polariton condensates in optically defined annular potentials", 111(24):8770-5 Proc. of Natl. Acad. Sci., USA (2014)
3. E. S. Sedov, V. A. Lukoshkin, V. K. Kalevich, P. G. Savvidis, and A. V. Kavokin, "Circular polariton currents with integer and fractional orbital angular momenta", // Phys. Rev. Research 3, 013072 (2021)

**РЕЗОНАНСЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ АБСОРБЦИИ
И ПРОЗРАЧНОСТИ
В СПЕКТРАХ НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
И МАГНИТНОГО СКАНИРОВАНИЯ
НА ПЕРЕХОДАХ $J \rightarrow J + 1$ ВО ВСТРЕЧНЫХ ВОЛНАХ**

Э. Г. Сапрыкин¹, А. А. Черненко^{2*}

¹*Институт автоматики и электрометрии СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Коптюга, д. 1*

²*Институт физики полупроводников СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Лаврентьева, д. 13*

*E-mail: chernen@isp.nsc.ru

Выявлены физические процессы, определяющие параметры узких структур в спектрах насыщенного поглощения и магнитного сканирования на переходе $J = 1 - J = 2$ во встречных волнах.

На основе численных решений уравнений для матрицы плотности исследуются физические процессы, формирующие структуры спектров резонансов насыщенного поглощения и магнитного сканирования (резонансы ЭИА и ЭИП) на атомном переходе с моментами уровней $J = 1 - J = 2$, как примере переходов $J \rightarrow J + 1$, в поле двух встречных линейно поляризованных лазерных волн произвольной интенсивности.

Установлено, что формы структур резонансов насыщенного поглощения и формирующие их процессы на данных переходах, в отличие от перехода с $J = 1$ [1, 2], специфичным образом зависят от направлений взаимной ориентации поляризаций световых волн, степени открытости атомного перехода, величины расщепления уровней магнитным полем и интенсивностей насыщающей и пробной волн. При этом особенности спектров насыщенного поглощения формируется в основном в двухуровневых и V-схемах перехода, образованными подуровнями с максимальным магнитным числом M [3].

При ортогональных поляризациях полей и параметрах насыщения сильного поля $k_s < 0.5$ на закрытом переходе ($a_0 = 1$) структура резонанса проявляется в центре линии в виде пика, а при параметрах насыщения $k_s > 1$ структура резонанса имеет вид провала. При ортогональных поляризациях на открытых переходах ($a_0 < 1$), а также на любых переходах при параллельных поляризациях полей и любых параметрах насыщения сильного поля резонанс в центре линии проявляется в виде традиционного провала. Расщепление уровней продольным магнитным полем специфичным образом проявляется в спектре резонансов: при расщеплениях меньших однородной ширины происходит изменение амплитуд резонанса в центре линии вследствие разрушения индуцированной оптическими полями магнитной когерентности уровней, а при больших расщеплениях – формируется сложный контур, содержащий т. н. родительские и перекрестные резонансы. При этом формы этих резонансов зависят от направления поляризаций волн и степени открытости перехода.

Показано, что формы резонансов магнитного сканирования (резонансов ЕИТ и ЕИА), как и на переходе с $J = 1$ [1], определяются взаимной ориентации поляризаций световых волн: при ортогональных поляризациях наблюдается резонанс ЭИА, а при параллельных поляризациях – резонанс ЭИП. При этом основным формирующим резонансы процессом является магнитная когерентность, наводимая полем сильной волны линейной поляризации на нижних уровнях атомного перехода, а степень открытости перехода определяет форму подкладки узкого резонанса. Максимальный вклад процесса переноса магнитной когерентности с верхних уровней на нижние не превышает 5% от амплитуды нелинейного резонанса, а вклад нелинейной поляризации на комбинационной частоте значительно меньше.

Список литературы

1. Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко, А.М. Шалагин. Поляризационные явления в эффектах прозрачности и абсорбции, индуцируемых полем встречных волн// ЖЭТФ, 146, с. 229- 239, 2014.
2. Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко. Поляризационные явления в эффектах прозрачности и абсорбции, индуцируемых полем однонаправленных волн// ЖЭТФ, 154, с. 223-237, 2018.
3. Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко. Формирование спектров резонансов насыщенного поглощения на закрытых переходах в спектроскопии однонаправленных волн// Квантовая электроника, 49, № 5, сс. 479-487, 2019.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОБЪЕКТА СТРУКТУРИРОВАННЫМ ОСВЕЩЕНИЕМ, СОЗДАННЫМ НЕМАТИЧЕСКОЙ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКОЙ

Н. Н. Давлетшин^{1,2*}, Д. А. Иконников², В. С. Сутормин^{1,2}, Ф. А. Барон²,
А. М. Вьюнышев^{1,2}

¹Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

²Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок д. 50, стр. 38

*E-mail: kdavletshin@iph.krasn.ru

Рассмотрена возможность применения нематической жидкокристаллической ячейки для генерации динамических спекл-структур, необходимых для реализации техники фантомных изображений. Выполнен анализ статистики генерируемых спекл-структур. На основе генерируемых спекл-структур с помощью техники фантомных изображений восстановлено изображение амплитудной маски.

В последние годы предлагаются новые подходы к формированию изображения с использованием так называемого «структурированного света». Основной принцип, лежащий в методе структурированного света (освещения), заключается в освещении объекта неоднородным пучком света, изменяющимся во времени и вычислении изображения объекта с использованием статистических свойств света. Техники визуализации, использующие данный подход, часто называют однопиксельными или вычислительными фантомными изображениями [1]. Одной из первых работ в этой области стала работа по получению фантомных изображений с использованием псевдотермического источника света, излучение которого генерировалось в результате рассеяния на вращающемся матовом диске [2].

Техника фантомных изображений основана на восстановлении функции пространственной корреляции двух световых полей, интенсивность и фаза которых случайно распределены по кадру [3]. Световое поле, характеризующееся такой особенностью, называется спекл-полем (спекл-структурой) [4]. В настоящее время для создания спекл-структур применяются различного рода устройства, в том числе пространственные модуляторы света, цифровые микрзеркальные устройства и вращающиеся матовые диски [1].

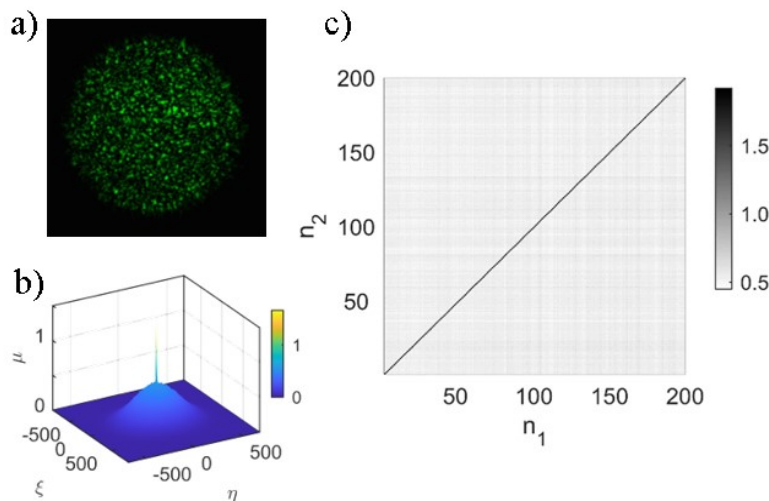


Рис. 1. Спекл-структура, генерируемая нематической жидкокристаллической ячейкой (а).
Автокорреляционная функция полученной спекл-структуры (б).
Диаграмма моментов интенсивности второго порядка (с).

В данной работе была изучена возможность создания устройства визуализации на основе методики структурированного освещения с использованием нематической жидкокристаллической ячейки, в которой возбуждается электрогидродинамическая неустойчивость. Для генерируемых спеклов распределение интенсивности представляет собой спекл-структуру (рис. 1 (a)), а автокорреляционная характеристика этих спеклов имеет узкий, высокий пик (рис. 1 (b)). Это свидетельствует о том, что распределение интенсивности в спекл-структуре является случайным. Также было записано 200 реализаций спекл-структур и построена диаграмма моментов интенсивности второго порядка (рис. 1 (c)), которая свидетельствует о том, что отдельные реализации спекл-структур не повторяются во времени. Это означает, что рассматриваемые спеклы могут использоваться для получения фантомных изображений. С использованием спекл-структур, сгенерированных нематической жидкокристаллической ячейкой, получено изображение объекта, восстановленное техникой фантомных изображений (рис. 2).

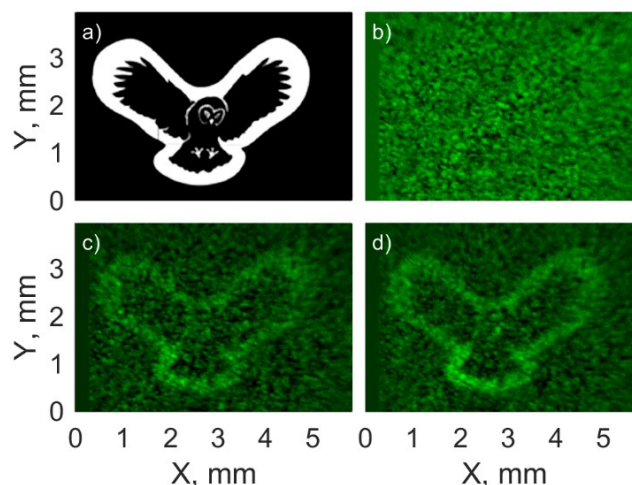


Рис. 2. Амплитудная маска (a). Фантомное изображение маски, восстановленное спустя 100 (b), 2500 (c) и 5000 (d) реализаций.

Таким образом, продемонстрирована возможность использования нематической жидкокристаллической ячейки для генерации динамических спекл-структур и реализована техника фантомных изображений. На основе сгенерированных спекл-структур восстановлено изображение амплитудной маски.

Список литературы

1. Gibson G.M. Single-pixel imaging 12 years on: a review / G. M. Gibson, S. D. Johnson, and M. J. Padgett // *Opt. Express*, vol. 28, pp. 28190-28208, 2020
2. Gatti, A. Coherent imaging with pseudo-thermal incoherent light / A. Gatti, M. Bache, D. Magatti, E. Brambilla, F. Ferri, and L.A. Lugiato // *Journal of Modern Optics*, vol. 53, № 5-6, pp 739-760, 2006
3. Padgett, M. J. An introduction to ghost imaging: quantum and classical / M. J. Padgett, R. W. Boyd // *Phil. Trans. R. Soc. A.*, vol. 375, №. 2099, 10 p., 2017.
4. *Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications* / Goodman J.W. – Englewood: Roberts & Co., 387 p, 2007.

ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В НАНОСТРУКТУРАХ РАЗЛИЧНЫХ СИММЕТРИЙ

А. Д. Никитина¹, К. С. Фризык^{1*}

¹Физический факультет, Университет ИТМО, Санкт-Петербург 197101, Россия

*E-mail: k.frizyuk@metalab.ifmo.ru

Мы изучаем генерацию второй гармоники в наноструктурах из монокристаллического арсенида галлия при облучении циркулярной поляризацией. В данной работе мы выявляем, что во второй гармонике циркулярный дихроизм может наблюдаться в нехиральных по форме наноструктурах, таких как димеры цилиндрических наночастиц, либо квадратные призмы. Возможность наблюдения зависит от относительной ориентации структуры и кристаллической решетки.

Диэлектрические наночастицы с высоким показателем преломления открывают новое направление в фотонике, вдохновленной метаматериалами [1], включая хиральную нанофотонику [2]. Благодаря низким потерям таких субволновых частиц и их способности поддерживать электрические и магнитные мультипольные Ми-резонансы, становится возможным значительное усиление поля на наномасштабах, в том числе нелинейного сигнала. [3] В то время как свойство хиральности оптического отклика обычно рассматривается как линейный эффект [2], хирооптические отклики в нелинейных полях от Ми-резонансных диэлектрических наночастиц ещё не исследовались, в отличие от соответствующих результатов для металлических наночастиц и метаповерхностей [4] и недавно сообщенных результатов для нелинейных хиральных метаповерхностей кремния [5].

Мы изучаем наноструктуры из монокристаллического арсенида галлия, кристаллическая решетка которого ориентирована как $[001]||z$, $[100]||x$. Наноструктура облучается плоской циркулярно-поляризованной волной, падающей нормально вдоль оси z . Мы исследуем возможность появления нелинейного циркулярного дихроизма [6] в структурах, обладающих центром инверсии, относящихся к точечным группам симметрии, таким как C_{2v} , D_{2h} , C_{3v} , D_{3h} , C_{4v} , D_{4h} . Это могут быть, например, димеры, тримеры и квадимеры наночастиц. Заметим, что в данном исследовании конкретная форма структуры не играет роли, и, например, димер будет вести себя точно так же, как призма с прямоугольным основанием. При этом мы рассматриваем различные ориентации наноструктур, являющиеся результатом поворота структуры вокруг вертикальной оси (ориентация кристаллической решетки остается фиксированной).

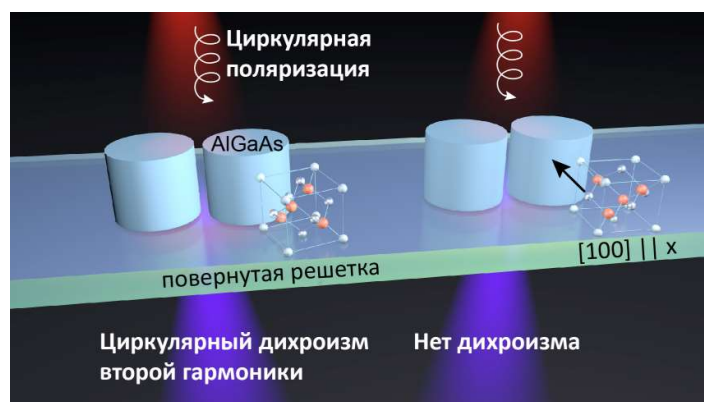


Рис. 1. Иллюстрация появления циркулярного дихроизма в димере в случае, когда кристаллическая решетка арсенида галлия повернута относительно оси димера.

Заметим, что не важно, поворачивается решетка или димер, это влияет только на промежуточные расчеты.

В работе [7] было недавно показано теоретически и экспериментально, что нелинейный циркулярный дихроизм возникает в димере в случае, когда ось димера (ли-

ния, соединяющая две частицы) повернута относительно оси x на произвольный угол, кроме углов, кратных 45° (см. Рис. 1). В связи с этим, возникает вопрос, как связано наличие дихроизма с общей симметрией структура+кристаллическая решетка, и при каких еще симметриях структур возможно наблюдение циркулярного дихроизма. Оказывается, нельзя рассматривать общую симметрию простым способом сразу, надо учитывать симметрию всех возбуждаемых собственных мод [8], их взаимодействие и правила отбора при генерации второй гармоники [9].

Нами было показано, что в структурах с симметрией C_{3v} , D_{3h} нелинейный циркулярный дихроизм не наблюдается ни при каких поворотах структуры, несмотря на низкую общую симметрию. Это связано с тем, что нелинейная поляризация содержит два слагаемых, одно из которых возбуждает собственную моду, преобразующуюся по представлению A_1 (либо A_2), а второе – по E . При этом сдвиг фаз между модами, преобразующимися по одному и тому же представлению не зависит от направления вращения поляризации. Это отличает тример от случая димера, где обе моды, возбуждающиеся двумя слагаемыми поляризации преобразуются по одному неприводимому представлению, но сдвиг фаз зависит от поляризации, что приводит к конструктивной либо деструктивной интерференции этих мод в суммарной интенсивности второй гармоники. Та же ситуация, что и в димере, наблюдается в наноструктурах с квадратным сечением. Циркулярный дихроизм будет в них наблюдаться при всех углах поворота структуры, кроме кратных 45° . Заметим, что в этих рассуждениях не делалось различий между структурами с симметрией C_{nv} и D_{nh} . Нарушать симметрию от D_{nh} к C_{nv} может, например, наличие подложки. Однако, в проведенном симметричном анализе мы показали, что такое нарушение симметрии никак не сказывается на наличии или отсутствии циркулярного дихроизма, а влияет только на промежуточные расчеты. Все результаты были подтверждены моделированием в COMSOL Multiphysics©.

Таким образом, мы показали, что нелинейный циркулярный дихроизм наблюдается в наноструктурах с симметрией C_{2v} , D_{2h} , C_{4v} , D_{4h} при углах поворота структуры относительно ориентации решетки, не кратных 45° , а в структурах с симметрией C_{3v} , D_{3h} – не наблюдается ни при каких ориентациях структуры. Разработанная теоретическая модель может быть применима к любым структурам и кристаллическим решеткам.

Результаты получены при поддержке гранта РФФИ №18-72-10140 и фонда «Базис».

Список литературы

1. Staude, I., Pertsch, T., & Kivshar, Y. S. (2019). All-Dielectric Resonant Meta-Optics Lightens up. *ACS Photonics*, 6(4), 802–814.
2. Wang, Z., et al., (2016). Optical chiral metamaterials: a review of the fundamentals, fabrication methods and applications. *Nanotechnology*, 27(41), 412001.
3. Koshelev, K., et al., (2020). Subwavelength dielectric resonators for nonlinear nanophotonics. *Science*, 367(6475), 288–292.
4. Hooper, D. C., et al., (2017). Strong Rotational Anisotropies Affect Nonlinear Chiral Metamaterials. *Adv. Mater.*, 29(13), 1605110.
5. Kang, L., et al., (2020). Nonlinear Chiral Meta-Mirrors: Enabling Technology for Ultrafast Switching of Light Polarization. *Nano Lett.*, 20(3), 2047–2055
6. Belardini, et al., (2020). Circular Dichroism in the Second Harmonic Field Evidenced by Asymmetric Au Coated GaAs Nanowires. *Micromachines*, 11(2), 225.
7. Frizyuk, K., et al., (2021). Nonlinear Circular Dichroism in Mie-Resonant Nanoparticle Dimers. *Nano Lett.*, 21(10), 4381–4387.
8. Gladyshev, S., Frizyuk, K., & Bogdanov, A. (2020). Symmetry analysis and multipoleclassification of eigenmodes in electromagnetic resonators for engineering their optical properties. *Phys. Rev. B*, 102(7), 075103.
9. Frizyuk, K. et al., (2019). Second-harmonic generation in Mie-resonant dielectric nanoparticles made of noncentrosymmetric materials. *Phys. Rev. B*, 99(7), 075425.

УСИЛЕНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ЭФФЕКТОМ ГУСА – ХЕНХЕН В МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А. Ю. Фролов^{1*}, А. В. Макарова², А. А. Неровная,¹ П.А. Кипп¹, Д.Н. Гулькин¹,
М.И. Шарипова¹, И.В. Соболева¹, В.В. Попов¹, А.А. Федянин¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет,
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²ФГБОУ ВО Курская ГСХА, 305021, Российская Федерация, г. Курск, ул. Карла Маркса, д.70

*E-mail: frolov@nanolab.phys.msu.ru

Показано, что приложение магнитного поля в экваториальной геометрии приводит к модуляции пространственного распределения интенсивности отраженных пучков света в одномерных никелевых магнитоплазмонных кристаллах. При возбуждении поверхностных плазмонов обнаружен эффекта Гуса – Хенхен. При наблюдении эффекта Гуса – Хенхен происходит значительное усиление пространственной модуляции интенсивности света отраженных пучков – совместный эффект Гуса – Хенхен и экваториального магнитооптического эффекта Керра (ГХ-ЭМОЭК). Значения ГХ-ЭМОЭК превышают стандартные значения ЭМОЭК в магнитоплазмонных кристаллах в 2.6 раза.

Управление свойствами оптического излучения с помощью магнитного поля является актуальным направлением, берущее свое начало с открытия магнитооптического эффекта Фарадея [1]. Особым случаем является приложение магнитного поля в экваториальной геометрии, в результате чего меняется интенсивность света, отраженного от намагниченного образца. Данный эффект называется экваториальным магнитооптическим эффектом Керра (ЭМОЭК). Для ферромагнитных металлов, таких как железо, кобальт и никель, обладающих наибольшей магнитооптической активностью, величина ЭМОЭК составляет не более десятых процентов [2]. В связи с этим усиление ЭМОЭК становится важной задачей для разработки эффективных модуляторов интенсивности света. Усилить ЭМОЭК возможно с помощью возбуждения поверхностных плазмонов (ПП), которые представляют собой связанные колебания свободных электронов в металле и света, распространяющихся на границе раздела между металлом и диэлектриком [3]. Возбуждение ПП приводит к многократному усилению ЭМОЭК, что было показано в самых разнообразных структурах, таких как тонкие металлические пленки [4] и магнитоплазмонные кристаллы (МПК) [5,6]. МПК представляют собой периодически структурированные одномерные или двумерные металлические поверхности или периодический массив плазмонных нанополостей.

Одним из наиболее интересных свойств при возбуждении ПП является усиление эффекта Гуса – Хенхен (ГХ). Эффект ГХ – смещение пространственного положения отраженного пучка света, относительно положения, определяемого геометрической оптикой [7]. Возбуждение ПП создает дополнительный перенос энергии на границе раздела, что вызывает усиление эффекта ГХ до значений нескольких десятков длин волн по сравнению со случаем отсутствия возбуждения ПП. В магнитоплазмонных структурах благодаря возбуждению ПП величину эффекта ГХ можно модулировать при приложении магнитного поля в экваториальной геометрии [8]. Данный эффект возникает благодаря чувствительности ПП к диэлектрической проницаемости материала.

В данной работе будет показано, что приложение магнитного поля в экваториальной геометрии приводит к модуляции пространственного распределения интенсивности отраженного света в МПК. Показано, что наибольших значений модуляции пространственной интенсивности света достигает при наблюдении эффекта ГХ в отраженном пучке. Далее модуляция пространственной интенсивности света при приложении магнитного поля в экваториальной за счет эффекта ГХ будет именоваться совместным эффектом ГХ-ЭМОЭК.

МПК в данной работе представляет собой одномерную никелевую нанорешетку с периодическим профилем поверхности близким к синусоидальному. Период решетки составляет 600 нм, а амплитуда 116 нм. Экспериментально показано, что в МПК воз-

можно наблюдение эффекта ГХ при возбуждении ПП. Установлено, что эффект ГХ в МПК представляет собой два пространственно разделенных пучка, один из которых смещенный, а другой –несмещенный [9]. При возбуждении ПП наблюдается значительное усиление эффекта ГХ, составляющего 18 длин волн, по сравнению со случаем отсутствия возбуждения ПП.

Была обнаружена магнитоиндуцированная модуляция пространственного распределения интенсивности отражённых пучков в МПК (совместный эффект ГХ-ЭМОЭК). Показано, что в области углов возбуждения ПП, происходит сильное возрастание совместного эффекта ГХ-ЭМОЭК. Достигнутые значения ГХ-ЭМОЭК составляют 4.2%. Полученное значение превышает в 2.6 раза стандартно измеренный ЭМОЭК. Кроме того, было обнаружено изменение знака ГХ-ЭМОЭК в окрестности углов падения, соответствующих возбуждению ПП. Данное поведение знака ГХ-ЭМОЭК коррелируют с изменением знака стандартно измеренного ЭМОЭК.

Список литературы

1. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials// A.K Zvezdin, V.A Kotov. CRC Press 1st edition, p. 404, 1997.
2. G. S. Krinchik, E. E. Chepurova, T. I. Kraeva. Magneto-optical properties of Ni, Co, and Fe in the ultraviolet visible, and infrared parts of the spectrum // Sov. Phys JETP, vol. 26(6), pp.1080-1085, 1985.
3. W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics// Nature vol. 424, pp. 824-827, 2003.
4. G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, M.U. González. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities // Adv. Opt. Mater. vol. 1, pp. 10-35 2013
5. A. A. Grunin, A. G. Zhdanov, A. A. Ezhov, E. A. Ganshina, A. A. Fedyanin. Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings, Appl. Phys. Lett., vol. 97, pp. 261908, 2010.
6. A. Yu. Frolov, M. R. Shcherbakov, A. A. Fedyanin. Dark mode enhancing magneto-optical Kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals, Phys. Rev. B, vol. 101, pp.04549, 2020
7. F. Goos and H. Hänchen, “A new and fundamental experiment on total reflection”, Ann. Phys.6 vol 1 (333), 1947.
8. T. Tang, J. Li, L. Luo, J. Shen, C. Li, J. Qin, L. Bi, J. Hou // Weak measurement of magneto-optical Goos-Hänchen effect, Opt. Express, vol. 27(13), pp. 17638-17647, 2019.
9. N. I. Petrov, V. A. Danilov, V. V. Popov, B. A. Usievich. Large positive and negative Goos-Hänchen shifts near the surface plasmon resonance in subwavelength grating. Opt. Express, vol. 28 (5), pp. 7552–7564, 2020.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ВЫСОКОДОБОТНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ МИКРОРЕЗОНАТОРАМИ

М. Л. Галкин^{1,2*}, Е.А. Лоншаков², К.Н. Миньков², В. Е. Лобанов²

¹Сколковский институт науки и технологий

121205, Российская Федерация, Москва,

Территория Инновационного Центра “Сколково”, Большой бульвар д.30, стр.1

*E-mail: Maxim.Galkin@skoltech.ru

²Российский квантовый центр

121205, Российская Федерация, Москва,

Территория Инновационного Центра “Сколково”, Большой бульвар д.30, стр.1

Описан принцип работы автоматизированного стенда, осуществляющего измерение параметров лазерных диодов, стабилизированных внешним высокочастотным микрорезонатором с модами шепчущей галереи.

Высокостабильные узкополосные лазеры применяются в различных прикладных и фундаментальных областях, таких как спектроскопия высокого разрешения, при создании лидаров, стандартов частоты, а также во многих других измерительных системах. В настоящее время источники с шириной линий лазерной генерации < 200 Гц являются коммерчески доступными, серийно выпускаемыми изделиями [1], в то время, как для лучших экспериментальных образцов эта величина может составлять менее 40 мГц [2].

Имеются различные способы стабилизации длины волны и сужения ширины линии лазера. Узкополосный лазерный источник на основе лазерного диода может быть создан в том числе за счёт обратной связи от внешнего резонатора, в частности, при реализации эффекта затягивания частоты диода на моду внешнего резонатора. К примеру, применяя микрорезонатор с модами шепчущей галереи со значением добротности порядка 10^8 , удаётся добиться генерации сигнала с шириной линии < 200 Гц, что было показано нами ранее [3, 4].

Эффективность стабилизации лазера внешним резонатором выражается коэффициентом стабилизации, определяемого как:

$$k_{\text{ст}} = \left. \frac{d(\omega_d - \omega_0)}{d(\omega_g - \omega_0)} \right|_{\omega_g = \omega_0} \quad (1)$$

где ω_g – частота генерации лазера, затянутого на внешний микрорезонатор; ω_d – частота генерации лазера без внешнего резонатора; ω_0 – частота наиболее близкой к частоте ω_g моды резонатора. Коэффициент стабилизации является функцией многих переменных [5], в частности, добротности микрорезонатора, коэффициента обратной связи с микрорезонатором, частоты отстройки, и фазы обратной волны. Все перечисленные параметры помимо добротности легко варьируются. Таким образом, появляется возможность получения режимов работы лазера при различных входных параметрах и, следовательно, выбора из них оптимального по тем или иным критериям.

Для автоматизированного исследования характеристик лазера, затянутого на высокочастотный микрорезонатор был создан измерительный стенд. В данном стенде входными параметрами, определяющими режим работы лазера, являются ток накачки лазерного диода, определяющий отстройку частоты лазерного диода от частоты микрорезонатора с модами шепчущей галереи, напряжения на двух пьезоэлементах, один из которых изменяет расстояние между резонатором и призмой, что обуславливает глубину обратной связи, а второй – расстояние между призмой и лазерным диодом, а также температура лазерного диода (также влияющая на отстройку частоты). Данные параметры определяют режим работы лазера, а именно: положение максимумов генерации,

их количество форму спектра, коэффициент подавления боковых мод и коэффициент стабилизации.

Во время работы установки в автоматическом режиме выполняются измерение и сохранение следующих параметров и зависимостей: спектр лазера, измеряемый оптическим спектроанализатором, мощность лазера, измеряемая отдельным фотоприёмником. При необходимости измерения ширины линии лазера его излучение гетеродинируется с излучением внешнего узкополосного лазера Тортиса, после чего спектр сигнала биений измеряется электрическим спектроанализатором.

Несмотря на то, что данный стенд изначально был разработан в первую очередь для измерения параметров лазерных диодов, стабилизируемых кристаллическими микрорезонаторами, его легко переоборудовать для измерения диодов, использующих интегральные микрорезонаторы.

Разработанная система существенно упростила оптимизацию параметров и исследование таких особенностей режимов работы лазера, как гистерезис режима затягивания (при изменении тока в ту или иную сторону), повторяемости режима работы (с учётом влияния внешней среды), стабильности многочастотной или одночастотной генерации, коэффициента подавления боковых мод, ширины линии, мощности лазера в разных режимах. В частности, при использовании многочастотного лазера Seminex и резонатора из MgF_2 с добротностью $4 \cdot 10^8$ удалось найти режим стабильной одночастотной генерации, при этом выходная мощность составила 3 мВт, коэффициент подавления боковых мод -35 дБ, а ширина линии – менее 100 Гц.

Список литературы

1. W. Liang, V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, et al. Whispering-gallery-mode-resonator-based ultranarrow linewidth external-cavity semiconductor laser // *Opt. Lett.* vol. 35, pp. 2822-2824, 2010.
2. R. R. Galiev, N. G. Pavlov, M. L. Gorodetsky, et al. Spectrum collapse, narrow linewidth, and Bogatov effect in diode lasers locked to high-Q optical microresonators // *Optics Express*, vol. 26 (23), pp. 30509-30522, 2018.
3. R. R. Galiev, N. M. Kondratiev, V. E. Lobanov, et al. Optimization of laser stabilization via self-injection locking to a whispering-gallery-mode microresonator // *Physical Rev. Appl.*, vol. 14 (1), 2020.
4. A. E. Dorche, M. A. Miri, A. A. Eftekhar, and A. Adibi. Exceptional point dispersion engineering // *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest, Optica Publishing Group, paper FTu2L.3*, 2021.
5. V. E. Lobanov, N.M. Kondratiev, and I. A. Bilenko. Generation of Platons in Optical Microresonators Enabled by Thermal Effects // *Nonlinear Optics, OSA*, pp. NTh3A-12, 2021.

УСИЛЕННОЕ СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НА NV-ЦЕНТРАХ В АЛМАЗЕ

Д.Е. Генин^{1,2*}, Е.И. Липатов^{1,2}, М.А. Шулепов^{1,2}, Е.Н. Тельминов², В.Г. Винс³, А.П. Елисеев⁴

¹*Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055, Российская Федерация, Томск, пр. Академический, д. 2/3
E-mail: dm_genin@vtomske.ru

²*Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36*

³*ООО «Веллман»
630058, Российская Федерация, Новосибирск, ул. Русская, д. 43
⁴Институт геологии и минералогии СО РАН,
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Коптюга, д.3*

В работе приведены результаты исследований лазерной генерации и усиленного спонтанного излучения в алмазе. Получен КПД генерации порядка 1%. Обнаружен эффект сильного влияния коротковолновой подсветки на энергетические характеристики генерации.

В 2021 году впервые в мире была получена лазерная генерация на NV-центрах в алмазе [1]. Изначально методом pump-probe было зафиксировано усиление сигнала на длине волны 680 нм при пропускании его через образец, содержащий NV-центры, с одновременной накачкой последнего излучением на длине волны 532 нм. Затем была получена лазерная генерация на длине волны около 720 нм (попадает в контур усиления, как и тестовое излучение на 680 нм). Энергия импульса генерации была оценена в 10 нДж.

Целью данной работы было получение большего выхода генерации, а также поиск оптимального примесно-дефектного состава алмазных образцов, необходимого для осуществления лазерной генерации.

Было исследовано несколько алмазных образцов с содержанием NV-центров более 5 р.р.т. и замещающего азота более 100 р.р.т. Все они продемонстрировали усиление излучения в области 714-720 нм. Пик усиленного спонтанного излучения (УСИ) выделялся над фоновым крылом люминесценции NV-центров и с увеличением интенсивности накачки рос значительно быстрее, чем всё остальное крыло. Типичная полуширина пика составляла около 10 нм, энергия импульса составляла менее 1 мкДж. Накачка производилась лазерным излучением на длине волны 532 нм с интенсивностью от 0.5 до 50 МВт/см². Эксперименты проводились при накачке образцов без помещения их в резонатор.

На одном из образцов была получена интенсивная генерация УСИ. Полуширина пика уменьшилась до 6 нм, энергия импульса достигла 12 мкДж. При постановке заднего зеркала наблюдалось увеличение энергии импульса и изменение формы пятна генерации, т. е. включалась обратная связь.

Интересный эффект был получен при облучении алмаза маломощным лазером на длине волны 405 нм. Интенсивность облучения составляла не более 150 мВт/см² (т. е. на несколько порядков меньше интенсивности накачки), однако включение такой подсветки приводило к резкому росту энергии излучения алмазного лазера – в 2.5–3 раза. В данном режиме удалось получить энергию импульса до 48 мкДж, что даёт значение КПД на уровне 1%.

Исследование выполнено по госзаданию Минобрнауки Российской Федерации, проект № FSWM-2020-0048.

Список литературы

1. A. Savvin, A. Dormidonov, E. Smetanina, et. al. NV⁻ diamond laser // Nat Commun., vol. 12, 7118 (2021)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГЕНЕТИЧЕСКИХ АЛГОРИТМОВ В ОПТИМИЗАЦИИ МНОГОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Е. И. Гиршова^{1,2,*}, А. В. Огурцов², А. В. Белоновский¹, К. М. Морозов¹

¹ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

*E-mail: ilinishna@gmail.com

²Академический университет имени Ж.И.Алфёрова

149201, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8, к.3

Высокоэффективные рефлекторы востребованы в современной оптоэлектронике. В настоящее время в этом качестве в основном используются распределенные Брэгговские отражатели из полупроводниковых материалов. Изготовление таких отражателей – дорогостоящий длительный процесс. Уменьшение толщины отражателя при сохранении его отражательной способности сделало бы эти устройства более доступными и продлило бы срок их службы за счет снижения теплового шума. С помощью алгоритмов генетической оптимизации получены структуры многослойных полупроводниковых и комбинированных металл-полупроводниковых отражателей, имеющих меньшую толщину и не уступающие оптические характеристики по сравнению с классическими аналогами.

Вопрос уменьшения толщины высокоэффективных отражателей, которые в данный момент в массовом производстве представлены, как правило, Брэгговскими зеркалами остаётся актуальным. Уменьшение толщины отражателя без потери его оптических свойств позволяет сделать конечный оптоэлектронный прибор более доступным и продлить срок его службы. В некоторых случаях, как, например, для зеркал проекта LIGO или элементов солнечных батарей, уменьшение толщины структуры отражателя и уменьшение тепловых шумов является критичным для работы приборов [1,2]. В литературе уже были описаны алгоритмы оптимизации многослойных структур, например, needle-алгоритм [3].

Перед нами стояла задача найти новый быстрый, надёжный и просто адаптируемый под конкретную задачу алгоритм оптимизации многослойной структуры. Был выбран генетический алгоритм, повторяющий в процессе реализации этапы естественного отбора: формирование популяции, выбор особей с оптимальным с точки зрения поставленной задачи сочетанием признаков, кроссинговер, формирование следующей популяции. Использование такого алгоритма позволяет распараллеливать вычисления и начинать процесс оптимизации с конкретной структуры отражателя, что гарантирует высокую скорость выполнения и гарантированную оптимизацию.

В результате выполненных работ было показано, что при учете поглощения в материале, пусть и незначительного, существуют структуры как чисто полупроводниковых зеркал, так и комбинированных металлодиэлектрических отражателей, превосходящие классические брэгговские структуры по соотношению толщин полупроводниковой части и отражательной способности. На рисунке 1 приведено сравнение толщин и спектров отражения и поглощения для классического брэгговского зеркала из пар слоёв кремния и диоксида кремния, настроенного на длину волны 1550 нм, и для оптимизированного отражателя. В целом было показано, что некоторые отражатели могут быть оптимизированы по толщине на десятки процентов. Для каждой конкретной задачи подобные структуры можно найти с помощью генетического алгоритма оптимизации. Использование оптимизированных структур позволит сделать оптоэлектронные устройства, конструкция которых предполагает использование зеркал с высоким коэффициентом отражения, более доступными, что положительно скажется на всей отрасли. Разработанный метод оптимизации может быть применен для оптимизации других параметров слоистых структур, например, отношения коэффициента поглощения и температуропроводности для структур с регулируемым нагревом (оптико-акустические генераторы), величины коэффициента Парселла и других.

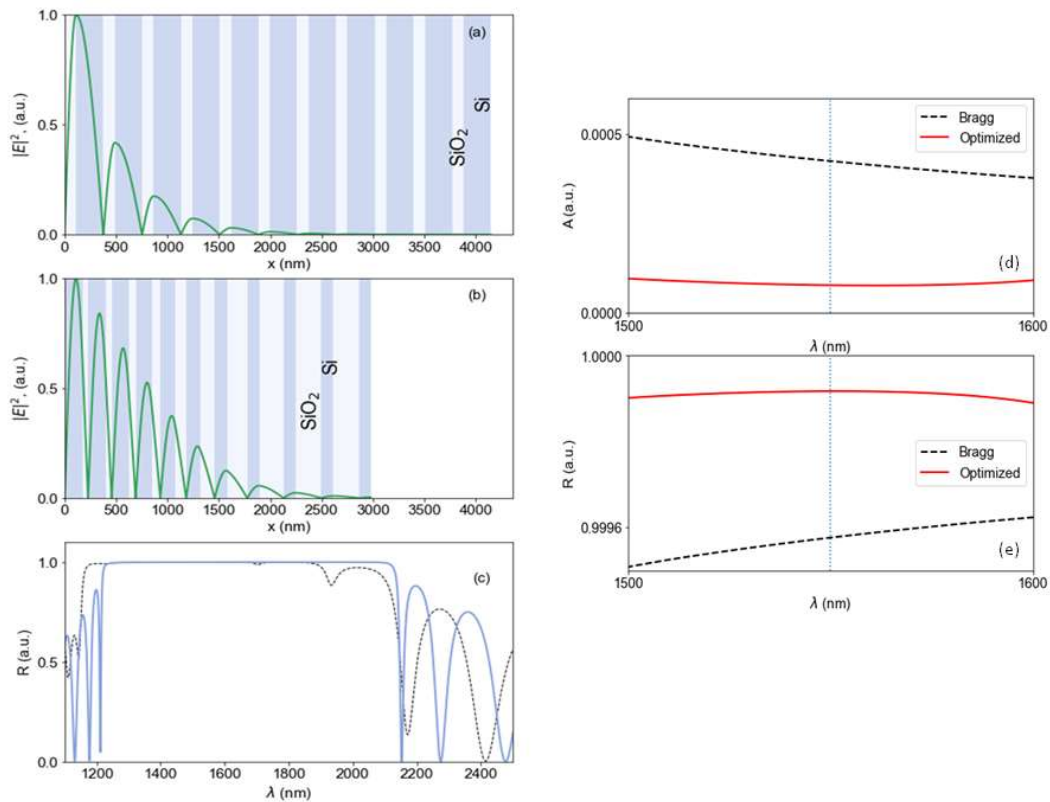


Рис. 1. Слева: сравнение Брэгговской (а) и оптимизированной (б) структур отражателя из кремния и диоксида кремния (рабочая длина волны 1550 нм) по толщине, профили распределения электрического поля показаны на схемах структуры зелёными линиями, спектры отражения этих структур, черная пунктирная линия для Брэгговского отражателя и синяя сплошная линия для оптимизированного. Справа: спектры отражения (е) и поглощения (d) классического Брэгговского отражателя из слоев кремния/диоксида кремния, настроенного на длину волны 1550 нм (черный цвет, пунктир), и отражателя, оптимизированного генетическим алгоритмом из тех же материалов на той же длине волны (красный цвет). Синие линии показывают целевую длину волны (1550 нм).

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 21-12-00304).

Список литературы

1. Pierro V, Fiumara V, Chiadini F, Granata V, Durante O, Neilson J, Di Giorgio C, Fittipaldi R, Carapella G, Bobba F, Principe M, Pinto IM. Ternary quarter wavelength coatings for gravitational wave detector mirrors: Design optimization via exhaustive search. *Phys. Rev. Research*,3, 2021.
2. Kim H, Kaya M, Hajimirza Sh. Broadband solar distributed Bragg reflector design using numerical optimization. *Solar Energy*. 2021, 221, 384-392.
3. Alexander V. Tikhonravov, Michael K. Trubetskov, and Gary W. DeBell, "Application of the needle optimization technique to the design of optical coatings," *Appl. Opt.* 35, 5493-5508, 1996.

УМЕНЬШЕНИЕ ПОРОГА НЕЛИНЕЙНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В СУБМИКРОННЫХ КУБАХ CsPbBr₃ НА ПОДЛОЖКЕ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

Д. Хмелевская^{1*}, А. П. Пушкарев¹, С. В. Макаров¹

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, лит. А

*E-mail: dariya.hmelevskaya@metalab.ifmo.ru

Данная работа посвящена изучению апконверсионной лазерной генерации в субмикронных кубах CsPbBr₃ на подложке Si/Ag/Al₂O₃, обладающих выраженным магнитным дипольным резонансом в инфракрасном спектральном диапазоне. Результаты исследования актуальны для создания компактных и эффективных апконверсионных лазеров, востребованных во многих областях нелинейной нанофотоники.

Апконверсионные лазеры широко востребованы в таких приложениях, как сенсоры, системы “on-chip”, обработка и хранение данных и другие [1]. Такие лазеры могут быть реализованы на основе перовскита состава CsPbBr₃, обладающего превосходными как линейными, так и нелинейными свойствами [2-3]. Актуальной проблемой данной области остается компактизация лазеров, так как с уменьшением размеров резонатора уменьшается его добротность, что приводит к уменьшению эффективности генерации, а также увеличению порога. Данная работа направлена на исследование усиления апконверсионной лазерной генерации при комнатной температуре в субмикронных кубах CsPbBr₃ на подложке Si/Ag/Al₂O₃ за счет магнитного дипольного резонанса.

Металл-диэлектрические подложки Si/Ag(50нм)/Al₂O₃(6нм) были получены методами терморезистивного напыления металла в вакууме и послойного атомного осаждения. Перовскитные нанокубы были получены методом “hot injection” согласно модифицированному Исполнителем протоколу получения нанокристаллов CsPbBr₃ и нанесены на металл-диэлектрическую подложку методом “drop casting”. На рис. 1а представлено СЭМ-изображение субмикронного куба CsPbBr₃ на подложке Si/Ag/Al₂O₃, размер которого составляет 440 нм x 640 нм x 710 нм.

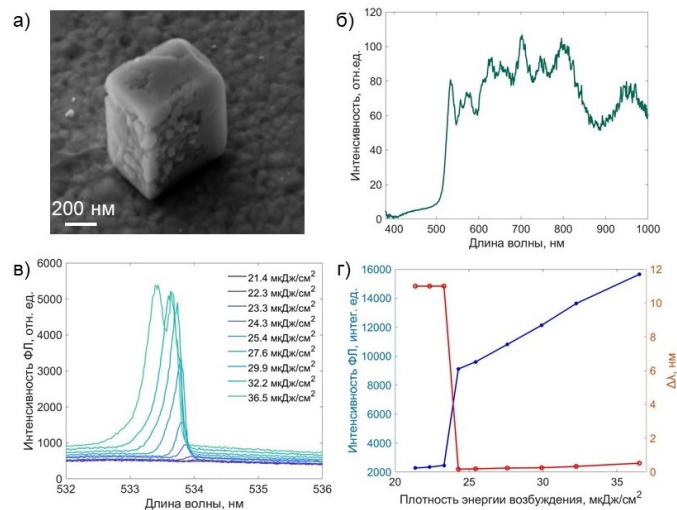


Рис. 1. (а) СЭМ-изображение субмикронного куба CsPbBr₃ на подложке Si/Ag/Al₂O₃ и б) соответствующий спектр рассеяния. (в) Спектры однофотонного излучения куба CsPbBr₃ при различных плотностях энергии возбуждения и (г) соответствующие зависимости интегрированной интенсивности излучения (синий) и ширины линии на полувысоте, $\Delta\lambda$, (красный) от плотности энергии возбуждения.

Как видно из рис. 1б, спектр рассеяния куба содержит выраженный магнитный дипольный резонанс на длине волны 950 нм, в то время как на более коротких длинах волн спектр рассеяния определяется вкладом Ми-мод высших порядков. Для исследования однофотонной генерации мы использовали источник фемтосекундных лазерных импульсов частоты 10 кГц с длиной волны $\lambda = 525$ нм при комнатной температуре. На рис. 1в представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) при различных плотностях

мощности накачки. При повышении плотности энергии возбуждения наблюдалось появление узкого пика с длинноволновой стороны профиля ФЛ на длине волны $\lambda_{\text{las}} = 533.7$ нм. Зависимость интегрированной интенсивности ФЛ от плотности энергии возбуждения имеет характерный для лазерной генерации S-образный характер (рис. 1г). Определенный из S-кривой порог лазерной генерации, E_{th} , составил 24 мкДж/см^2 с соответствующей добротностью лазерной моды $Q_{\text{las}} = \lambda / \Delta\lambda$ ($\Delta\lambda$ – ширина линии на полувысоте) = 3320 (рис. 1в). Сравнение с работой [3], где исследовались аналогичные субмикронные кубические резонаторы CsPbBr_3 , но на сапфировой подложке, показало, что полученное значение E_{th} на порядок ниже, а Q_{las} в несколько раз больше, что подтверждает эффективность использования металл-диэлектрических подложек.

Для исследования нелинейной лазерной генерации субмикронный куб (рис. 1а) возбуждался источником фемтосекундных лазерных импульсов частоты 10 кГц с пере-страиваемой длиной волны ($\lambda = 900\text{--}980$ нм). Наименьший порог двухфотонной генерации $E_{\text{th}} = 232 \text{ мкДж/см}^2$ был получен при длине волны возбуждения $\lambda = 950$ нм, при этом добротность лазерной моды составила $Q_{\text{las}} = 1320$ (рис. 2а,б). Было обнаружено, что зависимость порога генерации от длины волны возбуждения коррелирует со спектром рассеяния, при этом минимум порога генерации приходится на максимум спектра рассеяния, соответствующий магнитному дипольному резонансу на $\lambda = 950$ нм (рис. 2в,г).

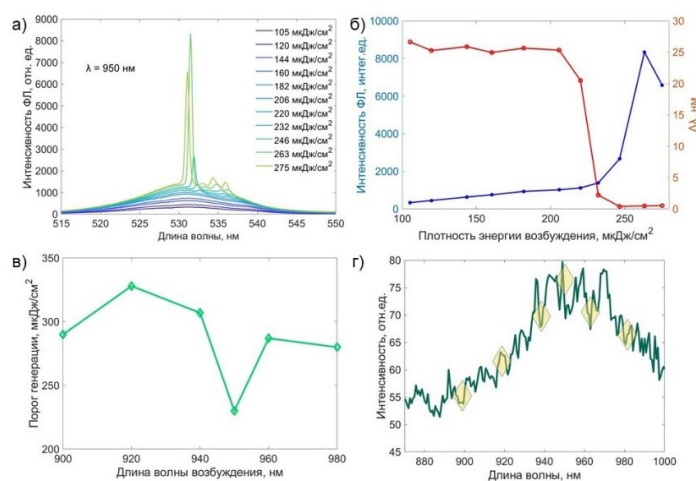


Рис. 2. (а) Спектры двухфотонного излучения куба CsPbBr_3 при различных плотностях энергии возбуждения для длины волны возбуждения $\lambda = 950$ нм и (б) соответствующие зависимости интегрированной интенсивности излучения (синий) и ширины линии на полувысоте, $\Delta\lambda$, (красный) от плотности энергии возбуждения. (в) Зависимость порога генерации от длины волны возбуждения. (г) Увеличенный спектр рассеяния (850-1000 нм из рис.1 б), где желтые ромбы соответствуют длинам волн возбуждения.

В результате исследования было показано, что порог нелинейной лазерной генерации в субмикронных кубах CsPbBr_3 на подложке металл-диэлектрик может быть уменьшен за счет магнитного дипольного резонанса, увеличивающего эффективность генерации (в 1.4 раза по сравнению с нерезонансными длинами волн). Полученные результаты актуальны для приложений нелинейной нанофотоники, в частности для уменьшения размеров апконверсионных лазеров на основе перовскита.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение 075-15-2021-589).

Список литературы

1. Lu Y. J. et al. Upconversion plasmonic lasing from an organolead trihalide perovskite nanocrystal with low threshold //ACS Photonics., 8(1), pp. 335-342, 2020.
2. Liu Z. et al. Robust subwavelength single-mode perovskite nanocuboid laser //ACS nano., 12(6), pp. 5923-5931, 2018.
3. A. Tiguntseva E. et al. Room-temperature lasing from Mie-resonant nonplasmonic nanoparticles //ACS nano., 14(7), pp. 8149-8156, 2020.

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫХ БИНАРНЫХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

Д. А. Иконников^{1*}, С. А. Мысливец^{1,2}, Ф. А. Барон¹, В. Г. Архипкин^{1,2},
А. М. Вьюнышев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук -
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

*ikonnikov@iph.krasn.ru

²Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет,
Красноярск, 660041, Россия

Предложен метод создания бинарных фазовых голограмм на основе «вилочковых» решеток для генерации массивов оптических вихрей с заданными характеристиками. Продемонстрировано, что данный метод позволяет получать одномерные и двумерные массивы оптических вихрей с регулярным или заданным положением вихрей. Показана возможность формирования вихрей с суперпозицией топологических зарядов. Экспериментально получены оптические вихри с нелинейной зависимостью фазы и исследованы их свойства. Исследована дифракция Френеля на «вилочковых» голограммах, показано, что вблизи решетки возникает эффект подобный эффекту Тальбота.

Все большее внимание в научном сообществе уделяется исследованию пучков света со сложным и, порой, нетривиальным распределением амплитуды и/или фазы, так называемому «структурированному свету». Одним из наиболее ярких примеров структурированного света являются оптические вихри (ОВ). ОВ представляют собой пучки света, имеющие азимутальный фазовый член $\exp(-il\phi)$, в связи с чем в центре таких пучков имеются точки фазовой сингулярности, где фаза не определена, а интенсивность равна нулю [1]. Параметр l представляет собой топологический заряд (ТЗ) ОВ, который показывает число скачков фазы на 2π при обходе вокруг сингулярности по замкнутому контуру. Кроме обычных канонических ОВ, в которых геликоидальная фаза изменяется равномерно с азимутальным углом, выделяют множество видов оптических вихрей, таких как: ОВ с квадратичной зависимостью фазы от азимутального угла [2]; ОВ с дробным топологическим зарядом [3] и т. д. Чаще всего для получения ОВ используются спиральные или «вилочковые» фазовые пластины [4].

В настоящей работе предложен простой метод создания бинарных фазовых голограмм (БФГ) на основе «вилочковых» голограмм для генерации ОВ с заданными характеристиками [5]. Фазовая модуляция задается следующим образом

$$\Phi(\mathbf{r}, \varphi) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \text{sgn}(\sum a_n \cos[G_n \mathbf{r} + l_n \varphi]), \quad (1)$$

где Φ_0 – начальное значение фазы (в нашем случае $\pi/2$), $\Delta\Phi$ – максимальное отклонение фазы (в нашем случае $\pi/2$), $\text{sgn}(\psi) = |\psi|/\psi$ – функция знака, a_n – весовые коэффициенты, G_n – модули векторов обратной решетки. Экспериментально показано, что созданные с использованием данного метода БФГ позволяют генерировать как одномерные, так и двумерные массивы ОВ. ОВ в пределах массива могут быть упорядочены, образуя регулярные структуры, а также распределены интересующим нас образом (рис. 1а,б). Используемый подход позволяет получать ОВ с суперпозицией нескольких ТЗ в том случае, если несколько компонент в (1) имеют одинаковые значения векторов обратной решетки G_n , но различаются значениями ТЗ l_n (рис. 1в,г) [6]. Эта ситуация подобна случаю интерференции двух независимо распространяющихся вихрей с различающимися зарядами. При этом пространственная конфигурация ОВ представляет собой два концентрических кольца; возникает явление конкуренции топологических зарядов [7]. Экспериментально получены и исследованы ОВ с квадратичной азимутальной зависимостью фазы. Для этого уравнение (1) модифицировалось следующим образом:

$$\Phi(x_0, y_0) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \text{sgn} \left(\cos \left[G_n x_0 + \left(1 + \frac{\beta\varphi}{2\pi} \right) l\varphi(x_0, y_0) \right] \right). \quad (2)$$

При больших значениях квадратичной компоненты каноническое кольцеобразное распределение интенсивности трансформируется в единственный виток спирали. В таком случае значение l определяет характерные размеры кольце- или спиралеобразного распределения интенсивности. Произведение βl определяет каким образом модифицируется распределение интенсивности относительно случая кольцеобразного распределения. Значение полного топологического заряда системы ОВ определяется суммой $(1 + \beta)l$. Рассмотрены ситуации как с целочисленными, так и с дробными значениями квадратичной компоненты (рис. 1д,е и ж,з, соответственно). Исследованы распределения интенсивности и фазы, в том числе количество и положение фазовых сингулярностей.

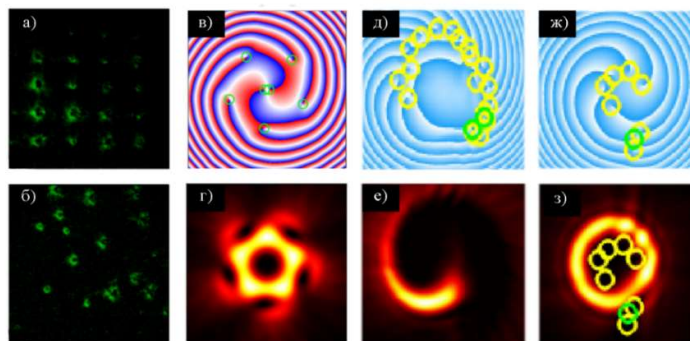


Рис. 1. Оптические вихри с заданными параметрами:
а,б) экспериментальные распределения интенсивности;
расчетные распределения фазы (в,д,ж) и распределения интенсивности (г,е,з).

Особенностью «вилочковых» голограмм является возможность получения массивов ОВ. На относительно большом расстоянии (в дальней зоне) дифракционные порядки расходятся настолько, что становятся различимыми. Напротив, вблизи решетки (ближняя зона) дифракционные порядки накладываются друг на друга. В связи с чем возникает интерес, связанный с исследованием дифракции Френеля гауссового пучка на периодической решетке с дислокацией. Для этого случая выявлено наличие определенной пространственной периодичности в структуре распределения интенсивности вдоль оси распространения, иными словами – обнаружен аналог эффекта Тальбота.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 19-12-00203, <https://rscf.ru/project/19-12-00203/>.

Список литературы

1. M.S. Soskin, V.N. Gorshkov, M.V. Vasnetsov, et al. Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices // *Phys. Rev. A*, vol. 56, P. 4064, 1997.
2. A.V. Ustinov, S.N. Khonina, P.A. Khorin, A.P. Porfirev Control of the intensity distribution along the light spiral generated by a generalized spiral phase plate // *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 38, P. 420, 2021.
3. I.V. Basistiy, V.A. Pas'ko, V.V. Slyusar, et al. Synthesis and analysis of optical vortices with fractional topological charges // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 6, P. S166, 2004.
4. X. Wang, Z. Nie, Y. Liang et al. Recent advances on optical vortex generation // *Nanophotonics*, vol. 7, P. 1533, 2018.
5. D.A. Ikonnikov, A. M. Vyunishev Tailoring diffraction of light carrying orbital angular momenta // *Opt. Lett.*, vol. 45, P. 3909, 2020.
6. D.A. Ikonnikov, V.A. Fokin, A.M. Vyunishev Synthesizing structured optical vortices // *Annalen der Physik* 2022 (принята в печать)
7. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.V. Vol'yar Topological charge of a linear combination of optical vortices: topological competition // *Opt. Express*, vol. 28, P. 8266, 2020.

ФАНТОМНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. О. Исмагилов^{1*}, А. К. Лапша-Данилевская¹, Я. В. Грачев¹, Б. А. Наседкин¹, В. В. Залипаев¹,
Н. В. Петров¹, А. Н. Цыпкин¹

¹Университет ИТМО

197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, лит. А.

*E-mail: ismagilov.azat@itmo.ru

В работе представлены результаты формирования спекл структур при прохождении широкополосного терагерцового излучения через прозрачный объект со случайной фазовой неоднородностью и их использования для восстановления изображения при помощи техники фантомной визуализации. Благодаря возможности использования терагерцовой спектроскопии с разрешением во времени рассмотрены два подхода: интегральный и с использованием мультиплексирования. Продемонстрированы преимущества использования техники мультиплексирования для задачи фантомной визуализации, а именно уменьшение количества измерений необходимого для достижения того же качества восстановленного изображения, что и при использовании интегрального метода.

Техника фантомной визуализации является хорошо известным методом, который можно использовать для восстановления изображений объекта путем корреляции излучения в двух плечах, в одном из которых объект отсутствует. Данный метод хорошо известен при работе с оптическим излучением [1] и относительно недавно начали появляться работы для терагерцового (ТГц) излучения [2], [3]. В связи с требованиями большого объема измерений для реализации метода фантомной визуализации является актуальной задача ускорения этого процесса. Существуют решения, основанные как на изменении параметров эксперимента [4], так и на использовании вычислительных мощностей [5].

В этой работе мы демонстрируем предложенные нами решения для реализации фантомной визуализации в терагерцовом диапазоне частот при использовании импульсного источника ТГц излучения.

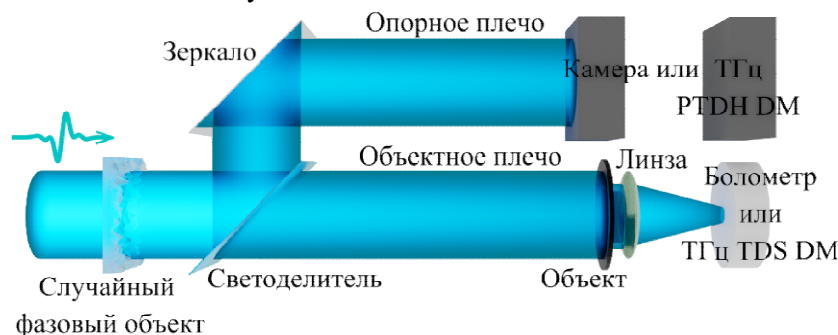


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента для реализации метода фантомной визуализации. В зависимости от реализуемого метода (интегрального или с применением мультиплексирования) в качестве приёмника в опорном и объектном плече могут быть использованы камера и болометр, либо PTDH и TDS модули.

Для реализации метода фантомной визуализации при использовании широкополосного ТГц излучения может быть использована схема, представленная на рис. 1. В нашей работе [3] рассмотрен случай использования камеры в опорном плече и болометра в объектном. Показана возможность формирования спекл структур при прохождении широкополосного импульсного терагерцового излучения через прозрачную пластину со случайной фазовой неоднородностью и их использование для реализации метода фантомной визуализации.

Чтобы продемонстрировать возможность спектрального мультиплексирования путем регистрации отдельных спекл структур для соответствующих частот, необходимо

использовать модуль ТГц импульсного голографического детектирования во временной области (РТДН DM) [6]. Изображения различных спекл структур, полученные на отдельных частотах регистрируемого широкополосного излучения, показаны на рис. 2.

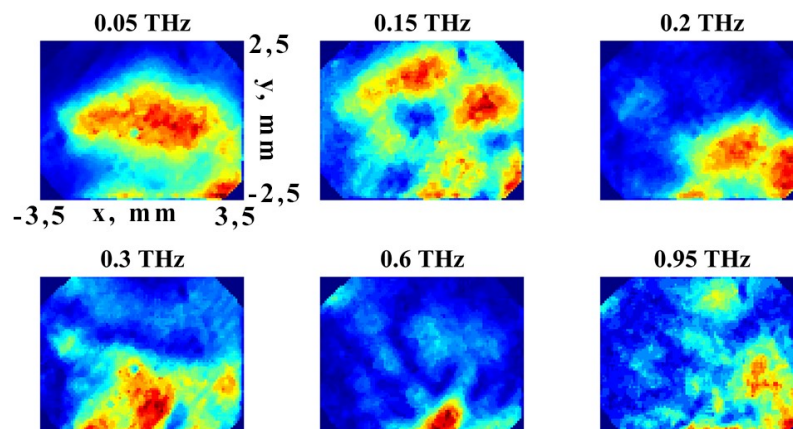


Рис. 2. Изображения спекл структур формируемых на различных частотах используемого ТГц излучения, полученных с помощью ТГц РТДН DM.

Коэффициент корреляции полученных изображений спекл структур составляет менее 0,6 (рис. 2). При сравнении двух методов с рис. 1 спектральное мультиплексирование позволяет восстановить изображение объекта по 75 измерениям против 1500 с одинаковым контрастом в обоих случаях.

Численно и экспериментально показана возможность формирования спекл структур при прохождении широкополосного ТГц излучения через прозрачный объект со случайной фазовой неоднородностью и их использования для восстановления изображений методом фантомной визуализации. Также представлены результаты по реализации спектрального уплотнения спекл структур, что дает нам 10-кратное ускорение при проведении измерений в широкополосном терагерцовом излучении.

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

Список литературы

1. Bromberg Y., Katz O., Silberberg Y. Ghost imaging with a single detector //Physical Review A. – 2009. – Т. 79. – №. 5. – С. 053840.
 2. Olivieri L. et al. Time-resolved nonlinear ghost imaging //ACS photonics. – 2018. – Т. 5. – №. 8. – С. 3379-3388.
 3. Leibov L. et al. Speckle patterns formed by broadband terahertz radiation and their applications for ghost imaging //Scientific Reports. – 2021. – Т. 11. – №. 1. – С. 1-10.
 4. Wang Y. et al. Hyperspectral computational ghost imaging via temporal multiplexing //IEEE Photonics Technology Letters. – 2015. – Т. 28. – №. 3. – С. 288-291.
 5. Shimobaba T. et al. Computational ghost imaging using deep learning //Optics Communications. – 2018. – Т. 413. – С. 147-151.
- Grachev Y. V., Kokliushkin V. A., Petrov N. V. Open-source 3D-printed terahertz pulse time-domain holographic detection module //Applied Optics. – 2022. – Т. 61. – №. 5. – С. B307-B313.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ИОНА Н⁻

А. С. Корнев^{1*}, В. Е. Чернов¹, Б. А. Зон¹, P. Kubelík², M. Ferus²

¹Воронежский государственный университет
394018, Российская Федерация, Воронеж, Университетская пл., д. 1

*E-mail: a-kornev@yandex.ru

²J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry, Academy of Sciences of the Czech Republic
Dolejškova 2155/3, 182 23 Prague 8, Czech Republic

Динамическая поляризуемость отрицательного иона водорода вычислена с использованием корреляционно-согласованного базисного набора с высокой диффузностью. Полученные результаты близки к результатам, полученным методом суммирования по псевдосостояниям. Расчеты методом функционала плотности не позволяют достичь высокой точности. Это связано с большими размерами отрицательных ионов по сравнению как с положительными ионами, так и с нейтральными атомами (молекулами).

Интерес к анионам обусловлен их широким применением в фундаментальной науке и в технологиях. Ион Н⁻ является простейшим анионом, но играет особую роль. Во-первых, он используется для тестирования теоретических методов описания более сложных систем. Во-вторых, он участвует в формировании спектров звезд и Солнца.

Динамическая поляризуемость (ДП) анионов является их важнейшей характеристикой, определяющей вероятности различных фотопроцессов, а также сечения поляризационного тормозного излучения. Соответствующие результаты находят применение для описания некоторых процессов в хромосфере Солнца (см., напр., [1]).

Результаты ранних расчетов ДП аниона Н⁻ различными известными на тот момент методами (формальная теория возмущений и различные вариационные методы) приведены в работе [2] с указанием допустимого интервала. В работе [3] динамические поляризуемости найдены в одноэлектронном приближении с некоторыми модельными потенциалами методом Далгарно–Льюиса. Наконец, в недавней работе [4] ДП рассчитывались методом суммирования по псевдосостояниям с использованием вариационных волновых функций со случайным распределением параметров.

Целью работы является анализ результатов вычисления ДП Н⁻ с использованием современных методов квантовой химии, имеющих в основе гауссовы орбитали, и сравнение с известными более ранними результатами.

В работе [5] в расчетах ДП нейтральных двухатомных молекул высокую эффективность показали методы *ab initio* CCSD(T) и функционала плотности mPW1PBE с корреляционно-согласованными базисными наборами aug-cc-pVXZ качества X = 5 или 6.

В случае анионов методы, использованные в [5], дают существенно заниженные значения ДП (см. табл. 1) вследствие малой энергии связи оптического электрона и, как следствие, большого размера аниона. В частности, радиус Н⁻ в 4.5 раза превышает борровский радиус $a_B = 0.529 \text{ \AA}$. На таких расстояниях вид гауссовых базисных функций существенно отличается от слэтеровских и искажает результаты расчета даже при наличии стандартного набора диффузных функций aug-cc-pVXZ.

Возможным решением проблемы является использование расширенных базисных наборов с высокой диффузностью, например, x-aug-cc-pVXZ с x = 2, 3 или 4 диффузными функциями, добавленными к каждой орбитали.

Результаты расчета даны в таблице 1. Исследовался весь диапазон частот ω , вплоть до порога однофотонного отрыва ω_{thr} . Отмечается острая чувствительность ДП к выбору количества диффузных функций x по сравнению с энергией сродства, которая при $X \geq 5$ практически не зависит от x. Результаты, полученные методом CCSD при x = 4, с точностью до 0.15% согласуются с данными из [4], полученными методом суммирования по псевдосостояниям, и укладываются в интервалы, предложенные в работе [2], на всем диапазоне частот. Для сравнения указаны результаты работы [3] для модельного потенциала, являющегося аналитической аппроксимацией потенциала взаи-

модействия электрона с нейтральным атомом водорода во втором порядке теории возмущений.

В настоящее время использование базисных функций с высокой диффузностью, по-видимому, не реализовано в квантовохимических методах функционала плотности. Более того, данные методы дают энергию сродства H^- , отличающуюся на 15% от табличного значения и от получаемого *ab initio* с теми же базисными наборами. Расчеты ДП методом функционала плотности также не позволяют получить высокой точности. Причина этого связана с большими размерами отрицательных ионов по сравнению как с положительными ионами, так и с нейтральными атомами (молекулами). Таким образом, можно говорить о весьма важной роли параметра диффузности корреляционно-согласованного базисного набора в расчетах динамической поляризуемости отрицательных ионов.

Таблица 1

Значения динамической поляризуемости $\alpha(\omega)$ (в а.е., a_B^3) в основном состоянии аниона H^- , вычисленные в настоящей работе методами функционала плотности mPW1PBE (пакет GAUSSIAN) и связанных кластеров CCSD (пакет NWCHEM) с использованием базисных наборов x-aug-cc-pV6Z, в сравнении с данными, полученными другими методами. Табличное значение пороговой частоты ω_{thr} и энергии сродства $E_A = 0.0277165$ а.е. (0.75 эВ) [6].

ω , а.е.	[2]	[3]	[4]	mPW1PBE		CCSD		
				x = 1	x = 2(d)	x = 2 (d)	x = 3 (t)	x = 4 (q)
ω_{thr} , а.е.	0.027751			0.0231	0.0235	0.027675	0.027676	0.027676
0.000	206.39 ± 2.45	213.363	206.377	52.1984	143.680	161.705	206.103	206.674
0.002	206.73 ± 2.48	214.116	206.699	52.2042	143.761	161.812	206.412	206.998
0.004	207.74 ± 2.54	215.842	207.675	52.2215	144.007	162.137	207.346	207.978
0.006	209.47 ± 2.65	217.624	209.332	52.2505	144.418	162.680	208.928	209.643
0.008	211.98 ± 2.84	220.887	211.721	52.2911	144.997	163.447	211.199	212.044
0.010	215.34 ± 3.10	224.638	214.917	52.3434	145.750	164.445	214.219	215.257
0.012	219.73 ± 3.49	228.989	219.031	52.4075	146.681	165.683	218.072	219.394
0.014	225.34 ± 4.07	234.716	224.222	52.4834	147.798	167.171	222.873	224.617
0.016	232.51 ± 4.96	241.465	230.717	52.5712	149.109	168.923	228.780	231.159
0.018	241.81 ± 6.41	251.750	238.859	52.6712	150.626	170.956	236.007	239.371
0.020	254.27 ± 8.96	264.488	249.176	52.7834	152.360	173.291	244.848	249.799
0.022	272.13 ± 14.06	278.989	262.555	52.9079	154.327	175.951	255.716	263.193
0.023	284.66 ± 18.73	288.335	270.859	52.9748	155.403	177.412	262.086	271.602
0.024	301.83 ± 26.71	300.574	280.664			178.965	269.206	281.522
0.025	327.37 ± 41.30		292.522			180.616	277.195	293.459
0.026	375.11 ± 75.66		307.429			182.367	286.204	308.220
0.027	527.88 ± 211.49		327.638			184.226	296.420	327.184

Исследование поддержано РФФИ № 19-52-26006 и Чешским научным фондом (GAČR, проект № 20-10591J).

Список литературы

1. V. de la Luz // *Astrophys. J.*, vol. 825(2), p. 138 (12 pp.), 2016.
2. R. M. Glover, F. Weinhold // *J. Chem. Phys.*, vol. 65(11), pp. 4913–4926, 1976.
3. П. А. Головинский, Б. А. Зон // *Оптика и спектр.*, т. 45(5), с. 854–857, 1978.
4. S. Kar, Y.-S. Wang, Y. Wang, Y. K. Ho // *Int. J. Quantum Chem.*, vol. 118(7), p. e25515, 2018.
5. A. S. Kornev, K. I. Suvorov, V. E. Chernov, B. A. Zon // *Chem. Phys. Lett.*, vol. 711, pp. 42–47, 2018.
6. T. Andersen, H. K. Haugen, H. Hotop // *J. Phys. Chem. Ref. Data*, vol. 28(6), pp. 1511–1533, 1999.

БИНАРНЫЕ ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ В ТОНКИХ АЛЮМИНИЕВЫХ ПЛЕНКАХ

Е. С. Козлова^{1,2}, С. С. Стафеев^{1,2}, В. В. Подлипов^{1,2}, С. А. Фомченков^{1,2}, В. В. Котляр^{1,2}

¹ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

В работе теоретически и экспериментально исследуются амплитудные элементы в тонких пленках алюминия. В ходе исследования были рассчитана оптимальная толщина рельефа, после чего элементы были изготовлены с помощью технологий электронно-лучевой литографии. С помощью ближнепольного электронного микроскопа продемонстрирована работоспособность представленных элементов.

Амплитудные элементы в последние годы привлекли к себе пристальное внимание как эффективные фокусирующие элементы [1-3], а исследования по генерации [4,5] вихревых пучков занимают значительную часть современных научных работ. Фокусировка оптических вихрей находит свое применение в таких задачах как обработка оптических сигналов [6], системах передачи данных [7] и оптические наноманипуляции [8].

В данной работе исследованы вопросы фокусировки лазерного излучения, а также формирования оптических вихрей с помощью амплитудных бинарных зонных пластинок. Теоретическое исследование проводилось путем численного моделирования с помощью FDTD-метода, реализованного в программном пакете FullWAVE. В ходе моделирования использовались следующие параметры сетки: 10 нм – шаг по поперечным координатам и продольной координате соответственно. Шаг по псевдо-времени был выбран равным 5 нм. В качестве падающего излучения использовались гауссовы пучки с длиной волны 532 нм. Численно было исследовано влияние толщины рельефа амплитудных элементов на их эффективность.

Было показано, что при бинарной зонной пластинки (ЗП) Френеля, состоящей из 13 колец ($NA = 0,95$) оптимальное соотношение ширины и интенсивности фокального пятна достигается при высоте алюминиевой пленки, равной 50 нм, для обоих типов поляризации: круговой и линейной. Кроме того, для линейной поляризации алюминиевая ЗП с этой высотой рельефа дает фокусное пятно с меньшей шириной по полуспаду интенсивности ($FWHM = 0,38\lambda$), чем ширина фокального пятна, образованного фазовой ЗП ($FWHM = 0,41\lambda$) [13]. При этом максимальная интенсивность в фокусе амплитудного элемента всего в 3 раза меньше, чем интенсивность в фокусе. Было показано, что использование алюминиевых пленок толщинами порядка 50–70 нм позволяет получить наименьшее значение продольной компоненты вектора Умова – Поинтинга на оптической оси (т. е. максимальный обратный поток) при формировании оптических вихрей с помощью бинарных спиральных ЗП.

Для изготовления алюминиевых ЗП мы использовали технологию, которая включает электронно-лучевую литографию, химическое травление и лифт-офф процесс. Кварцевый субстрат использовался в качестве подложки будущего элемента. Шероховатость поверхности составила меньше 10 нм. Металлическая пленка наносилась в напыляющей магнетронной системе CarolineD12A (ESTO-Vacuum, Inc.) в вакууме 10^{-3} Па и при мощности 300-700 Ватт. Далее специальной центрифуге наносился резист для электронно-лучевой литографии. Толщина резиста контролировалась профилометром P-16 (KLA- Tencor, Inc.) и составляла 400 нм. После этого выполняется экспозиция резиста SEM-микроскопом. Удаление маски резиста выполнялось с помощью специальных жидкостей. Далее производилась очистка и запекание структуры для повышения адгезивных свойств. На шестом шаге с помощью Caroline D12A (ESTO-Vacuum, Inc.) наносилась тонкая пленка хрома. Напыление происходило на следующих параметрах: 10^{-3} Па и 700 Вт. Толщина пленки составляла 45 нм. Далее применяются лифт-офф про-

цесс: с помощью ацетона удалялась пленка хрома и лишний резист, таким образом формируя негативную маску в хrome в сравнении с маской на резисте. Через пленку хрома удалялся металлический слой с помощью NaOH. Жесткая маска хрома удалялась $K_3[Fe(CN)_6+3]$. На рис. 1 представлены результаты экспериментального исследования.

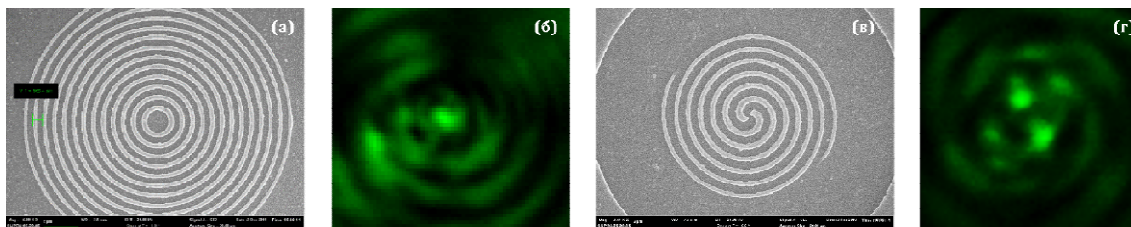


Рис. 1. Изготовленные элементы: ЗП (а),СЗП (в) и полученные распределения интенсивности, измеренные СБОМ: сфокусированный гауссов пучок с круговой поляризацией (б) и вихрь второго порядка при фокусировке гауссова пучка с линейной поляризацией (г).

С помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (СБОМ) показано, что при освещении линейно поляризованным гауссовым пучком бинарной алюминиевой ЗП на расстоянии 540 нм от поверхности формирует фокусное пятно в виде эллипса с диаметрами вдоль декартовых осей $FWHM_x = 0,85\lambda$ и $FWHM_y = 0,64\lambda$ (рис. 1б). Инструментальная погрешность экспериментального измерения составила $0,03\lambda$. С помощью СБОМ, было показано что изготовленная из алюминия СЗП с высотой рельефа 80 нм, диаметром 8 мкм и фокусным расстоянием равным 532 нм, при освещении ее линейно поляризованным Гауссовым пучком формирует на расстоянии 500 нм оптический вихрь, интенсивность которого представляет два ярко выраженных пика, вращающихся в направлении часовой стрелки (рис. 1г).

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда грант № 18-19-00595.

Список литературы

1. J. Kim, H. Kim, G.-Y. Lee, J. Kim, B. Lee, Y. Jeong. Numerical and Experimental Study on Multi-Focal Metallic Fresnel Zone Plates Designed by the Phase Selection Rule via Virtual Point Sources // *Appl. Sci.*, vol. 8(3), pp. 449, 2018.
2. V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.G. Nalimov, M.V. Kotlyar, L. O'Faolain, E.S. Kozlova. Tight focusing of laser light using a chromium Fresnel zone plate. *Opt. Express*, vol. 25(17), pp. 19662-19671, 2017.
3. Z. Wang, S. Ye and S. Jian. Vortex Beam Detection Based on Plasmonic in Plane Zone-Plate // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 26(6), 4600209, 2020.
4. K. Nakagawa, K. Yamane, R. Morita, Y. Toda. Laguerre–Gaussian vortex mode generation from astigmatic semiconductor microcavity // *Appl. Phys. Express*, vol.13, 042001, 2020.
5. S.S. Stafeev, E.S. Kozlova, A.G. Nalimov, and V.V. Kotlyar. Tight focusing of a cylindrical vector beam by a hyperbolic secant gradient index lens // *Opt. Lett.*, vol. 45(7), pp. 1687-1690, 2020.
6. D. Bunandar, T. Lazovich, M. Gould, R. Braid, C. Ramey, N. C. Harris. Programmable Nanophotonics for Computation // *2018 IEEE 15th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, pp. 1-2, 2018.
7. M.R.T. Tan, P. Rosenberg, W.V. Sorin, B. Wang, S. Mathai, G. Panotopoulos, and G. Rankin. Universal Photonic Interconnect for Data Centers // *J. Lightwave Technol.*, vol. 36(2), pp. 175-180, 2018.
8. Y. Xue, Y. Wang, S. Zhou, H. Chen, G. Rui, B. Gu, and Q. Zhan. Focus shaping and optical manipulation using highly focused second-order full Poincaré beam // *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 35(6), pp. 953-958, 2018.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОЛЯРИТОНА В СТРУКТУРАХ С ГРАФЕНОВЫМ СЛОЕМ

К. В. Бухенский¹, А. Б. Дюбуа¹, А. Н. Конюхов¹, С. И. Кучерявый², А. С. Сафошкин¹

¹*Рязанский государственный радиотехнический университет*

²*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ*

Процессы перераспределения энергии в результате дифракции электромагнитного излучения в диэлектрических средах представляют собой одну из важнейших задач интегральной оптики. По сравнению с процессами распространения электромагнитного излучения вдоль многослойных структур с параллельными (или коаксиальными) границами раздела, которые хорошо изучены и систематизированы к настоящему времени, дифракционные задачи изучены гораздо слабее. Основная проблема заключается в больших математических сложностях, связанных с решением уравнений Максвелла в средах, где границы раздела между средами суть не параллельные плоскости. Условия непрерывности в совокупности с уравнениями Максвелла для таких задач связаны с решением сложных интегродифференциальных уравнений, которые имеют аналитическое решение только для определенных геометрий. В работе произведен расчет процесса отражения гауссова пучка с возбуждением поверхностных и объемных электромагнитных полей в структуре, где уже при относительно небольших напряженностях электромагнитного поля нелинейность в диэлектрической проницаемости будет сказываться на процесс отражения от нелинейной структуры. Структура представляет собой четыре среды: алмазная подложка, графен, тонкая металлическая пленка (платина), полупроводник (GaAs).

ГЕНЕРАЦИЯ И СВОЙСТВА ПЛАТИКОНОВ В ВЫСОКОДОБОРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

В. Е. Лобанов^{1*}, Н. М. Кондратьев², А. Е. Шитиков¹, И. А. Биленко^{1,2}

¹Российский Квантовый Центр

121205, г. Москва, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1.

*E-mail: vallobanov@gmail.com

²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

В докладе будет дан обзор результатов теоретических и экспериментальных исследований, проведенных в Российском Квантовом Центре, по генерации и исследованию свойств особого типа диссипативных солитонов, платиконов, в высокодобротных оптических микрорезонаторах.

За последние более чем 20 лет оптические частотные гребенки стали одним из наиболее эффективных инструментов современной оптики и фотоники [1]. Долгое время для их генерации использовались лазеры с синхронизацией мод. В 2007 году было обнаружено, что генерация частотных гребенок возможна в высокодобротных оптических микрорезонаторах с кубичной нелинейностью за счет процесса четырехволнового взаимодействия [2]. С тех пор генерация таких керровских частотных гребенок была продемонстрирована в высокодобротных микрорезонаторах различных геометрий, изготовленных из различных материалов (кристаллические фториды, алмаз, кварц, кремний, нитрид кремния и пр.) [3]. Также была показана возможность генерации когерентных гребенок, во временном представлении имеющих вид диссипативных солитонов [4]. Оптические сигналы такого рода нашли широкое применение в различных областях науки и техники, например, в метрологии, спектроскопии, астрофизике и телекоммуникационных системах. Однако, большинство материалов, пригодных для изготовления таких микрорезонаторов, имеют нормальную дисперсию групповых скоростей в видимом и ближнем ИК диапазоне, что препятствует генерации когерентных частотных гребенок или же светлых диссипативных керровских солитонов. Поэтому разработка новых методов генерации когерентных частотных гребенок в микрорезонаторах с нормальной дисперсией и исследование свойств таких гребенок является актуальной и практически значимой задачей [5].

Уже несколько лет такие исследования проводятся в группе когерентной микрооптики и радиофотоники Российского Квантового Центра. Численно было показано, что при определенных условиях при нормальной дисперсии групповых скоростей возможна генерация нового типа солитонных импульсов, платиконов [6], и разработано несколько методов их генерации. Также было показано, что с точки зрения преобразования энергии накачки в энергию частотной гребенки генерация платиконов может быть существенно более эффективной чем генерация светлых солитонов. Также была продемонстрирована возможность эффективного управления длительностью таких импульсов путем перестройки частоты накачки.

Первый метод основан на локальном искажении закона дисперсии, заключающемся в сдвиге моды накачки [6]. Это может происходить из-за взаимодействия различных мод микрорезонатора, а также быть реализовано, например, в сложных микрорезонаторных структурах. Действенность этого подхода была подтверждена экспериментально и была продемонстрирована эффективность преобразования энергии накачки в энергию новых частотных компонентов, превышающая 40 % [7]. Генерация платиконов также возможна путем применения двухчастотной или амплитудно-модулированной накачки, если разность частот или частота модуляции равна межмодовому расстоянию [8, 9]. Работоспособность этого подхода была подтверждена экспериментально [10], однако для его реализации требуется либо сложная система с двумя лазерами накачки, либо амплитудный модулятор с большой частотой модуляции, что не всегда возможно. В последний годы особый интерес представляет методика генерации

платиконов, основанная на эффекте затягивания [11]. Ранее этот метод, основывающийся на наличии оптической обратной связи между лазером и высокодобротным микрорезонатором активно применялся для стабилизации лазеров, что позволяло сузить ширину линии генерации до величины, меньшей 1 Гц. Проведенные исследования показали, что в нелинейном режиме помимо стабилизации лазера может происходить генерация частотных гребенок и платиконов [12]. Такой подход позволяет использовать в качестве источника накачки не узкополосный лазер, а гораздо более дешевый и компактный лазерный диод, в том числе и многочастотный [13]. Также, недавно численно была продемонстрирована возможность генерации платиконов за счет тепловых эффектов, неизбежных в реальных микрорезонаторах [14]. Помимо этого, была показана возможность генерации векторных платиконов [15].

Исследование поддержано РФФ № 22-22-00872. В. Е. Лобанов благодарит за поддержку Фонд поддержки теоретической физики и математики «Базис».

Список литературы

1. T. Fortier, E. Baumann. 20 years of developments in optical frequency comb: technology and applications // *Communications Physics*, vol. 2. (1), pp. 153, 2019.
2. P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, et al. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator // *Nature*, vol. 450, pp. 1214-1217, 2007.
3. A. Pasquazi, M. Peccianti, L. Razzari, et al. Micro-combs: A novel generation of optical sources // *Phys. Rep.*, vol. 729, pp. 1-81, 2018.
4. T. J. Kippenberg, A. L. Gaeta, M. Lipson, et al. Dissipative Kerr solitons in optical microresonators // *Science*, vol. 361, eaan8083, 2018.
5. X. Xue, M. Qi, A. M. Weiner. Normal-dispersion microresonator. Kerr frequency combs // *Nanophotonics*, vol. 5, pp. 244–262, 2016.
6. V. E. Lobanov, G. Lihachev, T. J. Kippenberg, et al. Frequency combs and platicons in optical microresonators with normal GVD // *Opt. Express*, vol. 23, pp. 7713-7721, 2015.
7. B. Y. Kim, Y. Okawachi, J. K. Jang, et al. Turn-key, high-efficiency Kerr comb source // *Opt. Lett.*, vol. 44, pp. 4475-4478, 2019.
8. V. E. Lobanov, G. Lihachev, M. L. Gorodetsky. Generation of platicons and frequency combs in optical microresonators with normal GVD by modulated pump // *EPL*, vol. 112 54008, 2015.
9. V. E. Lobanov, N. M. Kondratiev, A. E. Shitikov, et al. Generation and dynamics of solitonic pulses due to pump amplitude modulation at normal group-velocity dispersion // *Phys. Rev. A*, vol. 100, 013807, 2019.
10. H. Liu, W. Wang, J. Yang, et al. Stimulated generation of deterministic platicon frequency microcombs // *arXiv:2203.12711*, 2022.
11. N. Kondratiev, V. Lobanov, A. Cherenkov, et al. Self-injection locking of a laser diode to a high-Q WGM microresonator // *Opt. Express*, vol. 25, pp. 28167-28178, 2017.
12. N. M. Kondratiev, V. E. Lobanov, E. A. Lonshakov, et al. Numerical study of solitonic pulse generation in the self-injection locking regime at normal and anomalous group velocity dispersion // *Opt. Express*, vol. 28, pp. 38892-38906, 2020.
13. G. Lihachev, W. Weng, J. Liu, et al. Platicon microcomb generation using laser self-injection locking // *Nature Comm.*, vol. 13, 1771 (2022).
14. V. E. Lobanov, N. M. Kondratyev, I. A. Bilenko. Thermally Induced Generation of Platicons in Optical Microresonators // *Optics Letters*, vol. 46(10), pp. 2380-2383, 2021.
15. V. E. Lobanov, A. E. Shitikov, R. R. Galiev, et al. Generation of vector flat-top solitons and hybrid bright–flat-top soliton complexes in optical microresonators via modulated pump // *Phys. Rev. A*, vol. 104, 063511, 2021.

ГЕНЕРАЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В АТМОСФЕРЕ

Д. М. Лубенко*, В. Е. Прокопьев

*Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр-т. Академический, 2/3
E-mail: lubenkodm@gmail.com

Работа посвящена исследованию возможностей получения когерентного направленного широкополосного излучения в видимой, ИК и ТГц областях.

Явление филаментации сверхкоротких лазерных импульсов, известное с 90-х годов прошлого века [1] представляет несомненный интерес для изучения благодаря сопутствующим эффектам, таким как генерация белого света [2, 3] или ТГц излучения [4, 5]. Отдельного внимания заслуживает возможность получения двух пучков белого света [6] или ТГц излучения [7] в условиях абберационной фокусировки.

В данной работе изучаются причины и механизмы генерации в широком диапазоне частот при филаментации лазерных импульсов фемтосекундной длительности, проводится анализ причин высокой направленности получаемого излучения как в видимой, так и в ТГц частях спектра. Экспериментально показывается, что получаемое широкополосное излучение, с некоторой долей допущений, можно считать когерентным.

Список литературы

1. A. Braun, G. Korn, X. Liu et al. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // *Optics Letters*, V.20, N.1, P.73-75, 1995.
2. A. Brodeur and S. L. Chin Band-Gap Dependence of the Ultrafast White-Light Continuum // *Phys. Rev. Lett.* 80, 4406, 1998
3. J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Mejean, et al. White-light filaments for atmospheric analysis // *Science*, 301 (5629) p. 61, 2003.
4. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., et.al Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas // *Phys. Rev. E.* V. 49. № 1. P. 671–677, 1994.
5. Löffler T., Jacob F., Roskos H. G. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air // *Appl. Phys. Lett.* V. 77. № 3. P. 453–455, 2000.
6. N.G. Ivanov, V.F. Losev, V.E. Prokop'ev et.al Generation of a highly directional supercontinuum in the visible spectrum range // *Optics Communications* V.387, P.322-327, 2017.
7. Д.М. Лубенко, В.Е. Прокопьев, С.В. Алексеев и др. Управление расходимостью ТГц-излучения, возникающего в лазерной плазме филамента // *Оптика атмосферы и океана*, Т.32, № 4, С. 285-288, 2019.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СЕНСОРОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. О. Макаров^{1,2*}, Д. В. Бражников^{1,2}, А. Н. Гончаров^{1,2,3}

¹Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 15Б

*E-mail: werklore@mail.ru

²Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирская область, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Новосибирский государственный технический университет
630073, г. Новосибирск, пр-т К.Маркса, 20

В работе исследуются резонансы пересечения уровней в нулевом магнитном поле (эффект Ханле в основном состоянии) в парах атомов ^{87}Rb в присутствии буферного газа. В отличие от стандартной конфигурации с одной бегущей волной, мы используем две встречные линейно поляризованные световые волны, резонансные оптическому переходу в D_1 линии (795 нм): волна накачки и пробная волна, угол между линейными поляризациями которых равен 45° . Волна накачки индуцирует дихроизм в среде, что проявляется в виде поворота угла линейной поляризации пробной волны. На основе этого нелинейного эффекта может быть разработан высокочувствительный датчик магнитного поля. В предложенной нами схеме в компактной газовой ячейке наблюдались резонансы с величиной вращения угла линейной поляризации $\approx 20^\circ$ при ширине резонанса ≈ 2 мГц. Характеристики полученных резонансов соизмеримы с теми, что используются в современных атомных магнитометрах на основе нелинейного фарадеевского вращения поляризации, однако в нашем случае не требуется нагрев ячейки до температур выше 100°C .

В настоящий момент разработкой высокочувствительных магнитометров с оптической накачкой занимаются во многих лабораториях мира. Эти квантовые устройства имеют весьма широкую сферу применений от исследований ядерного магнитного резонанса (ЯМР) до применений в биомедицине и в разработке точных атомных часов. В нашей работе предлагается модификация (см. рис. 1) стандартной схемы Ханле, используемой в современных миниатюрных квантовых сенсорах (например, от компании QuSpin Inc., США).

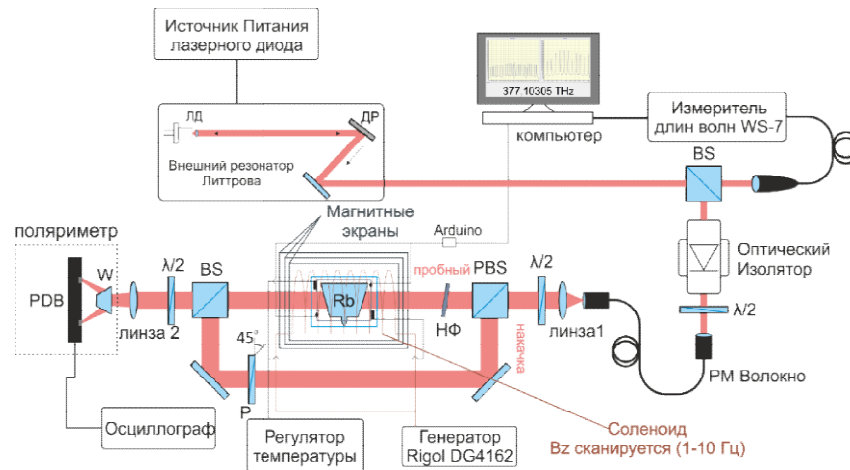


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ЛД – лазерный диод, ДР – дифракционная решетка, BS – делитель пучка (50/50), PBS – поляризационный делительный кубик, НФ – нейтральный фильтр, PDB – балансный фотодетектор, Rb – цилиндрическая стеклянная ячейка с парами рубидия-87 длиной 25 мм и диаметром 20 мм, W – призма Волластона, $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, P – поляризатор. Температура ячейки $\approx 74^\circ\text{C}$.

Линейно поляризованная волна накачки при прохождении через ячейку с атомами рубидия-87 наводит в среде дихроизм. Пробная волна, поляризация которой находится под углом 45 градусов относительно волны накачки, имеет компоненту поляризации,

параллельную волне накачки (E_{\parallel}) и компоненту поляризации, ортогональную ей (E_{\perp}). При этом компонента E_{\parallel} практически не поглощается в среде из-за явления когерентного пленения населенностей (КПН), тогда как E_{\perp} испытывает сильное поглощение (более подробное изучение этого эффекта содержится в работе [1]). Таким образом, происходит вращение линейной поляризации пробной волны при распространении через ячейку. Угол вращения зависит от величины продольного магнитного поля (рис.2), формируя нелинейный резонанс при его медленном сканировании ($f_{\text{scan}} \sim 1$ Гц). Магнитооптический резонанс регистрировался в разностном канале балансного фотодетектора (PDB на рис.1). Был получен магнитооптический резонанс с полной шириной на полувысоте (FWHM) около 2 мГс (200 нТл) и величиной поворота угла поляризации ≈ 20 градусов.

В наших экспериментах наблюдались резонансы с высоким отношением амплитуды резонанса к его ширине, соизмеримые с результатами других работ (например, [2-5]). На основе рассмотренной схемы наблюдения магнитооптических резонансов может быть разработан высокочувствительный магнитометр. В отличие от схемы на основе нелинейного фарадеевского вращения, где температура атомов, как правило, значительно выше 100°C (см., например, [6]), в нашей схеме нагрев ячейки осуществляется до значительно меньших температур. При частоте модуляции магнитного поля 60 Гц измеренное значение сигнал/шум в полосе 1 Гц равно порядка 10^5 . Это значение дает оценку чувствительности измерений магнитного поля на уровне 1 пТл/Гц $^{1/2}$.

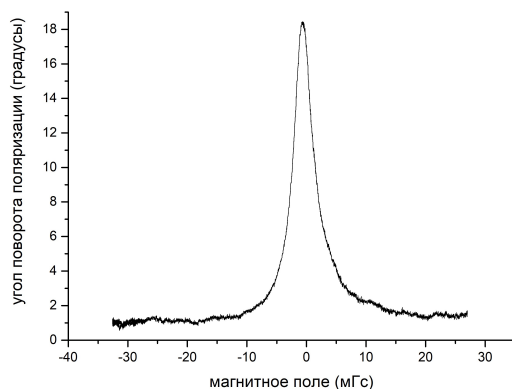


Рис. 2. Пример магнитооптического резонанса с разностного канала балансного фотодетектора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-02-00075) и Министерства науки и высшего образования РФ (тема № АААА-А19-119102890006-5).

Список литературы

1. D.V. Brazhnikov, S.M. Ignatovich, A.S. Novokreshchenov, M.N. Skvortsov. Ultra-high-quality electromagnetically induced absorption resonances in a cesium vapor cell // J. Phys. B: At. Mol. Opt., vol. 52, 215002, 2019
2. D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and M. Zolotarev. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation // Phys. Rev. A 62, 043403, 2000
3. D. Budker, D. F. Kimball, V. V. Yashchuk, and M. Zolotarev. Nonlinear magneto-optical rotation with frequency-modulated light // Phys. Rev. A 65, 055403, 2002
4. Nathaniel Wilson, Philip Light, André Luiten and Christopher Perrella. Ultrastable Optical Magnetometry // Physical Review Applied, 11, 044034, 2019
5. C. J. Zhu, J. Guan, F. Zhou, E. Y. Zhu and Yan Li. Giant magneto-optical rotation effect in rubidium vapor measured with a low-cost detection system // OSA Continuum., Vol. 4, No. 9, 2527, 2021
6. V. Shah, S. Knappe, P. D. D. Schwindt, J. Kitching. Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell // Nature Photonics 1, 649, 2007

МАНИПУЛИРОВАНИЕ МИКРООБЪЕКТАМИ СОСТАВНЫМИ ОПТОТЕРМИЧЕСКИМИ ЛОВУШКАМИ

А. М. Майорова*, А. В. Коробцов, С. П. Котова, Н. Н. Лосевский, С.А. Самагин

¹Самарский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221
*E-mail: mayorovaal@smr.lebedev.ru

Приводятся результаты численного моделирования и экспериментов реализации вихревых опто-термических ловушек. Особое внимание уделяется так называемым составным оптотермическим ловушкам, в которых конвекционная и оптическая составляющая разделены за счет использования двух лазерных источников.

Среди методов манипулирования микро- и нанобъектами особое место занимают оптотермические (конвекционные) ловушки. В таких ловушках остросточесфокусированный лазерный пучок используется не только для формирования оптической силы, но и для создания в среде градиента температуры и соответственно конвекционных потоков [1, 2], за счет которых и происходит захват и перенос объектов. В результате можно использовать заведомо меньшие по сравнению с оптическими ловушками мощности лазерного излучения, эффективно перемещать поглощающие микрообъекты, микрообъекты размерами до сотен микрометров и наноразмерные объекты и т. д.

Более сложные вихревые оптотермические ловушки формируются за счет использования световых пучков с различным распределением интенсивности: кольца, спирали Архимеда и других, и топологическим зарядом. Приводятся результаты численного и натурального экспериментов, демонстрирующие основные свойства оптотермической ловушки в форме кольца. Кроме того, нами предложено использовать два лазерных источника с разными длинами волн излучения, чтобы разделить вихревую и конвекционную составляющую ловушки и управлять ими независимо. Речь идет о так называемых составных оптотермических ловушках. Приводятся результаты экспериментального исследования возможностей таких ловушек, в которых конвекционные потоки создавались за счет лазера с длиной волны излучения 1.08 мкм (суммарная мощность в рабочей зоне от 20 мВт до 50 мВт) и инфракрасного светофильтра на дне кюветы с образцами, а оптическая составляющая ловушки формировалась с помощью DPSS лазера с длиной волны излучения 0,53 мкм (суммарная мощность излучения в рабочей зоне – от 10 мВт до 100 мВт). Вихревой оптический пучок с заданным распределением интенсивности создавался с помощью пространственного модулятора света HOLOEYE и фокусировался микрообъективом (40х) в заданную плоскость. Например, демонстрируется возможность управлять угловой скоростью перемещения частиц по оптической ловушке не только за счет изменения топологического заряда оптического вихря, и изменения мощности DPSS лазера (формирующего оптическую составляющую ловушки), но и за счет изменения мощности лазера, формирующего конвекционные потоки (инфракрасного лазера в наших экспериментах). Изменение мощности инфракрасного лазера от 50 до 80 мВт приводит к увеличению скорости почти в два раза.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-02-00671).

Список литературы

1. P. Zemánek, G. Volpe, A. Jonáš, et.al. Perspective on light-induced transport of particles: from optical forces to phoretic motion // Adv. Opt. Photon., vol.11, pp. 577-678, 2019.
2. J. Vázquez Lozano, J.A. Sarabia-Alonso, J. Ramírez-Ramírez, et al. Optical trapping in the presence of laser-induced thermal effects // Opt. Lett., vol. 45, pp. 3961-3964, 2020.

АНАЛИЗ ВКЛАДОВ $\chi^{(2)}$ И $\chi^{(3)}$ В НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КРИСТАЛЛОВ С ТГц ИМПУЛЬСАМИ

М.В. Мельник^{1*}, И.Р. Арцер¹, М.С. Гусельников¹, А.Н. Цыпкин¹, С.А. Козлов¹

¹Университет ИТМО

197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, литер А.

*E-mail: mmelnik@itmo.ru

В оптическом диапазоне квадратичные нелинейные эффекты в твердых телах проявляются при относительно малых интенсивностях излучения, в то время как интенсивность излучения, необходимая для значимого проявления кубических эффектов, значительно выше и может достигать значений, при которых происходит разрушение материала. В связи с этим квадратичные эффекты доминируют над кубическими. В данной работе аналитически продемонстрировано, что в терагерцовом диапазоне интенсивности излучения, необходимые для проявления кубических эффектов, значительно меньше, чем в оптическом диапазоне, что связано с высоким значением коэффициента нелинейного показателя преломления. Показано, что при распространении нелинейный вклад кубических процессов для определенных интенсивностей выше, чем квадратичных.

В последние годы ведутся активные исследования нелинейных свойств различных материалов в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот [1-3]. Это связано как с тем, что, находясь на стыке оптического и радиочастотного диапазонов, ТГц излучение обладает особенностями обоих, так и тем, что импульсное ТГц излучение в подавляющем большинстве случаев представляет собой импульсы, состоящие всего из нескольких колебаний электрического поля. Это приводит к видоизменению хорошо изученных нелинейных явлений [4-6].

В данной работе проведены аналитические расчёты квадратического и кубического нелинейных вкладов в оптическом и ТГц диапазонах частот на примере широко распространённых анизотропных электрооптических кристаллов, таких как LiNbO₃, ZnSe, GaP и др. Показано, что, в то время как для оптического диапазона квадратичный вклад преобладает над кубическим вне зависимости от материала и интенсивности возбуждающего излучения, в ТГц диапазоне частот наблюдается иная картина. При малых интенсивностях для всех рассмотренных сред квадратичный вклад преобладает, однако после превышения некоторого порогового значения кубический вклад становится больше.

Распространение как оптического, так и ТГц излучения в среде может быть описано с помощью следующего уравнения:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial E}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - \mu_1 E + \mu_2 E \frac{\partial E}{\partial t} + \mu_3 E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0. \quad (1)$$

где E – напряжённость электрического поля, z – координата, по которой происходит распространение излучения, t – время, коэффициенты μ_i описывают: $\mu_0 = \frac{ac}{N_0 \tau^2}$ – вклад дисперсии, $\mu_1 = \frac{c\tau}{N_0} (\Gamma - \gamma)$ – вклад усиления и поглощения среды, $\mu_2 = \frac{\chi^{(2)} E_0}{N_0}$ – вклад квадратичной нелинейности среды, $\mu_3 = \frac{2n_2 E_0^2}{N_0}$ – вклад кубической нелинейности среды. Здесь N_0 – показатель преломления среды, c – скорость света в вакууме, a – дисперсионный коэффициент, Γ – показатель усиления среды, γ – коэффициент поглощения среды, $\chi^{(2)}$ – квадратичная восприимчивость, n_2 – нелинейный показатель преломления.

Для того, чтобы сравнить значимость влияния квадратичной и кубической нелинейностей на распространяющееся в некоторой среде излучение, необходимо сравнить значения квадратичного и кубического коэффициентов, найдя их отношение.

Так, согласно представленным ранее формулам, отношение данных коэффициентов примет следующий вид:

$$\frac{\mu_3}{\mu_2} = \frac{2n_2 E_0^2}{\chi^{(2)} E_0}. \quad (2)$$

На рис.1 представлена зависимость отношения кубического и квадратического вклада от интенсивности падающего излучения (2) для кристалла LiNbO_3 .

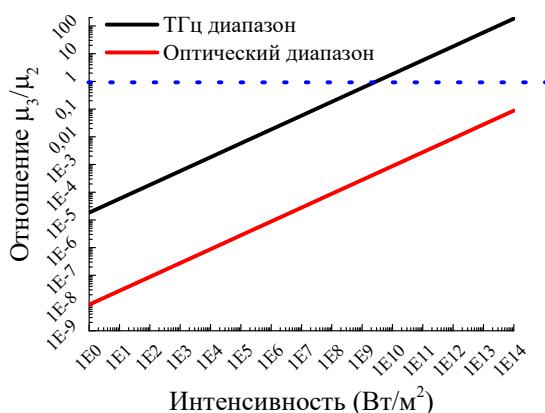


Рис. 1. Зависимость μ_3/μ_2 для ТГц и оптического диапазонов электромагнитного излучения в кристалле LiNbO_3 .

Видно, что для оптического диапазона для всех интенсивностей квадратичный вклад значительно выше кубического. Для ТГц диапазона частот картина носит иной вид, для малых значений интенсивности квадратичный вклад выше кубического на несколько порядков, однако при достижении порогового значения (порядка 10^{10} Вт/м²) они сравниваются, а при дальнейшем увеличении интенсивности уже кубический вклад является преобладающим.

В ТГц диапазоне частот возможен случай, когда кубическая нелинейность может на несколько порядков превышать квадратичную нелинейность, внося более значимый вклад в изменение динамики распространения излучения в нелинейной среде. Данная особенность характерна только для ТГц диапазона частот и в оптическом диапазоне не встречается. Таким образом, для ТГц излучения перспективно исследование кубических нелинейных эффектов для их детального описания и поиска возможных приложений.

Исследование поддержано РФФИ МНК-NSFC(2022).

Список литературы

1. Nicoletti D., Cavalleri A. Nonlinear light–matter interaction at terahertz frequencies //Advances in Optics and Photonics. – 2016. – Т. 8. – №. 3. – С. 401-464.
2. Buccheri F., Huang P., Zhang X. C. Generation and detection of pulsed terahertz waves in gas: from elongated plasmas to microplasmas //Frontiers of Optoelectronics. – 2018. – Т. 11. – №. 3. – С. 209-244.
3. Lin S., Yu S., Talbayev D. Measurement of quadratic terahertz optical nonlinearities using second-harmonic lock-in detection //Physical Review Applied. – 2018. – Т. 10. – №. 4. – С. 044007.
4. Kozlov S. A. et al. Suppression of self-focusing for few-cycle pulses //JOSA B. – 2019. – Т. 36. – №. 10. – С. G68-G77.
5. Sazonov S. V. Optical Rectification and Generation of Harmonics Under Condition of Propagation of Few-Cycle Pulses in the Birefringent Medium with Asymmetric Molecules //Journal of Russian Laser Research. – 2018. – Т. 39. – №. 3. – С. 252-262.
6. Drozdov A. A. et al. Self-phase modulation and frequency generation with few-cycle optical pulses in nonlinear dispersive media //Physical Review A. – 2012. – Т. 86. – №. 5. – С. 053822.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ГИБРИДНЫХ ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЛАТФОРМ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПЛАЗМОННЫМИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

Л. В. Михайлова^{1*}, Е. Н. Герасимова¹, В. В. Ярошенко¹, М. В. Зюзин¹

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, лит. А.

*E-mail: lidia.mikhailova@metalab.ifmo.ru

Работа посвящена разработке платформы на основе термочувствительного полимера пНИПАМ. Преимуществом такого материала является «переключаемость» оптического отклика вследствие изменения температуры. При покрытии полимерных частиц в двух конфигурациях: Si@пНИПАМ и Si-Au@пНИПАМ – возможно добиться изменения интенсивности генерируемой второй оптической гармоники (ГВГ) на наночастицах кремния и её усиления в присутствии плазмонных частиц золота.

Перестраиваемые поверхности являются в последние годы перспективной темой для исследований. Так называемые «умные» поверхности способны «переключать» свои оптические свойства (поглощение, пропускание и т. п.) под воздействием таких внешних факторов, как температура, рН среды, электрическое или магнитное поля. Наиболее перспективным материалом для этих целей можно считать термочувствительный полимер поли(N-изопропилакриламид) (пНИПАМ) за счёт своей доступности, дешевизны и способности изменять свою конфигурацию вследствие температурного фазового перехода. При температуре выше 32 °С он переходит из гидрофильного состояния в гидрофобное, вытесняя около 90 процентов содержащейся в нём жидкости [1]. Важно отметить, что этот переход является обратимым. При модификации полимера наночастицами появляется возможность варьировать оптические свойства и отклик получаемой структуры [2], что позволяет использовать подобные термочувствительные материалы для изготовления сенсоров, датчиков и интерфейсов в биологических, медицинских и других междисциплинарных областях.

Настоящая работа посвящена созданию двух конфигураций термочувствительной платформы и изучению их свойств: 1) частицы пНИПАМа, покрытые кремниевыми наночастицами (Si@пНИПАМ), 2) частицы пНИПАМа, покрытые наночастицами кремния и золота (Si-Au@пНИПАМ).

В первой системе вследствие облучения образцов лазерным излучением генерируется сигнал от второй гармоники (ГВГ) на наночастицах кремния. Этот эффект возможен из-за поликристаллической структуры частиц, полученных методом лазерной абляции под слоем жидкости. Из-за большого количества кристаллитов внутри наночастиц вблизи границы раздела происходит локальное снятие инверсной симметрии кристаллической решетки, что приводит к ГВГ. Из-за изменения объема полимерной частицы изменяется площадь её поверхности, что приводит к изменению сигнала. Усиление происходит также из-за вклада локального усиления электрического поля на частоте накачки (Ми-резонансов) [3].

Вторая система за счёт наличия золотых наночастиц позволяет усиливать сигнал второй гармоники ещё и из-за возбуждения локализованного плазмонного резонанса частицами и локального усиления поля между ними [4].

Для характеристики микрогелевых частиц, использовались метод динамического рассеяния света (Photocor Compact, ООО «Фотокор», Россия) и сканирующая электронная микроскопия (Inspect SEM FEI, США). Было выяснено, что диаметр частиц пНИПАМа в гидрофильном состоянии – 465±20 нм, а в гидрофобном – 266±13 нм.

Нагрев структуры (25–40 °С) производился с помощью самодельной платформы на основе элемента Пельтье. Измерение зависимости интенсивности сигнала второй гармоники (ГВГ) проводилось в матрице агарозы для имитации водной среды. Облучение образца производилось с помощью фемтосекундного лазера LightConversion Pharos (1030 нм). Экспериментально было получено, что для конфигурации Si@пНИПАМ

сигнал ГВГ был усилен в 7 раз, тогда как для конфигурации Si-Au@пНИПАМ наблюдалось 32-кратное усиление (рис. 1).

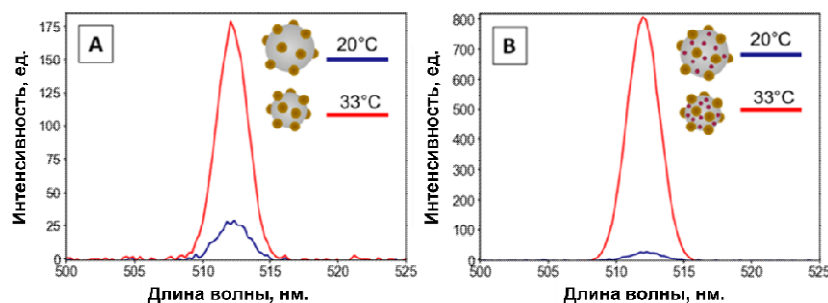


Рис. 1. Интенсивность второй гармоники при комнатной температуре и на температуре критического перехода от: А – конфигурации Si@пНИПАМ; Б – конфигурации Si-Au@пНИПАМ

Также было исследовано изменение интенсивности сигнала в течение времени при многократном нагреве и охлаждении термочувствительной платформы. Для этого температуру меняли от 20 до 40 °С каждые 4 минуты и измеряли интенсивность ГВГ (рис. 2). Значения интенсивностей изменялись слабо, таким образом, это свойство делает полученные системы идеальным кандидатом для переключателей типа “on / off”.

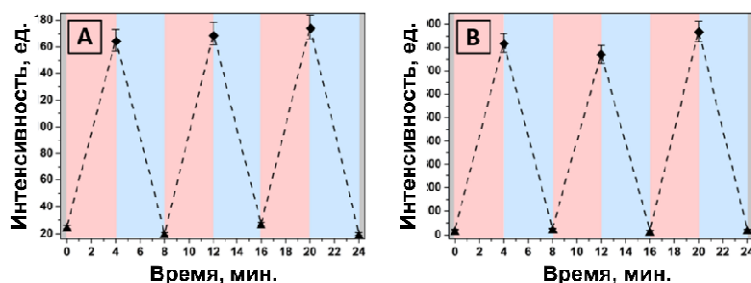


Рис. 2. Изменение интенсивности ГВГ при многократном повторении циклов нагрева и охлаждения во времени. А – конфигурация Si@пНИПАМ, Б – конфигурация Si-Au@пНИПАМ

Медленная реакция микрогеля пНИПАМ на изменение температуры объясняется образованием поверхностной структуры, которая замедляет поток воды наружу во время перехода гидрогеля в гидрофобное состояние. Более высокая скорость отклика системы на внешний параметр может быть получена введением порообразующих соединений на этапе синтеза. Также можно использовать высокомолекулярных связывающих веществ и контролировать температуру процесса полимеризации. Однако это никак не влияет на улучшение механической прочности гидрогеля. Поэтому в этой работе полимер был синтезирован без дополнительной модификации структуры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ (проект № 19-73-30023).

Список литературы

1. Zyuzin, M. V., Honold, T., Carregal-Romero, et. al. Influence of Temperature on the Colloidal Stability of Polymer-Coated Gold Nanoparticles in Cell Culture Media // *Small*, vol. 12 (13), pp 1723–1731, 2016.
2. Karg, M., Pastoriza-Santos, I., Pérez-Juste, et. al. Nanorod-coated PNIPAM microgels: thermoresponsive optical properties. // *Small*, vol. 3(7), pp 1222–1229, 2007.
3. Makarov, S.V., Petrov, M.I., Zywiets, U., et. al. Efficient Second-Harmonic Generation in Nanocrystalline Silicon Nanoparticles. // *Nano Letters* vol. 17, pp 3047–3053, 2017.
4. Aubry, A., Lei, D. Y., Maier, S. A., Pendry, J. B. (2010). Interaction between plasmonic nanoparticles revisited with transformation optics. // *Physical review letters*, vol. 105(23), 233901, 2010.

ВЫСОКОКОНТРАСТНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В АТОМАХ ЦЕЗИЯ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ БИХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН

А. М. Михайлов^{1*,2}, Д. В. Бражников^{1,2}, М. Н. Скворцов²

¹Новосибирский государственный университет
630090, Российская Федерация, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2

*E-mail: a.mikhailov5@g.nsu.ru

²Институт лазерной физики СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр-кт Академика Лаврентьева, д. 15б

Работа посвящена исследованию нелинейных резонансов в парах атомов цезия для применения в миниатюрных стандартах частоты оптического диапазона. В результате взаимодействия («конкуренции») КПН состояний наблюдается высококонтрастный резонанс в виде пика в коэффициенте поглощения среды. В работе рассмотрены два широко применяемых в нелинейной спектроскопии режима: режим стоячей волны и режим “*rimpr-probe*”, в котором присутствуют волна накачки и пробная волна. Полученные аналитические выражения позволяют установить качественные различия между этими режимами, а также явным образом выделить вклады от различных нелинейных эффектов в поглощение светового поля. Полученные результаты находятся в качественном согласии с данными экспериментов.

Создание высокостабильных квантовых стандартов частоты (КСЧ) – важнейшее направление современной метрологии. Эти устройства необходимы как для осуществления прогресса в области фундаментальной физики, так и для решения целого ряда важнейших прикладных задач (спутниковая навигация, широкополосная связь и др.). В настоящее время развиваются несколько направлений в создании КСЧ, связанные с их габаритами: лабораторные (стационарные), транспортируемые и компактные (например, для использования на спутниках). При этом, до недавних пор наиболее компактные версии КСЧ существовали лишь для микроволнового диапазона – КСЧ на основе явления когерентного пленения населённости (КСЧ). В области оптических частот сравнимых по габаритам устройств не существовало в виду целого ряда трудностей, основной из которых была невозможность получения высококачественных нелинейных резонансов (частотных реперов) в миниатюрных газовых ячейках ($V < 1 \text{ см}^3$).

Одним из основных методов спектроскопии, лежащим в основе современных КСЧ, является метод субдоплеровских резонансов в поле встречных волн. Обычно для этого используются волны с одинаковой частотой. В серии наших недавних теоретических и экспериментальных работ [1-3] было показано, что при использовании встречных двухчастотных пучков с ортогональными линейными поляризациями наблюдаются субдоплеровские резонансы с необычно высоким контрастом и отношением контраст/ширина, которое особенно важно для улучшения стабильности оптического КСЧ. При этом было показано, что высококачественные субдоплеровские резонансы могут наблюдаться в миниатюрных ячейках, что открыло путь для создания высокостабильных миниатюрных КСЧ оптического диапазона. Пример такого резонанса изображен на рис. 1.

В настоящей работе мы развиваем теоретическую модель, позволяющую, с одной стороны, объяснить наблюдаемые нелинейные резонансы, а с другой – получить явные аналитические выражения для формы линии этих резонансов, что особенно ценно с точки зрения теории рассматриваемого эффекта. Разработанная теория демонстрирует важную роль явления КПН в наблюдении высококонтрастных резонансов. Также было показано, что при использовании режима «*rimpr-probe*», в котором одна из волн (накачка) заметно более интенсивна, чем вторая (пробная), резонанс может быть асимметричным в отличие от режима стоячей волны. Последнее означает, что режим стоячей волны предпочтительнее для использования в разработке оптического КСЧ, поскольку асимметрия резонанса может приводить к сдвигам сигнала ошибки, используемого в современных КСЧ для стабилизации частоты, ухудшая метрологические характеристики устройства. Результаты нашей теории были сопоставлены с данными эксперимен-

тов, проведенных с парами атомов цезия (D_1 линия, 895 нм). Подробности теории и экспериментов будут доложены на конференции.

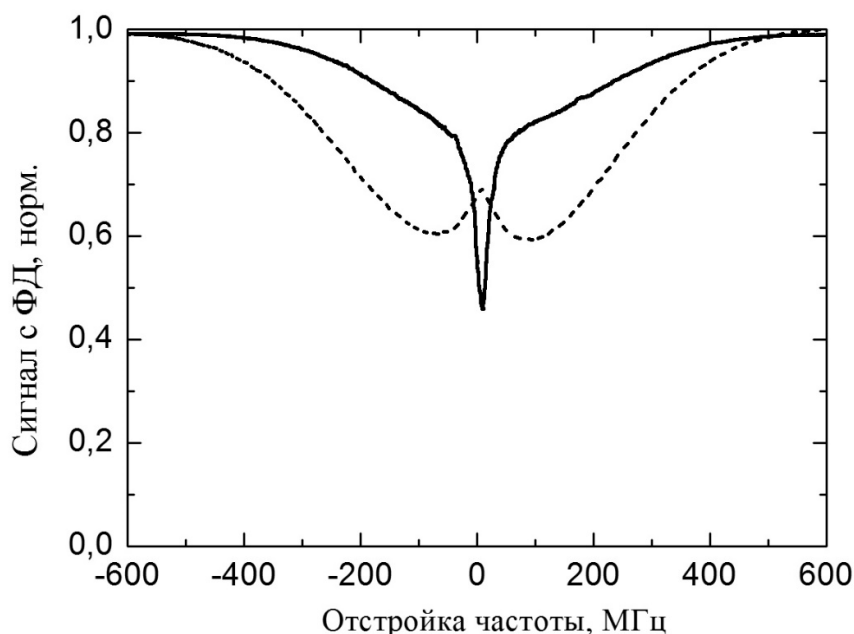


Рис. 1. Субдоплеровский резонанс в поле встречных световых пучков в стандартной одночастотной конфигурации (штрих.), в которой возбуждался оптический переход $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ в D_1 линии и в новой двухчастотной конфигурации (сплош.) при возбуждении сразу двух переходов $F_g=3,4 \rightarrow F_e=4$. Температура паров цезия $\approx 60^\circ\text{C}$. Полная интенсивность лазерного поля в ячейке $\approx 30 \text{ мВт/см}^2$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 22-12-00279).

Список литературы

1. M. A. Hafiz, et al. High-contrast sub-Doppler absorption spikes in a hot atomic vapor cell exposed to a dual-frequency laser field //New Journal of Physics. – 2017. – Т. 19. – №. 7. – С. 073028.
2. D.V. Brazhnikov, et al. Dual-frequency sub-Doppler spectroscopy: Extended theoretical model and microcell-based experiments //Physical Review A. – 2019. – Т. 99. – №. 6. – С. 062508.
3. А.М. Михайлов, Р. Будо, Д.В. Бражников. Форма линии субдоплеровских резонансов в газе атомов щелочных металлов в поле встречных бихроматических лазерных пучков //ЖЭТФ. – 2021. – Т. 160. Вып. 6 – С. 818.

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ И УГЛА ПАДЕНИЯ НА ФОРМУ ИМПУЛЬСОВ ОРИЕНТАЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ФОТОТОКА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СЕЛЕНИДА МЕДИ

Г. М. Михеев*, А. Е. Фатеев, В. Я. Когай, Т.Н. Могилева

¹*Институт механики, Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения
Российской академии наук, 426067, Российская Федерация, Ижевск, ул. Т. Барамзиной, д. 34*

*E-mail: mikheev@udman.ru

Исследованы временные формы импульсов фототока, возникающих в тонких композитных пленках CuSe/Se под действием наклонно падающих импульсов фемтосекундного лазера. Показано, что при линейной поляризации происходит генерация униполярных импульсов поперечного фототока, зависящих от угла падения и азимута поляризации по нечетным законам. При эллиптической и циркулярной поляризациях, в зависимости от степени циркулярной поляризации и угла падения, возможна генерация униполярных или биполярных импульсов фототока. Полученные результаты объясняются интерференцией линейного и циркулярного фототоков, возникающих в материале за счет поверхностного фотогальванического эффекта. Найденные закономерности могут быть использованы для создания быстродействующих сенсоров знака циркулярной поляризации света.

Известно, что наклонно падающее поляризованное излучение лазера на поверхность металлов и полупроводников может приводить к генерации фототока, зависящего от угла падения и поляризации излучения по уникальным законам, характерным для эффекта увлечения (ЭУ) и поверхностного фотогальванического эффекта (ПФГЭ) [1]. Фототок ЭУ возникает за счет передачи импульсов падающих фотонов носителям заряда [2]. ПФГЭ обусловлен анизотропным возбуждением электронов поляризованным светом и последующим их диффузным рассеянием на шероховатой поверхности исследуемой среды [3]. ЭУ и ПФГЭ относятся к нелинейно-оптическим явлениям.

Недавно в наших работах [4–6] было показано, что при облучении тонких пленок CuSe или CuSe/Se, синтезированных на стеклянных подложках методом вакуумно-термического напыления, наклонно падающими импульсами фемтосекундного лазера наблюдается генерация униполярных наносекундных импульсов фототока, зависящих от угла падения по нечетному закону. При этом фототок не возникает при облучении пленки вдоль ее нормали. Исследования поляризационных зависимостей продольного и поперечного фототоков, протекающих вдоль и параллельно плоскости падения, соответственно, показали, что наблюдаемый фототок обусловлен линейным и циркулярным ПФГЭ. В отличие от известного циркулярного фотогальванического эффекта, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием и наблюдаемого в гиротропных средах [7], циркулярный ПФГЭ в указанных пленочных структурах возникает за счет рассеяния спин-поляризованных носителей заряда на поверхности материала [5].

Наши дальнейшие исследования показали, что импульсы поперечного фототока, возникающие в пленочных структурах CuSe/Se, в зависимости от условий эксперимента, могут быть униполярными или биполярными [8]. При облучении пленки со стороны поверхности раздела воздух/пленка происходит генерация однополярных импульсов поперечного фототока. Биполярные импульсы поперечного фототока наблюдаются при облучении полупрозрачной пленки линейно поляризованным пучком лазера со стороны поверхности раздела стекло/пленка.

Нами также установлено, что импульсы поперечного фототока наносекундной длительности, возникающие при облучении пленки со стороны поверхности раздела воздух/пленка фемтосекундными лазерными пучками циркулярной и линейной поляризации, имеют различные длительности [9]. При линейной поляризации импульсы фототока являются униполярными с длительностью импульса, не зависящей от азимута поляризации. Для лево- и право-циркулярно поляризованного пучка импульсы фототока также являются униполярными; они имеют одинаковые длительности, но противополо-

ложные полярности. Установлено, что временная форма импульсов поперечного фототока существенно изменяется при эллиптической поляризации. При заданном угле падения импульсы фототока при эллиптической поляризации могут быть однополярными различной полярности или биполярными в зависимости от степени циркулярной поляризации возбуждающего пучка.

Совсем недавно нами экспериментально показано, что при линейно поляризованной накачке при заданном знаке угла падения временные формы однополярных импульсов продольного и поперечного фототоков, возникающих в пленочной структуре CuSe/Se, практически не зависят от угла падения. Однако временные формы импульсов поперечного фототока при циркулярной поляризации существенно зависят от угла падения: при малых и больших углах падения происходит генерация униполярных импульсов противоположной полярности, а при промежуточных углах падения (около 52–79°) импульсы фототока являются биполярными, плавно трансформирующиеся в униполярные импульсы противоположной полярности на границах указанного интервала.

Наши расчеты показывают, что сложная временная форма импульсов поперечного фототока при эллиптической и циркулярной поляризациях падающего пучка обусловлена интерференцией импульсов фототоков, генерирующихся на поверхности пленки за счет линейного и циркулярного ПФГЭ, имеющих различные времена релаксации.

Полученные результаты показывают перспективность использования тонкопленочных структур на основе селенида меди в качестве материала для разработки и изготовления различных приборов и устройств оптоэлектроники и фотоники, в частности, для изготовления быстродействующего датчика знака циркулярной поляризации света.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России № гос. рег. 1021032422167-7-1.3.2 и при финансовой поддержке РФФИ (проект №19-02-00112).

Список литературы

1. V. L. Gurevich and R. Laiho, Photomagnetism of metals. First observation of dependence on polarization of light // *Phys. Solid State*, vol. 42, no. 10, pp. 1807–1812, 2000.
2. V. M. Kovalev, A. E. Miroshnichenko, and I. G. Savenko, Photon drag of a Bose-Einstein condensate // *Phys. Rev. B*, vol. 98, p. 165405, 2018.
3. В. Л. Альперович, В. И. Белиничер, В. Н. Новиков, and А. С. Терехов, Поверхностный фотогальванический эффект в твердых телах. Теория и эксперимент для межзонных переходов в арсениде галлия // *ЖЭТФ*, vol. 80, pp. 2298–2311, 1981.
4. Г. М. Михеев, В. Я. Когай, Р. Г. Зонов, К. Г. и др. Генерация поляризационно-чувствительного фототока в тонкой нанокompозитной пленке CuSe/Se // *Письма в ЖЭТФ*, vol. 109, pp. 739–745, 2019.
5. G. M. Mikheev, V. Y. Kogai, T. N. Mogileva, and et al. Photon helicity driven surface photocurrent in CuSe films // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, p. 061101, 2019.
6. G. M. Mikheev, V. Y. Kogai, K. G. Mikheev, and et al. Polarization-sensitive photoresponse of the CuSe/Se nanocomposite prepared by vacuum thermal deposition // *Mater. Today Commun.*, vol. 21, p. 100656, 2019.
7. Е. Л. Ивченко, Циркулярный фотогальванический эффект в наноструктурах // *УФН*, vol. 172, pp. 1461–1465, 2002.
8. G. M. Mikheev, V. Y. Kogai, K. G. Mikheev, and et al. Interaction of the polarization-sensitive surface photocurrents in the semitransparent CuSe/Se film // *Opt. Express*, vol. 29, pp. 2112–2123, 2021.
9. G. M. Mikheev, A. E. Fateev, V. Y. Kogai, and et al. Helicity dependent temporal profile of the semiconductor thin film photoresponse // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 118, p. 201105, 2021.

ТРЕХМЕРНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ DHPSF-НАНОСКОПИЯ КОЛЛОИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

И. Мынжасаров^{1*}, И. Ю. Еремчев^{1,2,3,4}, А. В. Наумов^{1,2,3,4}, Д. В. Прокопова⁵,
Н. Н. Лосевский⁵, С. П. Котова⁵

¹Московский физико-технический институт
141701, Российская Федерация, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

*E-mail: mynzhasarov.it@phystech.edu

²Институт спектроскопии РАН
108840, Российская Федерация, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 5

³Московский педагогический государственный университет
119991, Российская Федерация, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1.

⁴Троицкое обособленное подразделение ФИАН
108840, Российская Федерация, Москва, Троицк, ул. Физическая 11

⁵Самарский филиал ФИАН
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-садовая, д. 221

Трекинг квантовых точек (КТ) стал важным инструментом в биомедицине для исследования молекулярной динамики и взаимодействия. В данной работе реализованы эксперименты по трехмерному трекингу коллоидных КТ в масле с использованием техники биспиральных пучков света (double helix point spread function, DHPSF). Были созданы пространственные ограничения в продольном направлении для проверки применимости данного метода. Вычислены значения диффузии, определены характеры движения, найдены значения для гидродинамических радиусов КТ.

Анализ трекинга наночастиц является распространенным способом для получения информации о структуре среды. Однако большинство техник трекинга предназначены для двумерного движения. По этой причине для получения полной информации о свойствах излучателя и окружающей среды, является важным развитие методов трехмерного трекинга [1]. Одним из таких техник является наноскопия с использованием биспиральных пучков света (double helix point spread function, DHPSF).

В основу данной техники были положены методы анализа и синтеза когерентных световых полей, где используется свойство спиральных пучков света, распределение интенсивности которых сохраняется при распространении с точностью до масштаба и вращения [2,3,4]. Излучение образца преобразуется при помощи дифракционного оптического элемента (ДОЭ) таким образом, что флуоресцентное изображение образца может быть описано двухлепестковой функцией, ориентация (угол поворота) которой однозначно связана с глубиной залегания источника света по отношению к фокальной плоскости объектива микроскопа. Одним из важных направлений DHPSF-наноскопии является разработка методов расчета ДОЭ для улучшения параметров установки [5]

В данной работе исследовалась траектория движения легированных коллоидных квантовых точек CdSeS/ZnS, покрытых органическими лигандами (рис. 1а). Для создания анизотропии, а именно пространственного ограничения в продольном направлении, в одних измерениях образец с КТ размещался между двумя слабо люминесцирующими стеклянными подложками. В других опытах сверху на образец размещалась структура (калибровочный профиль атомно-силового микроскопа). Для анализа полученных траекторий использовалась формула:

$$\langle \Delta x^2 \rangle = 2Dt^\alpha,$$

где $\langle \Delta x^2 \rangle$ –среднеквадратичное отклонение (mean square displacement, MSD) по одной из осей (в данном случае по оси x), D –коэффициент диффузии, t – время. Для броуновского движения $\alpha = 1$ – нормальная диффузия; случай, когда $\alpha \neq 1$ называется аномальной диффузией ($\alpha < 1$ – субдиффузия, $\alpha > 1$ – супердиффузия). Стандартным методом определения характера диффузии является поиск значения α при помощи линейного фитирования. Из (1):

$$\ln(\langle \Delta x^2 \rangle) = \alpha \ln(t) + \ln(2D) .$$

Были выявлены нормальная диффузия для поперечных направлений движения (X, Y) и субдиффузия для продольного направления (Z), связанная с пространственным ограничением (рис.1б). Для поперечных направлений были оценены значения для гидродинамических радиусов наночастиц с использованием формулы Стокса – Эйнштейна (табл. 1):

$$D = \frac{kT}{3\pi\eta d}$$

где D – коэффициент диффузии, k – постоянная Больцмана, T – температура среды, η – вязкость среды.

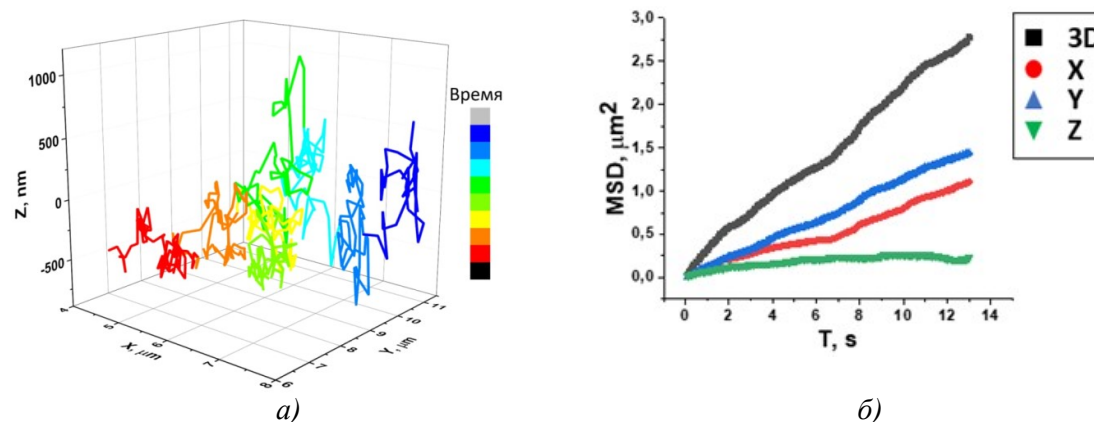


Рис. 1. Трехмерная траектория движения квантовой точки. Время экспозиции кадра – 100 мс (а). Зависимость среднеквадратичного отклонения от времени по всем трем координатам (б).

Таблица 1
Значения коэффициентов диффузии и радиусов частицы при движении в плоскости XY

№	1	2	3	4	5	6
D_{xy} , нм ² /мс	98.3	65.3	24.4	39.3	56.5	101.6
d_{xy} , нм	4.8	7.2	19.3	12	8.3	4.6

Работа выполняется в рамках темы Государственного задания ФИАН им. П.Н. Лебедева (АААА-А19-119083090053-9). Мынжасаров И. благодарит за поддержку Российский Фонд Фундаментальных Исследований (20-02-00871). Мынжасаров И., Еремчев И.Ю., Наумов А.В. входят в состав Ведущей научной школы Российской Федерации (Грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

Список литературы

1. Zhong, Y. and G. Wang. Three-Dimensional Single Particle Tracking and Its Applications in Confined Environments // Annu Rev Anal Chem (Palo Alto Calif), vol. 13(1), pp. 381-403, 2020
2. Abramochkin, E.G. and V.G. Volostnikov. Spiral light beams // Physics-Uspekhi, vol. 47(12), pp. 1177-1203, 2004.
3. V.G. Volostnikov. Modern optics of Gaussian beams // Physics-Uspekhi, vol. 55(4), pp. 412-420, 2012.
4. S.R.P. Pavani, R. Piestun. High-efficiency rotating point spread functions // Optics Express, vol. 16 (5), pp. 3484-3489, 2008.
5. D. V. Prokopova, E. N. Vorontsov, S. P. Kotova, et.al. Improving the Energy Efficiency of Diffraction Optical Elements for 3D Nanoscopy // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., vol. 83 (12), pp. 1453-1458, 2019.

СПЕКТРОСКОПИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УЯЗВИМОСТЕЙ СИСТЕМ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧА

Б. А. Наседкин^{1*}, Д. А. Толочко¹, И. М. Филипов¹, А. О. Исмагилов¹, Ф. Д. Киселев¹,
В. В. Чистяков¹, А. Н. Цыпкин¹, В. И. Егоров¹

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, пр. Кронверкский, д. 49

*E-mail: b.nasedkin@bk.ru

В работе представлены спектры пропускания волоконно-оптических элементов, используемых для защиты от атаки «троянский конь», в диапазоне 1500–2000 нм. Продемонстрировано, что в диапазоне 1800–2000 нм присутствуют окна пропускания для исследованных изоляторов, перестраиваемых аттенуаторов, CWDM и DWDM фильтров. Предложены рекомендации, которые позволят уменьшить риски, связанные с атакой «троянский конь» для диапазона более 1800 нм.

Современные системы квантового распределения ключа (КРК) защищены на уровне законов квантовой физики. Так, при распределении случайной битовой последовательности между отправителем, которого часто называют Алисой и получателем, которого называют Бобом, постороннее вмешательство может отразиться на параметрах, которые контролируют отправитель и получатель. И, в случае изменения этих параметров, распределение будет прекращено. Однако, было продемонстрировано, что реальные реализации систем КРК имеют уязвимости на уровне практической элементной базы. Использование уязвимостей систем КРК для извлечения информации о формируемой битовой последовательности, называется атакой. Среди атак на элементную базу систем КРК можно выделить: атаку с повреждением волоконно-оптических элементов, атаку с ослеплением детектора и атаку «троянский конь» [1].

Атака «троянский конь» считается одной из наиболее эффективных атак на системы КРК [2-3]. При реализации данной атаки нарушитель (Ева), направляет сканирующие импульсы в системы Алисы или Боба. Данные импульсы взаимодействуют с элементами оптической схемы. При прохождении схемы сканирующие импульсы ослабляются, взаимодействуют с активными элементами схемы (амплитудные и фазовые модуляторы, ячейки Погкельса) и отражаются от соединений и элементов схемы. Из отражённых импульсов, провзаимодействовавших с активными элементами, при помощи которых происходит формирование битовой последовательности, можно извлечь информацию о передаваемом состоянии и базисе, используемом для детектирования. Необходимым условием для реализации данной атаки является возможность регистрации отражённых импульсов. В таком случае логичной стратегией поведения Евы будет использование импульсов с максимально возможной мощностью. Для волоконно-оптических систем такая мощность ограничивается ~9 Вт непрерывным излучением и уменьшается с уменьшением длительности импульса. Данное ограничение продиктовано возможностью повреждения оптического волокна,

Для исключения возможности реализации данной атаки оптические схемы систем КРК дополняются элементами, которые приводят к значительному ослаблению отражённых сканирующих импульсов (изоляторы, аттенуаторы, фильтры, циркуляторы) и устройствами для контроля мощности входного излучения (мониторные фотодиоды). Данные способы противодействия хорошо изучены в спектральном диапазоне 1000–1800 нм [4,5]. Однако было продемонстрировано, что за пределами этого диапазона атака «троянский конь» возможна [6]. Это означает, что необходимо рассматривать спектры пропускания волоконно-оптических элементов систем КРК в диапазоне длин волн от 1800 нм и более. Ограничением по длине волны «сверху» могут служить несколько факторов: поглощение длинноволнового излучения в оптическом волокне, выполнение волноводных условий для волокна и различимость регистрируемых состояний.

Для определения диапазонов пропускания, в пределах которых возможна реализация атаки «троянский конь» были рассмотрены спектры пропускания при прямом и обратном подключении для изоляторов, перестраиваемых аттенуаторов, CWDM и DWDM фильтров в диапазоне 1500–2000 нм, как наиболее распространённых элементов, используемых для противодействия атаке.

Для измерения спектров пропускания волоконно-оптических элементов была собрана оптическая схема. В качестве источника широкополосного излучения использовался волоконный генератор суперконтинуума (Авеста, EFOA-UB). Интегральная интенсивность источника составляла 150 мВт, спектральный диапазон суперконтинуума составлял 1000–2000 нм. Генерируемое широкополосным источником излучение при помощи одномодового оптического волокна направлялось на исследуемые волоконно-оптические элементы, после чего при помощи коллиматора и набора линз направлялось на монохроматор (Acton2500). Перед монохроматором были выставлены два нейтральных светофильтра HC10 и HC11 с известными спектрами пропускания, которые использовались для ослабления излучения и извлекались из схемы для расширения динамического диапазона измерений в случае, если интенсивность сигнала не позволяла проводить измерения. Монохроматор был настроен таким образом, что позволял производить измерения с шагом 2 нм. После прохождения монохроматора излучение регистрировалось фотодиодом (Hamamatsu). В качестве опорного спектра, относительно которого рассчитывалось ослабление излучения, прошедшего через исследуемые элементы, был измерен спектр суперконтинуума. В таком случае оптическое волокно подключалось напрямую к коллиматору.

В результате были получены спектры пропускания волоконно-оптических элементов в диапазоне 1500–2000 нм. Для рассмотренных изоляторов, перестраиваемых аттенуаторов, CWDM и DWDM фильтров были обнаружены окна пропускания в диапазоне от 1800 нм до 2000 нм. Наличие подобных окон пропускания может привести к недостаточному ослаблению излучения, при отражении от активных элементов системы КРК. Одним из способов дополнительного ослабления оптического излучения, может служить нарушение условия полного внутреннего отражения при намотке волокна.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобнауки РФ в рамках Государственного задания (Паспорт № 2019-0903) и гранта НИРМА ФТ МФ Университета ИТМО.

Список литературы

1. Xu F. et al. Secure quantum key distribution with realistic devices // *Reviews of Modern Physics*, vol 92 (2), pp. 025002, 2020.
2. A. Vakhitov, V. Makarov, D. R. Hjelm. Large pulse attack as a method of conventional optical eavesdropping in quantum cryptography // *Journal of modern optics*, vol. 48 (13), pp. 2023-2038, 2001.
3. N. Gisin, S. Fasel, B. Kraus, et al. Trojan-horse attacks on quantum-key-distribution systems // *Physical Review A*, vol 73 (2), p. 022320, 2006.
4. N. Jain, B. Stiller, I. Khan, V. Makarov et al. Risk analysis of Trojan-horse attacks on practical quantum key distribution systems // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 21 (3), pp. 168-177, 2014.
5. А. В. Борисова, Б. Д. Гармаев, И. Б. Бобров и др. Анализ эффективности методов защиты от атак активного оптического зондирования на волоконные системы квантового распределения ключей в спектральном диапазоне 1260–1650 нм // *Оптика и спектроскопия*, т 128 (11), с. 1758-1766, 2020.
6. S. Sajeed, C. Minshull, N. Jain, V. Makarov. Invisible Trojan-horse attack // *Scientific reports*, vol. 7 (1), pp. 1-7, 2017.

АНАЛИЗ И ОПТИМИЗАЦИЯ ВОЛНОВОДНОГО НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИСТЕМ РАДИОФОТОНИКИ

Г. Н. Николаев *

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. акад. Коптюга, д. 1*

*E-mail: nikolaev@iae.nsk.su

Теоретически исследован высокочастотный нелинейно-оптический модулятор на основе бегущей волны модуляции для сверхбыстрых систем радиофотоники. Определены условия для наиболее эффективной его работы. На основе этого сформулированы рекомендации для выбора нелинейной среды и параметров модулятора.

В основе радиофотоники лежит использование лазерного излучения, модулированного радиосигналом, для приема, передачи и обработки информации [1, 2]. Этим достигается помехозащищенность, информационная безопасность, широкополосность, снижение шумовых искажений при обработке сигнала, компактность аппаратной реализации, что, в свою очередь, позволяет создавать радиочастотные устройства с параметрами, недостижимыми для традиционной электроники.

Для сверхбыстрых радиофотонных систем критически важными являются быстродействующие модуляторы и демодуляторы света. Одними из перспективных таких модуляторов являются нелинейно оптические модуляторы (НОМ), обладающие временным откликом менее пикосекунд. Недавно появились нелинейно оптические среды с откликом фемтосекундного масштаба [3, 4].

В высокочастотной области применяют НОМ на основе бегущей волны модуляции. Максимальная эффективность в таком модуляторе достигается при коллинеарном и согласованном движении волн света и модуляции. В этом случае амплитуда модуляции при распространении света вдоль нелинейной среды остается максимальной. Хотя модуляторы на основе бегущей волны были предложены более полувека назад, до настоящего времени отсутствовало последовательное, строгое описание работы такого модулятора. Данная работа устраняет этот пробел.

Принцип действия НОМ основан на изменении показателя преломления квадратично нелинейной оптической среды модулятора при наложении на неё электрического поля. В результате меняется фаза световой волны. При квазистатической модуляции $E(t, z) = A_M \cos(\Omega t - iz - \varphi)$ её изменение равно $\Delta\phi = \pi E(t, L) h V_{\lambda/2}^{-1}$, где $V_{\lambda/2} = h \frac{\lambda}{L} \frac{n_0}{4\pi\chi^{(2)}(\omega)}$, h и L – расстояние между электродами и длина модулятора, λ и ω – длина волны и круговая частота света, а n_0 и $\chi^{(2)}(\omega)$ – линейный показатель преломления и квадратичная восприимчивость среды модулятора.

Такое описание справедливо лишь в квазистатическом приближении $L \gg \Lambda$ ($\Lambda \equiv 2\pi/\kappa$ – длина волны модуляции). При нарушении этого неравенства волны света и модуляции следует рассматривать на равных основаниях.

В настоящей работе общий анализ работы НОМ проведен в рамках приближения медленно меняющихся амплитуд, оправданном малостью нелинейного взаимодействия.

Особенностью нелинейного взаимодействия световой и модулирующей волн является каскадная генерация новых волн с частотами $\omega + l\Omega$, обусловленная неравенством $\Omega \ll \omega$. Это неравенство порождает и неравенство потоков квантов модулирующего и световых полей: $j_\Omega/j_\omega \gg 1$ (при сравнимости величин их полей), что позволяет считать амплитуду модулирующей волны постоянной.

Полное поле световой волны в модуляторе является бесконечной суммой плоских волн с частотами $\omega + l\Omega$ ($-\infty < l < \infty$). Амплитуды этих волн подчиняются бесконечной системе рекуррентных дифференциальных уравнений. Для её решения использован метод

производящей функции, удовлетворяющей квазилинейному уравнению в частных производных, полученному из этой системы. Найденная из этого уравнения производящая функция позволила определить амплитуды гармоник с частотами $\omega + l\Omega$, а с помощью их и представить поле световой волны на выходе модулятора в следующем виде:

$$E(t, L) = A_0 \cdot \exp[-i(\omega t - k_\omega L)] \exp \left[i\pi \left(\frac{A_M h}{v_{\lambda/2}} \right) R(L) \cos(\Omega t - \kappa L - \varphi + \Psi(L)) \right],$$

где A_0 — амплитуда света на входе модулятора, $\Psi(L)$ — дополнительный набег фазы,

$$R(L) = \exp \left(-\frac{\alpha L}{2} \right) \sqrt{\frac{[\sinh(\frac{\alpha L}{2})]^2 + [\sin(\frac{QL}{2})]^2}{(\frac{\alpha L}{2})^2 + (\frac{QL}{2})^2}},$$

α — амплитудный коэффициент затухания волны модуляции, $Q = \frac{v_p - v_g}{v_g} \kappa$, $V_p = \frac{\Omega}{\kappa}$ — фазовая скорость волны модуляции, v_g — групповая скорость световой волны.

При $Q = 0$ дополнительный набег фазы $\Psi(L) = 0$, а глубина фазовой модуляции уменьшается на фактор $R(L) = \exp(-\alpha L/2) \frac{\sinh(\alpha L/2)}{(\alpha L/2)} = \frac{[1 - \exp(-\alpha L)]}{\alpha L}$.

В отсутствие затухания волны модуляции ($\alpha = 0$) глубина фазовой модуляции падает с ростом Q как $R(L) = \frac{\sin(QL/2)}{(QL/2)}$, а $\Psi(L) = QL/2$. Фактически, такой дополнительный набег фазы изменяет фазовую скорость с V_p на $V_+ = 2 \frac{v_p v_g}{(v_p + v_g)}$.

Наконец, при $\alpha = Q = 0$ дополнительный набег фазы $\Psi(L) = 0$, а $R(L) = 1$. В этом случае $E(t, L)$ совпадает с соответствующим выражением для квазистатического приближения.

Таким образом, квазистатический подход для описания высокочастотного модулятора бегущей волны в общем случае не применим. Максимальная глубина фазовой модуляции возможна в случае отсутствия затухания волн и равенства фазовой скорости волны модуляции и групповой скорости световой волны.

Список литературы

1. D. Jäger. Microwave photonics—Past, present, and future // IEEE Microw. mag, Vol. 10, pp. 154–156, 2009.
2. М.Е. Белкин, А.С. Сигов. Новое направление фотоники – сверхвысокочастотная оптоэлектроника // Радиотехн. и электроника, Т. 54, № 8, с. 901–914, 2009.
3. Organic Electro-Optics and Photonics: Molecules, Polymers, and Crystals / L. Dalton, P. Günter, M. Jazbinsek et.al. Cambridge: Cambridge University Press, 300 p., 2015.
4. W. Heni, Y. Kutuvantavida, C. Haffner et.al. Silicon-Organic and Plasmonic-Organic Hybrid Photonics // ACS Photonics, Vol. 4, pp. 1576–1590, 2017.

ОПТИМИЗАЦИЯ КОНФИГУРАЦИИ ТГц-СПЕКТРОМЕТРА С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

А. И. Олехнович*, Д. М. Ежов, В. А. Светличный

*Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36*

*E-mail: alexanderolekhnovich@gmail.com

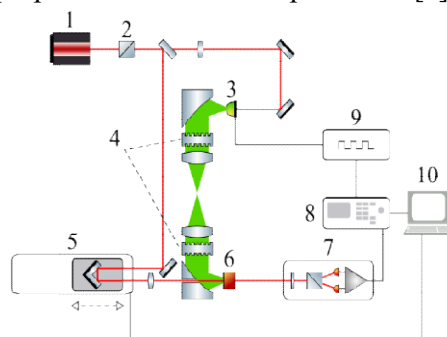
Коммерческие ТГц-спектрометры с временным разрешением (THz-TDS) обычно ограничены в возможностях модификации оптической схемы и вариантах обработки сигнала, что сужает области их использования в научных исследованиях. Целью данной работы является экспериментальная реализация многофункционального лабораторного ТГц-спектрометра и оптимизация его конфигурации в целях получения спектров с наибольшим динамическим и частотным диапазоном. Созданный спектрометр предназначен для исследования широкого круга материалов, включая газы, жидкости, порошки и композиты, а также ориентированные анизотропные нелинейные кристаллы.

Терагерцовая (ТГц) спектроскопия с временным разрешением активно используется в мире, как в научных исследованиях, так и в практических целях. Особенностью ТГц излучения является его высокая проникающая способность сквозь непрозрачные материалы, сравнимая с таковой для рентгеновского излучения, при этом ТГц излучение не является ионизирующим. Комбинация этих факторов обеспечивает широкое применение ТГц спектроскопии для неразрушающего контроля при производстве различных органических веществ (от бумаги до лекарств) и для исследования живых организмов [1]. В настоящий момент ТГц спектрометры производит ряд брендов: Advantest (Япония), Teraview (Великобритания), Menlo System (Германия) и др. Перечисленные выше производители предлагают модели спектрометров для различных целей: от ультракомпактных до настольных систем с приставками для работы в разных режимах. Однако, использование готовых установок для экспериментально-исследовательских задач затруднено заложенными производителями ограничениями, такими как ширина получаемого спектра, его динамический диапазон, габариты отделения для образцов и особенности программного обеспечения, используемого при обработке исходных данных.

Данная работа посвящена исследованию особенностей работы и оптимизации характеристик лабораторного ТГц-спектрометра с временным разрешением. Конфигурация лабораторной установки, в отличие от коммерческой, может быть модифицирована для нужд тех или иных исследовательских задач. Спектрометр позволяет как сменить режим регистрации спектра: пропускание/отражение (включая НПВО), так и внести в схему установки дополнительные устройства для нагрева/охлаждения образцов, газовые кюветы и др. Можно значительно менять оптическую схему прибора: например, использовать для детектирования как фотопроводящую антенну, так и электрооптический детектор; а можно просто вносить дополнительные элементы: например, поляризаторы для терагерцового излучения.

За основу взята схема THz-TDS спектрометра, разработанного в ИАиЭ СО РАН [2]. Спектрометр (рис. 1) изготовлен на основе перестраиваемого фемтосекундного Ti:Sa лазера Coherent Chameleon Vision 2 (средняя мощность 3,0 Вт на 800 нм). Для генерации излучения использована многолепестковая фотопроводящая антенна Vator iPCA-21-05-1000-800-h, преобразующая 1 Вт излучения накачки лазера в 130 мкВт излучения диапазона 0,1–4 ТГц. В стандартном варианте регистрация сигнала осуществляется с помощью электрооптического детектора, реализованного с помощью кристалла ZnTe и коммерческого автобалансного детектора Zomega ABL-100. Усиление сигнала выполняется с помощью синхронного усилителя Stanford Research Systems SR860, связанного с функциональным генератором Stanford Research Systems DS335, подающим на фотопроводящую антенну напряжение в виде меандра с частотой 12,5 кГц и среднеквадратичным значени-

ем 12 В. Управление элементами установки и обработка сигнала производится программным обеспечением, разработанным А. Мамрашевым [3].



1 – Ti:Sa лазер, 2 – призма Глана - Томпсона, 3 – фотопроводящая антенна, 4 – ТГц поляризаторы, 5 – линия задержки, 6 – кристалл ZnTe, 7 – автобалансный детектор, 8 – синхронный усилитель, 9 – функциональный генератор, 10 – персональный компьютер

Рис. 1. Схема собранного ТГц-спектрометра с временным разрешением

Для оптимизации конфигурации спектрометра проведена серия тестовых измерений, в ходе которых последовательно изменялись ключевые параметры установки, включая частоту подачи напряжения на антенну, длину волны лазера накачки и др. При разных длинах волн накачки спектр во временной области остаётся одинаковым по форме, но изменяется по интенсивности (рис. 2а), что приводит к значительному изменению динамического диапазона (рис. 2б). При изменении длины волны лазера от 785 до 815 нм динамический диапазон меняется от 1:100 до 1:800, достигая максимума при 810 нм (в процессе измерений средняя мощность излучения лазера накачки, падающего на антенну, оставалась постоянной: около 1 Вт).

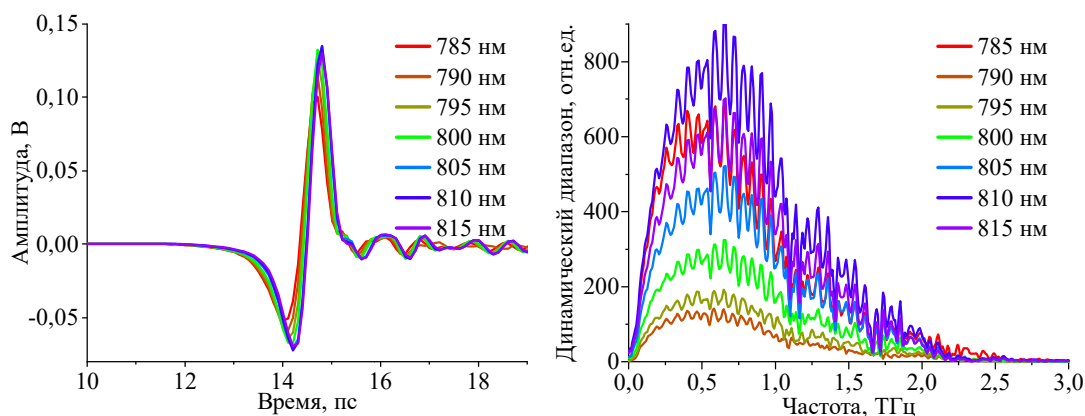


Рис. 2. Амплитуда сигнала во временном диапазоне (а),

динамический диапазон в зависимости от длины волны лазера накачки (б)

Следующим этапом исследований будет разработка программного обеспечения, ориентированного для работы с порошками и сложными композитными материалами.

Исследование поддержано грантом РФФ № 18-19-00268.

Список литературы

1. M. Naftaly, N. Vieweg, A. Deninger. Industrial Applications of Terahertz Sensing: State of Play // *Sensors*, vol. 19 (19), art. 4203, pp. 1-35, 2019.
2. V.D. Antsygin, V.F. Losev, A.A. Mamrashev, N.A. Nikolaev, O.O. Potaturkin. Specific Features of Studying Anisotropic Media by Methods of Time-Domain Terahertz Spectroscopy // *Optoelectronics Instrumentation and Data Processing*, vol. 52, no. 4, pp. 71–78, 2015.
3. А.А. Мамрашев. Разработка, исследование и применение широкополосного терагерцового спектрометра с поляризационно-оптической регистрацией на базе фемтосекундного волоконного лазера // Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук, Новосибирск, 2013.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ В InAs

Е. Н. Опарин*, А. О. Набилкова, В. С. Шумигай, М. В. Мельник, А. Н. Цыпкин

Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, лит. А

*E-mail: en_oparin@itmo.ru

Известно, что особенности импульсного ТГц излучения, а именно малое количество осцилляций электрического поля и сверхширокий спектр, значительно видоизменяют даже хорошо изученные явления. Примером является дифракция широкополосного ТГц излучения при его генерации. В данной работе рассмотрено влияние пространственной локализации на ТГц импульсы, генерируемые в кристалле InAs. Показано наличие пространственно-частотной модуляции, присущей такому излучению, а также сформулированы рекомендации, позволяющие избежать искажения спектральной информации в ходе его распространении.

Развитие технологий на основе широкополосного терагерцового (ТГц) излучения началось в 20-е годы прошлого века [1]. Популярность данного направления связана с рядом особенностей ТГц диапазона частот. Например, ему соответствуют вращательные и колебательные переходы многих сложных молекул, что позволяет как идентифицировать их, так и подробно исследовать их структуру [2].

Широкий спектр типичных пикосекундных ТГц импульсов требует учет ряда особенностей, проявляющихся при рассмотрении даже хорошо известных явлений. Например, в одной из недавних работ [3] наблюдалась пространственно-частотная модуляция (пространственный чирп), возникающая при фокусировке малопериодных ТГц импульсов. При этом вклад хроматизма был исключен путем использования только отражающей оптики.

В данной работе рассмотрено распространение широкополосного ТГц излучения от квазиточечного источника, представленного областью кристалла InAs, освещенной фемтосекундным излучением инфракрасной области спектра. Показано, что в такой стандартной схеме генерации ТГц излучение ограничено апертурой кристалла. Это приводит к возникновению в пучке пространственного чирпа еще на этапе его генерации, то есть изначально высокие частоты распространяются ближе к оси пучка, а низкие – дальше от нее.

В ходе численного моделирования распространения излучения рассматривался полуторапериодный ТГц импульс с центральной частотой 0,5 ТГц, типичной для кристалла InAs. Изначально сферический расходящийся волновой фронт от точечного источника численно коллимировался собирающей линзой при достижении им диаметра в 600 мкм, что необходимо для приближения моделирования к условиям эксперимента. Динамика электрического поля E при этом описывалась в параксиальном приближении следующим уравнением для среды без дисперсии (воздуха):

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2n} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt,$$

где z – продольная координата пучка, t – время, n – показатель преломления, а $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ – поперечный лапласиан. Сам же импульс длительность τ_0 в момент генерации был задан следующим выражением:

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right) \frac{\tau_0^2 - 2t^2}{\tau_0^3}.$$

Было выявлено, что спектр части излучения, распространяющейся по оси коллимированного пучка смещен в область высоких частот, в то время как для излучения вне оси характерно преобладание низкочастотных компонент (рис. 1а).

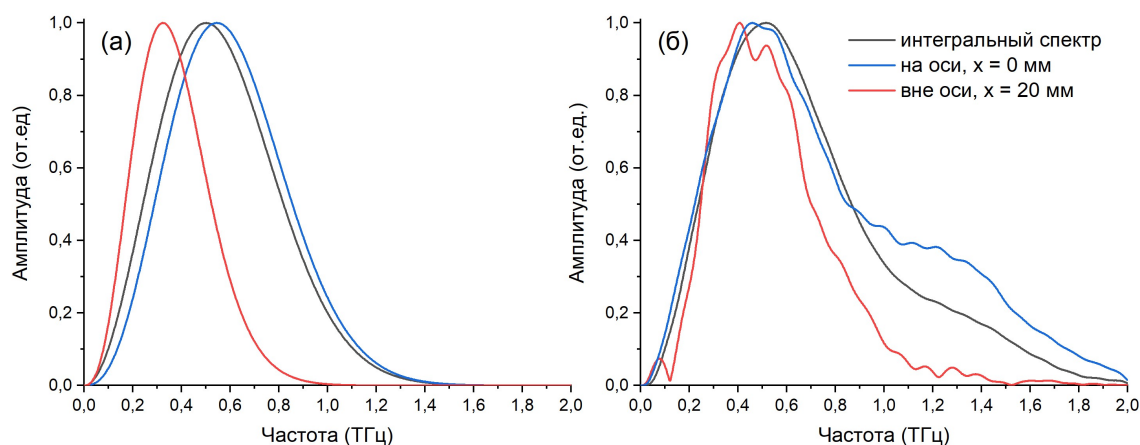


Рис. 1. Изменение спектра малопериодного ТГц импульса в пространстве (а) в моделировании и (б) на эксперименте

Экспериментальная апробация результатов проводилась на стандартном терагерцевом спектрометре с разрешением во времени. ТГц излучение было сгенерировано в полупроводниковом кристалле InAs за счет эффекта Дембера, наблюдающегося в нем при освещении фемтосекундными импульсами. В качестве источника накачки использовался иттербиевый лазер с центральной длиной волны 1050 нм, характерной средней мощностью 2,5 Вт и частотой следования импульсов 70 МГц. Длительность импульсов составляла 100 фс. Это позволило сгенерировать ТГц импульсы длительностью в полтора периода колебаний электрического поля и со спектральным диапазоном от 0,1 до 2 ТГц. Детектирование ТГц излучения осуществлялась методом электрооптического стробирования. Для исследования поперечного распределения спектральных компонент ТГц излучения части пучка были вырезаны с помощью ирисовой диафрагмы, установленной на линейном трансляторе, движущимся поперек направления распространения пучка.

Наблюдается качественное совпадение результатов моделирование и полученных экспериментальных данных (рис. 1б). Менее явный сдвиг спектра в низкочастотную область для излучения вне оси пучка связан с конечными размерами диафрагмы. Ее диаметр выбирался исходя из необходимости достижения компромисса между отношением сигнал/шум и выраженностью эффекта пространственного чирпа.

Таким образом, теоретически и экспериментально продемонстрировано влияние пространственной локализации широкополосного ТГц излучения в ходе его генерации. Дифракционные эффекты, которым подвержен импульс с самого момента своего возникновения приводят к неотъемлемой пространственно-частотной модуляции пучка. Во избежание потери части спектральной информации, данное обстоятельство следует учитывать в ходе проведения экспериментов с ТГц импульсами.

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

Список литературы

1. Glagolewa-Arkadiewa A. Short electromagnetic waves of wave-length up to 82 microns //Nature., vol. 113 (2844), pp 640-640, 1924
2. Zhang X. C., Shkurinov A., Zhang Y. Extreme terahertz science //Nature Photonics., vol. 11 (1), pp. 16-18, 2017
3. Hine G. A., Doleans M. Intrinsic spatial chirp of subcycle terahertz pulsed beams //Physical Review A., vol. 104 (3), pp. 032229, 2021

МЕТОД РАСЧЕТА ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ РАЗНОСТНОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

П.В. Мокшин¹, В.С. Павельев^{*1,2}, Д.Л. Головашкин^{1,2}

¹*Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева,
Московское шоссе 34, Самара, Россия, 443086*

**E-mail: paveljev10@mail.ru*

²*Институт систем обработки изображений – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
Молодогвардейская 151, Самара, Россия, 443001*

Предлагаемый подход основан на использовании характерной особенности разностного решения уравнений Максвелла (FDTD-метода), связанной с необходимостью моделировать распространение импульса при исследовании дифракции монохроматического излучения на проводящем объекте. Переход от набора частот к рассмотрению совокупности оптических элементов (геометрически различающихся масштабным коэффициентом) в рамках одного вычислительного эксперимента позволяет построить итерационный процесс, сходящийся к элементу с наперед заданными свойствами.

Основной областью применения нового подхода является расчет фотонно-кристаллических структур, входящих в традиционную сферу применения FDTD-метода и широко используемых для решения разнообразных задач современной фотоники [1]. Традиционно использование FDTD связывают с возможностью за одно моделирование определить запрещенные зоны фотонного кристалла [2], однако результаты того же моделирования допускают и другую интерпретацию.

Установим возможность переноса результатов решения задачи о прохождении импульса через выбранный диэлектрический фотонно-кристаллический элемент (например, волновод) на решение задачи о распространении монохроматической волны через набор таких элементов, геометрически различающихся лишь масштабным коэффициентом. Так, пренебрегая дисперсией материала и считая показатель преломления неизменным, поставим во взаимно-однозначное соответствие каждой частоте в пакете, составляющем импульс, фотонный кристалл с заданными геометрическими параметрами решетки. Тогда упомянутый масштабный коэффициент следует положить равным отношению выбранной частоты к центральной. Меньшим длинам волн в пакете будут соответствовать большие по размерам кристаллические структуры, большим – меньшие. И если пренебрежение дисперсией в задаче о распространении импульса через одиночный элемент не вполне оправдано с точки зрения физической достоверности, то отсутствие дисперсии материала во второй задаче естественно, ведь речь идет о монохроматическом излучении. Так за один вычислительный эксперимент возможен выбор оптимальных геометрических параметров фотонного кристалла при условии, что масштабирование некоторых заранее выбранных размеров (например, радиуса цилиндра («атома») и периода кристалла) приводит к кристаллу с искомыми свойствами.

В случае работы с металл-диэлектрическими структурами пренебрежение дисперсией материала невозможно (приводит к потере устойчивости FDTD-метода), что обуславливает необходимость организации итерационного процесса. На каждой итерации выбирается частота и соответствующая ей структура, наиболее подходящая по критерию оптимальности. После чего структура пересчитывается под центральную частоту импульса с учетом масштабного коэффициента. Итерационный процесс останавливается с достижением структурой наперед заданных свойств на центральной частоте.

Список литературы

1. Advances in Photonic Crystals and Devices/ edited by N. Kumar and B. Suthar. - London: CRC Press, 358 p., 2020.
2. M.S. Hossain, S. Shuvo, M.M. Hossain Design of a chemical sensing circular photonic crystal fiber with high relative sensitivity and low confinement loss for terahertz (THz) regime // Optik - Int. J. Light Electron Optics, vol. 222, p. 165359, 2020.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПИНОВУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ КРЕМНИЕВЫХ ВАКАНСИЙ В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ

А. В. Пошакинский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе

194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26

E-mail: poshakinskiy@mail.ioffe.ru

Построена теория, описывающая изменение интенсивности люминесценции кремниевых вакансий в карбиде кремния в условиях электронного парамагнитного резонанса. Рассчитаны спектры оптически детектируемого магнитного резонанса в магнитном поле, перпендикулярном гексагональной оси. Установлено, что за счет конкуренции двух вкладов сигнал оптически детектируемого магнитного резонанса меняет знак при величинах магнитного поля, соответствующих повороту оптически индуцированного спинового квадрупольного в основном и возбужденном состоянии вакансии.

Кремниевые вакансии в карбиде кремния обладают уникальными оптическими и спиновыми свойствами. Они оптически активны в инфракрасной области спектра, а их электронная конфигурация описывается пятью электронами с суммарным спином $S = 3/2$. Наличие кристаллического поля приводит к расщеплению энергии состояний с проекциями спина на гексагональную ось c $\pm 1/2$ и $\pm 3/2$ на величину, равную $2D_g = 70$ МГц в основном состоянии вакансии и $2D_e = 420$ МГц в возбужденном состоянии. Вследствие спин-зависимого цикла фотолюминесценции накачка неполяризованным светом приводит к возникновению квадрупольной спиновой поляризации: заселенности состояний с проекциями спина $\pm 1/2$ и $\pm 3/2$ становятся различными. Интенсивность люминесценции также зависит от спинового состояния вакансии, что позволяет детектировать его оптическими методами.

В данной работе построена теоретическая модель, описывающая спиновую поляризацию и фотолюминесценцию вакансий в условиях электронного парамагнитного резонанса: при приложении к системе постоянного магнитного поля, перпендикулярного оси c , а также переменного поля с частотой, соответствующей расстоянию между спиновыми уровнями. Установлено, что спиновая поляризация складывается из двух вкладов, соответствующих генерации спинового квадрупольного в основном и возбужденном состоянии вакансии. В нулевом магнитном поле данные вклады имеют противоположный знак, однако вклад основного состояния обладает большей величиной. Постоянное магнитное поле, перпендикулярное оси c , приводит к повороту спиновых квадрупольных в основном и возбужденном состоянии вакансии.

На рис. 1 показаны рассчитанные спектры оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР), где цветом обозначено изменение интенсивности фотолюминесценции в зависимости от величины постоянного магнитного поля и от частоты переменного поля. В нулевом магнитном поле спектр состоит из двух линий с частотами $2D_e$ и $2D_g$, соответствующих возбуждению спиновых переходов в основном и возбужденном состоянии вакансии, которые приводят к увеличению интенсивности фотолюминесценции. В отличном от нуля магнитном поле линии расщепляются вследствие эффекта Зеемана. Когда магнитное поле превосходит величину $\sim D_g/g\mu_B$ происходит поворот спинового квадрупольного, генерируемого в основном состоянии, и подавление соответствующего вклада. При этом доминирующим становится вклад возбужденного состояния, что приводит к изменению знака сигнала ОДМР, отмеченному стрелкой при $B \sim 1$ мТ. Когда магнитное поле превосходит величину $\sim D_e/g\mu_B$ происходит поворот спинового квадрупольного в возбужденном состоянии, что также приводит к изменению знака одной из линий ОДМР, отмеченной стрелкой при $B \sim 4.5$ мТ. Из сравнения результатов расчета с экспериментальными спектрами были определены параметры модели. Установлено, что отношение величин спиновых квадрупольных, генерируемых в возбужденном и основном состоянии вакансии при комнатной температуре равно -0.6 .

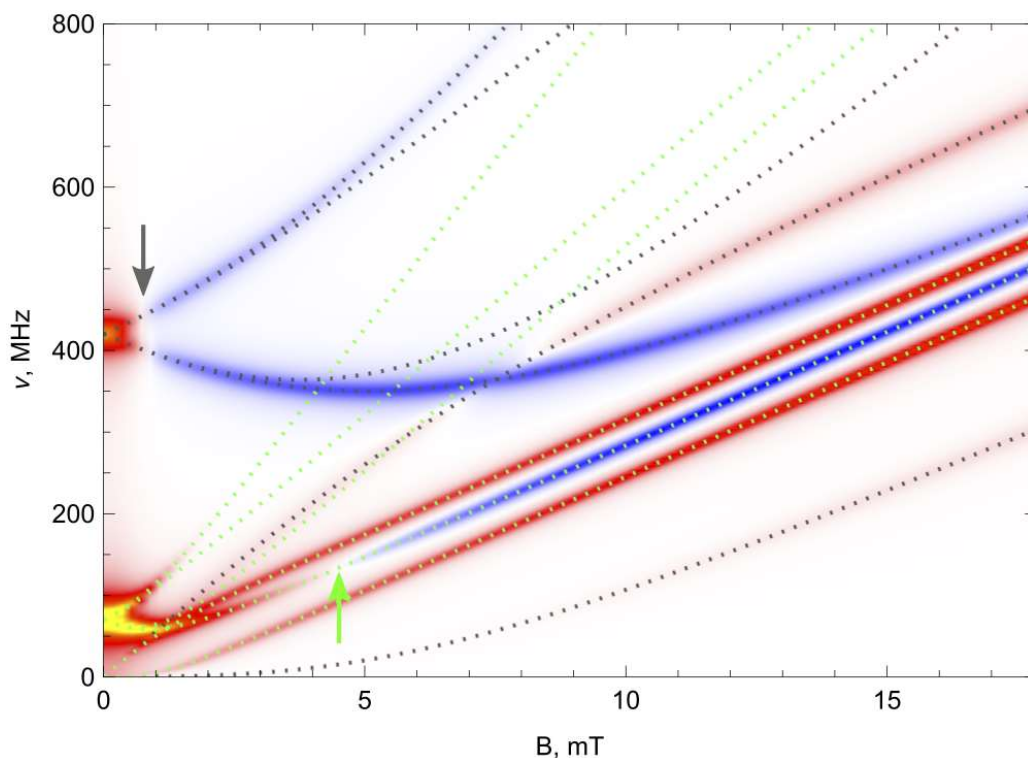


Рис. 1. Рассчитанный спектр оптически детектируемого магнитного резонанса во внешнем магнитном поле, перпендикулярном оси c . Красный и синий цвет обозначают, соответственно, положительное и отрицательное изменение интенсивности люминесценции под действием радиочастотного поля. Пунктирными линиями обозначены частоты спиновых переходов в основном и возбужденном состоянии вакансии. Стрелками показаны магнитные поля, в которых происходит изменение знака оптически индуцированной квадрупольной спиновой поляризации

Также была изучена интерференция спиновых переходов в основном и возбужденном состоянии вакансии. Показано, что при совпадении частот двух спиновых переходов возможен эффект, аналогичный описанному нами ранее когерентному пленению спина. При этом в спектрах ОДМР могут возникать чрезвычайно узкие линии, соответствующие долгоживущей спиновой моде [1].

Исследование поддержано грантом Совета по грантам Президента Российской Федерации № МК-4191.2021.1.2.

Список литературы

1. A. Hernández-Mínguez, A.V. Poshakinskiy, M. Hollenbach, P.V. Santos, G.V. Astakhov. Acoustically induced coherent spin trapping // *Science Adv.*, vol. 7, pp. eabj5030, 2021.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ ФУНКЦИЙ ЭЙРИ И ПИРСИ

Д. В. Прокопова*, Е. Г. Абрамочкин, С. П. Котова, С. А. Самагин,

Самарский филиал ФИАН
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-садовая, д. 221
*E-mail: prokopovadv@lebedev.ru

Теория катастроф, обладающая мощным аналитическим аппаратом, нашла свое применение во многих областях науки. Одно из самых успешных – применение в оптике для описания каустик и перестройки волновых фронтов. В представленной работе аналитически получены Фурье-образы двумерных световых полей, являющихся произведением трех копий одномерных интегралов дифракционных катастроф, повернутых друг относительно друга на 120° . При распространении структура распределения интенсивности таких световых полей трансформируется из треугольной в радиально симметричную или близкую к таковой, наблюдается область «самофокусировки». Голографическим методом при помощи фазового пространственного модулятора света физически реализованы световые поля, являющиеся произведением трёх одномерных пучков Эйри или Пирси.

Оптика катастроф – это раздел современной оптики, который посвящён описанию естественных (природных) оптических явлений (отражение света от нерегулярных поверхностей, распространение света в неоднородных средах, эффект естественного линзирования). Характерной чертой таких процессов является появление ярких поверхностей (каустик), которые демонстрируют структурную устойчивость светового поля к малым возмущениям окружающей среды. Оптика катастроф является физическим приложением математической теории катастроф, в которой рассматриваются и исследуются определённые фазовые интегралы.

В работе [1] предложено и исследовано двумерное поле, являющееся произведением трех одномерных пучков Эйри, повернутых друг относительно друга на 120° и смещенных относительно центра координат на одинаковую величину, называемую параметром смещения (три-Эйри пучки, Ai_3). Показано, что Фурье-образ этого поля при любых значениях параметра смещения имеет кубическую фазу и радиально-симметричную интенсивность с супергауссовым убыванием. Численно исследовано распространение таких пучков при некоторых значениях параметра смещения. Позднее вышли работы [2,3], посвященные экспериментальной реализации три-Эйри пучков. Параметр смещения при этом лежал на отрезке [1.1, 5.5]. Результаты экспериментов в [2,3] согласуются с предсказанным в работе [1] поведением пучков при распространении и фокусировке.

Данная работа посвящена экспериментальной реализации двумерных световых полей, являющихся произведением трех одномерных интегралов дифракционных катастроф, повернутых друг относительно друга на 120° , анализу их свойств и сравнению с закономерностями, предсказанными теорией. На первом этапе физически были реализованы пучки Ai_3 с параметром смещения, принадлежащим отрезку [7.4, 38.8] (рис. 1а). Реализация проводилась голографическим методом, рассчитанные голограммы формировались с помощью фазового пространственного модулятора света (Holoeye 1080P, глубина модуляции 2λ , разрешение 1920×1080 пк, размер пикселя 8 мкм) и восстанавливались пучком твердотельного лазера с $\lambda=532$ нм. Затем проводилось исследование пучков Пирси-3 (Pe_3). Аналитически получено выражение для фурье-образа двумерного светового поля, аналогичного пучку Ai_3 , в котором функции Эйри заменены на функции Пирси (т. е. на следующую функцию в последовательности интегралов дифракционных катастроф), связанную с чисто фазовой экспонентой с полиномом четвёртой степени в показателе (пучки Пирси-3, Pe_3). Такие пучки зависят от двух параметров, один из которых – параметр смещения. При распространении световое поле Пирси-3 изменяет структуру поперечного распределения интенсивности: из треугольной в исходной плоскости она становится почти радиально симметричной в плоскости

Фурье (рис. 1б). Две области с отличающейся структурой распределения интенсивности разделяет так называемая плоскость «самофокусировки», в которой наблюдается яркий максимум интенсивности на оси пучка. При помощи голографического метода физически реализованы пучки Pe_3 с параметром смещения 0.1, 0.5, 1.0, 1.5 и 2.0. Определена закономерность изменения положения плоскости самофокусировки при изменении параметров пучков.

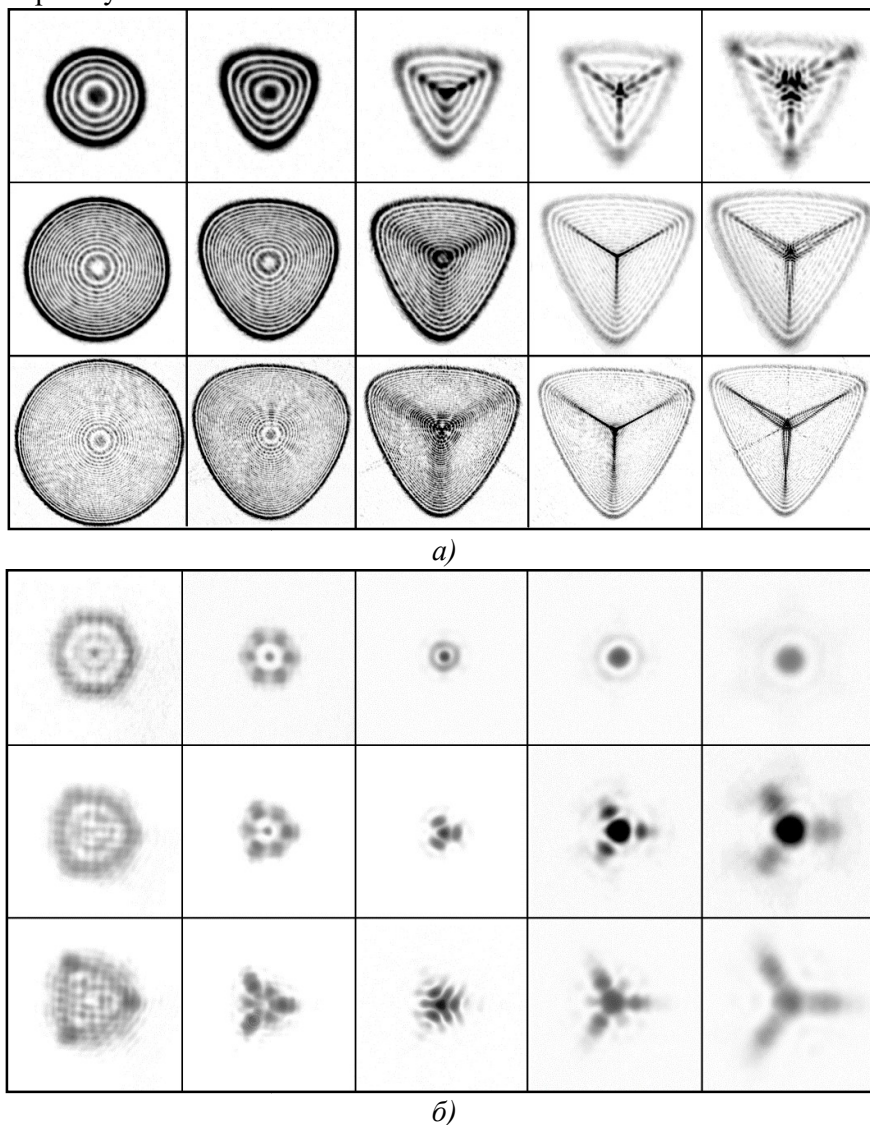


Рис. 1. Экспериментально зарегистрированные распределения интенсивности (негативы) сформированных пучков: а) Ai_3 , б) Pe_3 с различными значениями параметра смещения

Полученные пучки представляют интерес для оптических манипуляций и передачи информации.

Список литературы

1. E. Abramochkin, E. Razueva Product of three Airy beams // Opt. Lett., vol. 36, pp. 3732-3734, 2011.
2. Y. Liang, Z. Ye, D. Song, et. al. Generation of linear and nonlinear propagation of three-Airy beams // Opt. Express, vol. 21, pp. 1615-1622, 2013.
3. Y. Liang, Y. Chen, L. Wan Propagation and power flow of high-order three-Airy beams // Opt. Communications, vol. 405, pp. 120-126, 2017.

ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ 3D-НАНОСКОПИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВРАЩАЮЩИХСЯ ДВУХЛЕПЕСТКОВЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ

Д. В. Прокопова^{1*}, Н. Н. Лосевский¹, С. П. Котова¹, И. Т. Мынжасаров², И. Ю. Еремчев^{3,4},
А. В. Наумов^{2,3,4}

¹Самарский филиал ФИАН

443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-садовая, д. 221

*E-mail: prokopovadv@lebedev.ru

²Московский физико-технический институт

141701, Российская Федерация, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

³Институт спектроскопии РАН

108840, Российская Федерация, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 5

⁴Троицкое обособленное подразделение ФИАН

108840, Российская Федерация, Москва, Троицк, ул. Физическая 11

Световые поля, структура распределения интенсивности которых представляет собой два ярких пятна, претерпевающие поворот вокруг общего центра при распространении (вращающиеся двухлепестковые поля), представляют интерес для трехмерной локализационной микроскопии сверхвысокого разрешения с использованием одиночных точечных излучателей. В работе представлены модифицированные оптические схемы флуоресцентных наноскопов для реализации экспериментов по определению пространственного положения точечных излучателей с использованием фазовых дифракционных оптических элементов (ДОЭ), разработанных на основе оптики спиральных пучков света. Продемонстрирована точность локализации одиночных коллоидных квантовых точек в продольном направлении ~10 нм.

В настоящее время чрезвычайно востребованы оптические методы определения трех пространственных координат точечных квантовых излучателей (одиночных молекул, квантовых точек, флуоресцентных белков и др.) с разрешением, превышающим дифракционный предел. Флуоресцентная оптическая микроскопия с локализацией одиночных светящихся объектов-маркеров с субдифракционной точностью (наноскопия) является новым подходом для исследования свойств материалов [1]. Одно из направлений развития 3D-наноскопии заключается в модификации функции рассеяния точки флуоресцентного микроскопа таким образом, чтобы изменения в регистрируемом распределении интенсивности можно было однозначно связать с продольным положением точечного источника света. Специальная обработка полученных изображений позволяет определить положение светящегося объекта субдифракционных размеров с точностью ~1–10 нм. Среди предложенных вариантов модификации ФРТ можно отметить так называемую двухспиральную ФРТ (Double-Helix PSF) [2]. В этом случае флуоресцентное изображение одиночного точечного излучателя представляет собой два пятна, вращающиеся при дефокусировке. Другими словами, ФРТ системы в этом случае представляет собой вращающееся двухлепестковое поле. Существуют различные подходы для формирования двухспиральной ФРТ. В этой работе используется метод, построенный на основе оптики спиральных пучков света [3] – особого класса световых полей, сохраняющих структуру распределения интенсивности при распространении и фокусировки за исключением изменения масштаба и поворота.

В работе представлены модифицированные оптические схемы флуоресцентных наноскопов, разработанные для разных типов объективов микроскопа (формирующие изображение рассматриваемого объекта на конечном расстоянии и перебрасывающие изображение на бесконечность) и различных типов ДОЭ, изменяющих ФРТ (пропускающие, отражающие, с добавлением дифракционной линзы). Для модификации ФРТ системы применяются фазовые ДОЭ, полученные на основе оптики спиральных пучков света [4, 5]. Такие ДОЭ эффективно формируют из люминесцентного сигнала, собранного от точечных источников, вращающееся двухлепестковое поле, сохраняющее структуру распределения интенсивности в области фокусировки на расстоянии порядка конфокального параметра. ДОЭ может быть изготовлен в виде стационарного элемента

или сформирован с помощью фазового динамически управляемого пространственного модулятора света. Используемые в работе фазовые маски и зарегистрированные распределения интенсивности двулепесткового изображения при различных значениях продольной координаты точечного излучателя представлены на (рис. 1).

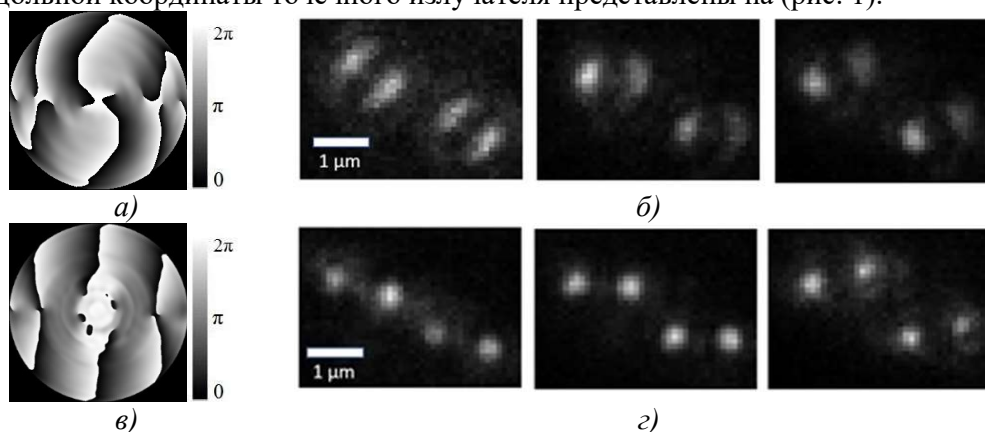


Рис. 1. Фазовые маски в градациях серого (а,в) и зарегистрированные флуоресцентные изображения точечных источников при различных расстояниях (б,г) для ДОЭ, рассчитанного для однородного распределения интенсивности (а,б) и оптимизированного для работы с высокоапертурным объективом (в,г)

Используя различные схемы наноскопа, можно изменять рабочий диапазон и точность локализации точечных объектов в продольном направлении при неизменных значениях интегрального сигнала. Совместная работа стационарного элемента, изготовленного на основе бихромированной желатины на основе фазовой маски из [4], работающего на отражение, с объективом Melles Griot 40x 0,65 NA позволила определить продольную координату кристаллов перовскитов субмикронных размеров с точностью $\sigma_z=120-30$ нм в диапазоне 4,5 мкм. Необходимо отметить, что получаемая точность является функцией интегрального значения регистрируемого сигнала. Наилучшая точность локализации положения коллоидных квантовых точек CdSeS/ZnS с размером ~ 5 нм и пиком люминесценции на длине волны $\lambda=630$ нм составила $\sigma_z = 11,8$ нм при времени экспозиции 100 мс и формировании фазового ДОЭ [5] с помощью ЖК ПМС Holoeye Pluto в системе с объективом Carl Zeiss 100x 1,3NA.

Исследование поддержано РФФИ (гранты № 19-32-90078 Аспиранты и № 20-02-00671 А).

Список литературы

1. L. von Diezmann, Y. Shechtman, W.E. Moerner Three-Dimensional Localization of Single Molecules for Super-Resolution Imaging and Single-Particle Tracking // Chem. Rev., vol. 117 (11), pp.7244–7275, 2017. E. Betzig. Single molecules, cells, and super-resolution optics (Nobel Lecture) // Angew. Chem. Int. Ed. Engl., vol. 54 (28), pp. 8034-8053, 2015.
2. S.R.P. Pavani, R. Piestun. High-efficiency rotating point spread functions // Optics Express, vol. 16 (5), pp. 3484-3489, 2008.
3. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников Спиральные пучки света // УФН, т. 174 (12), с. 1273-1300, 2004.
4. В.Г. Волостников, Е.Н. Воронцов, С.П. Котова и др. Дифракционный элемент на основе спиральных пучков для определения глубины залегания излучающих объектов // Известия РАН. Серия Физическая, т. 80 (7), с. 841-845, 2016.
5. Д.В. Прокопова, Е.Н. Воронцов, С.П. Котова и др. Повышение энергетической эффективности дифракционных оптических элементов для задач трехмерной наноскопии // Известия РАН. Серия физическая, т. 83 (12), с. 1608–1613, 2019.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИГНАЛОВ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ L1-ДИАПАЗОНА В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ ЛЕСА И ЛЬДА

В. Г. Подопригора^{1*}, М. В. Реушев², А. В. Сорокин²

^{1*}Институт физики им. Л. В. Киренского
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/38

*E-mail: podoprigora46@gmail.com

²Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр», 50
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50

Рассмотрены методы определения электрофизических характеристик лесных и снежно-ледовых покровов с использованием сигналов навигационных спутников L1-диапазона. Анализируются возможности восстановления параметров леса и льда на основе регистрации данных рефлектометрии и радиопросвечивания. Учтены пространственно-временные ресурсы навигационных систем, позволяющие осуществлять непрерывный мониторинг состояния земных покровов. Предложены адаптированные модели взаимодействия сигналов навигационных спутников со слоистыми средами.

Современные космические технологии играют огромную роль в исследованиях околоземного пространства и земных покровов [1]. Изучение взаимодействия сигналов навигационных спутников (НС) с земными средами необходимо для разработки методов восстановления их характеристик.

Объектами исследования в работе являются лесные и ледовые покровы, имеющие выраженную слоистую структуру. Рефракция электромагнитных волн (ЭМВ) в слоях и отражения от границ раздела имеют существенное значение при интерпретации результатов. Главными причинами изменения поля радиосигнала НС в точке приёма являются процессы затухания волн за счет потерь энергии и дифракции на элементах структуры лесного или ледового покрова. Это приводит к флуктуациям амплитуды и фазы сигнала, изменению его спектра. Приёмная антенна регистрирует амплитудно-временные зависимости (АВЗ) интерференционного поля, возникающего в результате суперпозиции когерентных полей прямого и отраженных от границ раздела сигналов. На рис. 1 и 2 представлены интерферограммы, полученные при регистрации сигналов НС 16 и GPS 16 на рабочей частоте L1 от лесного массива и озерного льда. Параметры установки и экспериментальная схема описана ранее [2,3].

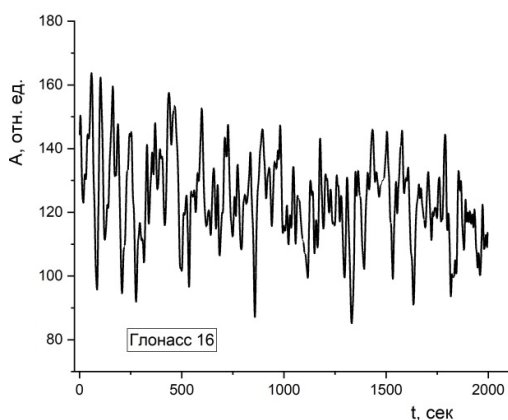


Рис. 1. АВЗ рефлектограммы лесного массива

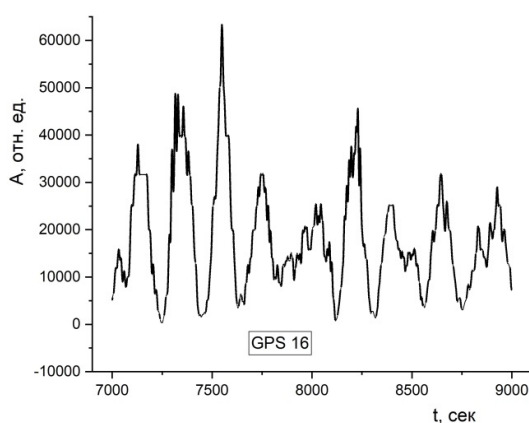


Рис. 2. АВЗ рефлектограммы озерного льда

Ледовые и лесные покровы являются полупрозрачными слоистыми средами с границами раздела воздух - среды лес или лед - почва или вода. Мощность сигнала уменьшается при отражении на границах слоев и поглощается в процессе распространения в слоях леса и льда.

Модели эффективной комплексной диэлектрической проницаемости слоистых сред льда и леса подобны и рассматриваются как двухкомпонентные смешанные диэлектрики.

Модель леса имеет компоненты воздух и элементы деревьев, льда – кристаллический лед и вода. В обоих моделях имеются статистически распределенные пространственные неоднородности, на которых реализуется нерегулярное множественное рассеяние сигналов НС.

Изменения АВЗ и поляризационных характеристик сигналов в результате взаимодействия со средой обусловлены её электрофизическими свойствами [2–4]. Это позволяет восстанавливать значимые параметры сред: коэффициент ослабления сигнала в лесу, толщину и плотность слоёв леса или льда, количество влаги, масштабы неровностей поверхностей границ раздела.

Следует отметить, что в отраженном от слоя леса или льда сигнале НС, помимо когерентных волн из первой зоны Френеля, может присутствовать также и диффузная компонента. Масштабы неровностей почвы, снежной и ледовой и поверхностей, как правило, меньше рабочей длины волны диапазона L1 и поэтому некогерентная компонента излучения значительно меньше когерентной. Однако для густого леса некогерентным рассеянием от объёма лесной массы и верхней границы полога с крупномасштабными (большими длины волны) неровностями не всегда можно пренебречь вследствие эффектов множественного рассеяния.

Для моделирования процессов взаимодействия ЭМВ с земными покровами необходимо определить эффективную комплексную диэлектрическую проницаемость каждого слоя. В зависимости от отношения длины волны излучения к размерам элементов структуры слоев используются разные приближения, позволяющие рассчитать коэффициенты рассеяния, отражения и ослабления с учётом анизотропии древесины и ориентационной упорядоченности деревьев, множественного рассеяния, эффектов на границах раздела слоёв.

Вполне возможно, что повторяющиеся пики на рис. 1 соответствуют спекл-структуре – распределению интенсивности поля когерентного излучения в пространстве, связанному с интерференцией большого количества отражённых когерентных волн от шероховатостей поверхности или случайно распределённых неоднородностей. Перемещение источника радиосигналов приводит к изменению размеров и интенсивностей спеклов в пространстве и во времени, что связано с изменением фазы отражённых и рассеянных волн. Это дает возможность на основе анализа динамики характеристик спеклов оценивать структурные параметры лесного массива, в том числе при ветровых нагрузках [5].

Общий подход к использованию ГНСС-рефлектометрии и радиопросвечивания в мониторинге природных слоистых сред обеспечивает разработку методов и создание аппаратно-программного комплекса для получения практически значимых данных о состояниях леса и льда. В перспективе имеется возможность создания мобильных специализированных устройств, подобных приемникам сигналов ГНСС.

Список литературы

1. S. Jin, E. Cardellach, F. Xie. GNSS Remote Sensing. New York, London: Springer Dordrecht Heidelberg. 2014. 286 p.
2. Е.Н. Васильев, Д.С. Макаров и др. Журн. Сибирского федеральн. универ. 2022 15 (2) с. 261-271.
3. А.В.Сорокин, В.Г.Подопригора и др. // Известия вузов. Физика. Вып. 2, с. 50-54, 2020.
4. Sorokin A. et al. //E3S Web of Conferences. – EDP Sciences, 2021. – Т. 333. – С. 01014.
5. М.Н. Осипов, В.А. Хохлов, А.Н. Чекменёв. Вестник СамГУ-Естеств.-научн. серия. 2013, №9/2 (110). С. 109-115

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ ПРИ ГЕТЕРОДИННОМ СМЕШИВАНИИ ДВУХ СВЧ СИГНАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА

В. М. Владимиров¹, М. Ю. Реушев¹, А. А. Семенкова²

¹ ФИЦ КНЦ СО РАН, Россия, 660036, г. Красноярск, Академгородок, 50.

E-mail: reuqet@mail.ru

² СибГУ. М.Ф. Решетнева, Россия, 660037, г. Красноярск, Красноярский рабочий, 31.

Исследованы характеристики волоконного электрооптического модулятора в режиме преобразования сигналов СВЧ диапазона. Определены оптимальные условия для генерации разностной частоты смешиваемых сигналов на выходе модулятора.

В настоящее время, фотоника является одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений исследований и внедрения результатов исследований в областях телекоммуникационных и информационно - измерительных технологий. Успехи современной фотоники обусловлены достижениями физики твердого тела, интегральной и волоконной оптики, а также перспективными технологиями в области нанотехнологий и нанофотоники [1].

Во многих устройствах и приборах, использующих фотонные технологии, электрооптические модуляторы (ЭОМ) являются наиболее перспективными элементами для применения в системах связи [2]. Приборы на основе ЭОМ обладают прозрачностью передачи для большинства форматов информационных сигналов, высокой радиочастотной изоляцией, невосприимчивостью к электромагнитным помехам, способностью выполнять преобразования радиосигналов высокой частоты и др.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований оптического смесителя (конвертора) СВЧ сигналов на основе волоконного ЭОМ.

Исследовались зависимости вида $W_{out}(\omega_0, \omega_i, \omega_i - \omega_0) = f(W_{in}(\omega_0, \omega_{in}, U_{DC}))$, где: W_{in}, W_{out} – мощности входного и выходного сигнала; ω_0, ω_i – частота опорного и преобразуемого СВЧ сигналов; U_{DC} – напряжение смещения рабочей точки передаточной функции ЭОМ. Входная мощность $W_{in}(\omega_i)$ изменялась от -40 дБм до 5 дБм в диапазоне частот ω_i от 50 МГц до 3 ГГц. В работе использовался опорный сигнал мощностью $W_{in}(\omega_0)$ до 10 дБм на частоте $\omega_0 = 1.605$ ГГц. Результаты спектральных измерений показали, что при частотах $\omega_i > \omega_0$ наблюдается режим «down – конверсии»: $\omega_{out} = \omega_i - \omega_0$. Спектральный состав регистрируемых РЧ сигналов в этом режиме отличался минимальным составом паразитных составляющих во всем диапазоне частотных измерений. При частотах $\omega_i < \omega_0$ наблюдается режим «up – конверсии», для которого спектральный состав регистрируемых РЧ сигналов отличался более богатым спектром с точки зрения возможных комбинаций вида: $m\omega_i \pm n\omega_0$, где: m и $n = 1, 2, 3$.

С целью оптимизации преобразования сигнала $\omega_{out} = \omega_i - \omega_0$ в режиме «down – конверсии» были проведены измерения передаточной функции модулятора на частотах $\omega_i, \omega_0, \omega_i - \omega_0$. На рис.1 приведен пример результатов проведенных измерений передаточной функции ЭОМ для частот: $\omega_0 = 1.605$ ГГц, $\omega_i = 2.512$ ГГц, $\omega_{out} = \omega_i - \omega_0 = 0.905$ ГГц.

Анализ экспериментальных зависимостей передаточной функции ЭОМ позволил определить вид функциональных зависимостей в виде выражений::

$$f_{1.605}(x_1) = 10 \log_{10}(1 + |\cos(x_1)|), \quad (1)$$

$$f_{2.5125}(x_2) = f_{0.9075}(x_2) = 10 \log_{10}(1 + |\cos(x_2)|). \quad (2)$$

Здесь: $f_{1.605}(x_1), f_{2.512}(x_2), f_{10.9075}(x_2)$ – нормированные на единицу передаточные функции для СВЧ сигналов с частотами $\omega_i = 2.512$ ГГц, $\omega_0 = 1.605$ ГГц, $\omega_{out} = 0.9075$ ГГц. Аргументами передаточных функций: $x_1, = \Delta\varphi_1, x_2 = \Delta\varphi_2$ являлись общие фазовые сдвиги для оптического сигнала $I_{out}(\omega_0, \omega_i, \omega_i - \omega_0)$ между двумя плечами

интерферометра Маха – Цендера, на основе которого, построена конструкция балансного, одноэлектродного ЭОМ, используемого в данной работе. В нашем случае:

$$\Delta\varphi_1=(x - \varphi_0) \text{ и } \Delta\varphi_2=2\left(x + \frac{\pi}{4} - \varphi_0\right), \quad (3)$$

где: φ_0 – начальный фазовый сдвиг, обусловленный конструктивными особенностями модулятора; $x = \left(\frac{\pi U_{DC}}{U_\pi}\right)$ – фазовый сдвиг, обусловленный U_{DC} – напряжением смещения рабочей точки передаточной функции ЭОМ; U_π – полуволновое напряжение для MXLAN–LN-10.

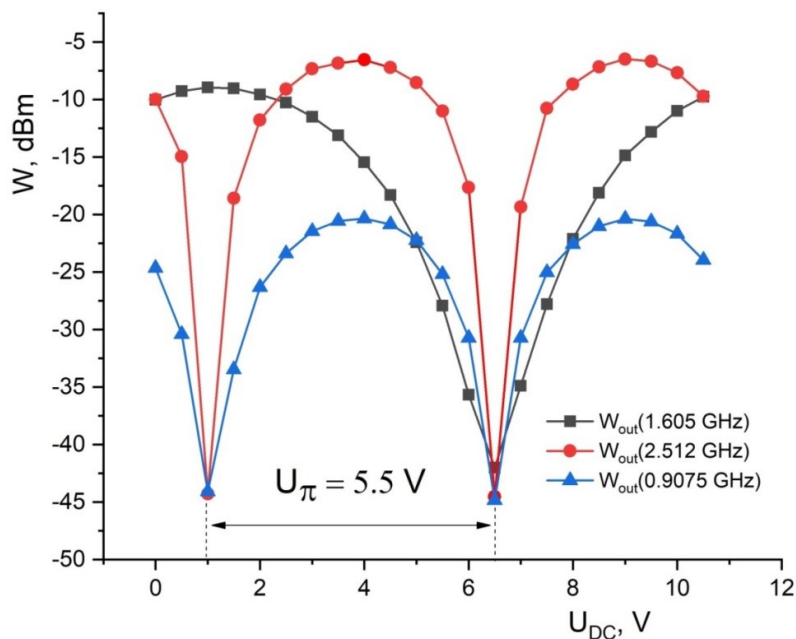


Рис. 1. Передаточная функция ЭОМ для частот: $\omega_i = 2.512 \text{ ГГц}$, $\omega_0 = 1.605 \text{ ГГц}$, $\omega_{out} = 0.9075 \text{ ГГц}$.

Дальнейшие исследования показали, что мощность W_{out} разностного сигнала с частотой $\omega_{out} = \omega_i - \omega_0$, сохраняет линейную зависимость от мощности сигнала W_{in} на входе ЭОМ в диапазоне W_{in} от -40 дБм до 5 дБм . Полученные результаты исследований позволили определить параметры конвертора (смесителя) СВЧ сигналов на основе волоконного ЭОМ интенсивности в режиме down-конверсии. Такой конвертор может быть использован в системах радиофотоники, где требуется осуществлять не только передачу радиочастотных сигналов по волоконно-оптическим линиям связи, но и их преобразования с целью разделения радиочастотных сигналов и создания настраиваемых межполосных кросс-соединений для передачи как цифровых, так и аналоговых сигналов.

Список литературы

1. Пономарев А. К., Романов А. А., Тюлин А. Е. Фотонные технологии в космическом приборостроении // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы. 2016. Том 3, выпуск 2. С. 4–23.
2. В.М. Петров, П.М. Агрузов, В.В. Лебедев, И.В. Ильичев, А.В. Шамрай. Широкополосные интегрально-оптические модуляторы: достижения и перспективы развития // Успехи физических наук. 2021. т.191, № 7. С.760-780.

ГНСС-РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ЛЬДА И ЛЕСА В L1-ДИАПАЗОНЕ

А. В. Сорокин^{1*}, Е. В. Кузьмин², М. Ю. Реушев^{1,2}

¹Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр СО РАН»
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50

*E-mail: sorav@iph.krasn.ru

²Сибирский федеральный университет
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79

Проведена серия независимых длительных сеансов ГНСС-рефлектометрии вблизи естественно образованного массива льда пресноводного водоёма, а также над хвойным лесным массивом. Исследования экспериментально полученные амплитудно-временные зависимости интерференционного поля сигналов навигационных спутников L1-диапазона над указанными поверхностями. Постобработка экспериментальных зависимостей с помощью быстрого преобразования Фурье позволила выявить особенности амплитудно-частотного распределения их спектров, обусловленные многолучевым распространением сигналов при их взаимодействии с массивами льда и леса.

Введение. Существующие глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) помимо основного назначения широко применяются для различных научных исследований [1,2]. Реализуются варианты использования глобально доступных непрерывных периодических сигналов навигационных спутников (НС) ГНСС для получения данных о физических характеристиках земных покровов [1,2]. Естественное «зондирование» Земли сигналами НС приводит к их взаимодействию с отражающими и рассеивающими поверхностями, что формирует интерференционное поле в точке приема. Приёмник потребителя ГНСС обрабатывает суперпозицию полезных сигналов НС, их многолучевых копий, образуемых когерентной составляющей отраженного сигнала и некогерентным фоном (диффузно рассеянным поверхностями либо неоднородными объемами сред). Многократные и последовательные во времени измерения в окрестности многолучевых условий наблюдения позволяют получать амплитудно-временные зависимости (АВЗ) интерференционного поля, образуемого сигналами НС. Динамика характеристик АВЗ существенно зависит от свойств поверхностей земных покровов в окрестности местоположения приемника, геометрии расположения приёмной антенны и параметров сигналов НС в приповерхностном слое атмосферы [3].

Цель доклада – демонстрация результатов экспериментального исследования и постобработки АВЗ сигналов НС L1-диапазона при регистрации вблизи природных поверхностей с различными свойствами.

Результаты. В работе проведена регистрация АВЗ сигналов НС в условиях распространения вблизи поверхности ледового покрова пресноводного водоёма и над хвойным лесным массивом. В результате постобработки зарегистрированных АВЗ на основе быстрого преобразования Фурье (БПФ) подтверждены существенные различия амплитудных Фурье-спектров АВЗ, измеренных над ледовыми покровами с двумя границами раздела (воздух-лед и лед-вода) и над объемной средой лесного массива (воздух-верхняя границ кроны и почва). На рис. 1, 2 представлены АВЗ в виде графиков $s(t)$, а также их амплитудные Фурье-спектры $S(f)$, нормированные к своим максимальным значениям S_{\max} . Спектры получены в результате применения БПФ к АВЗ. Рис. 1 соответствует АВЗ суперпозиции сигналов НС, наблюдаемых вблизи слоя льда пресноводного водоема. Рис. 2 соответствует АВЗ, зарегистрированной над хвойным лесным массивом. Графики (а) соответствуют временным реализациям АВЗ, графики (б) демонстрируют их Фурье-спектры. Представленные экспериментальные данные и результаты их пост-обработки позволяют сделать ряд выводов количественного и качественного характера. В частности, определить отличия АВЗ, полос частот, занимаемых амплитудными Фурье-спектрами, локализовать наиболее выраженные спектральные компоненты.

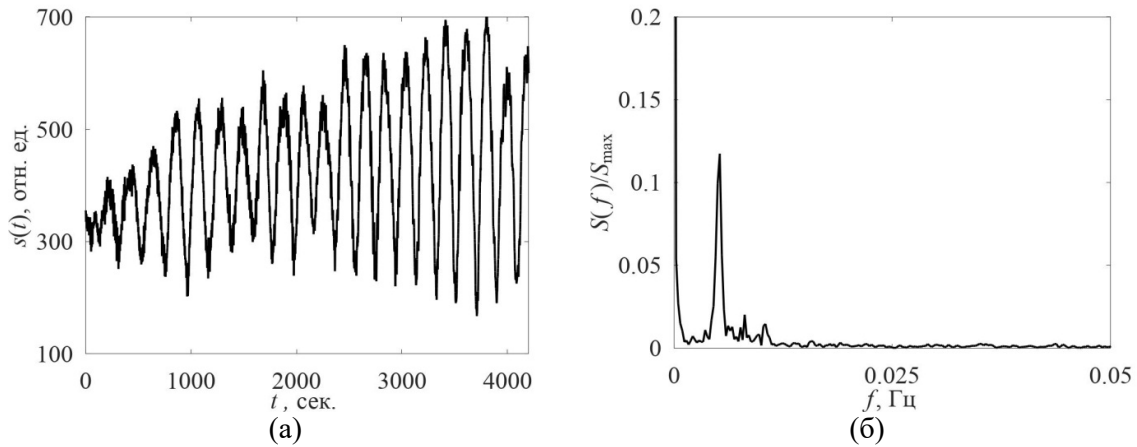


Рис. 1. График (а) – АВЗ (регистрация вблизи поверхности льда);
график (б) – амплитудный Фурье-спектр данной АВЗ.

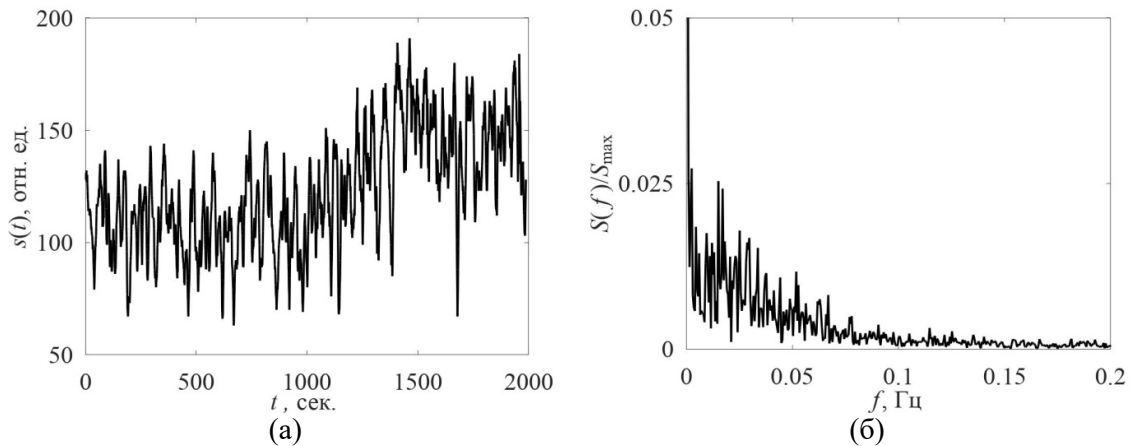


Рис. 2. График (а) – АВЗ (регистрация над хвойным лесным массивом);
график (б) – амплитудный Фурье-спектр данной АВЗ.

Приведенные на рис. 1 и рис. 2 примеры подтверждают общую закономерность в различии АВЗ (и их Фурье-спектров) для земных покровов с разными электрофизическими характеристиками, что согласуется с результатами работы [3].

Заключение. Обнаружены существенные отличия Фурье-спектров экспериментальных АВЗ сигналов НС, зарегистрированных над ледовыми и лесными покровами. Имеется перспектива использования Фурье-спектров в качестве дополнительного инструмента для дальнейшей разработки и совершенствования методов изучения состояния природных сред.

Список литературы

1. GNSS Remote Sensing / S. Jin, E. Cardellach, F. Xie. – Dordrecht, Heidelberg, New-York, London: Springer, 2014. – 286 p.
2. Экспериментальное определение электрофизических параметров лесного покрова с использованием сигналов глобальных навигационных систем ГЛОНАСС и GPS / В. Б. Кашкин, В. И. Кокорин, В. Л. Миронов [и др.] // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 7. С. 825–830.
3. Е. В. Кузьмин, А. В. Сорокин. Фурье-спектры амплитудных вариаций суперпозиции сигналов навигационных спутников вблизи поверхностей с различными свойствами // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47. № 18. С. 26–28.

СИСТЕМА КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ НА НЕПРЕРЫВНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ С ГАУССОВСКИМ ТИПОМ МОДУЛЯЦИИ И ДВОЙНЫМ ГОМОДИННЫМ ДЕТЕКТИРОВАНИЕМ

Э. О. Самсонов¹, Р. К. Гончаров¹, Б. А. Наседкин¹, В. В. Чистяков¹, И. М. Филипов¹,
Б. Е. Первушин¹, Ю. А. Адам¹, В. И. Егоров¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет ИТМО»
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49
*E-mail: eosamsonov@itmo.ru

Квантовое распределение ключей (КРК) как один из методов квантовых коммуникаций, определяет совокупность способов генерации симметричного криптографически стойкого ключа посредством кодирования классической информации в квантовые объекты. В типичном протоколе число легитимных пользователей равняется двум (отправитель и получатель), однако КРК возможно также в сетях (т. н. квантовых сетях) произвольных топологий. Безопасность гарантируется превентивными мерами против злоумышленника (нарушителя), ограниченным исключительно фундаментальными квантовомеханическими законами.

Несмотря на то, что развитие квантовых технологий и КРК, в частности, еще не достигло своего пика, уже предлагается множество различных решений: разрабатываются обычные волоконно-оптические системы КРК [1], системы КРК в свободном пространстве с учетом движущихся объектов [2], сложные распределенные квантовые сети и прочие нетривиальные системы.

Современные исследования в области КРК направлены также на поиск решений практически значимых задач, одной из которых является задача потенциальной миниатюризации через использование когерентных методов детектирования. Такие системы КРК системой когерентного детектирования в модуле получателя [3], носят название систем КРКНП.

Можно сформулировать ряд достоинств подхода КРКНП: снижение затрат — отсутствие необходимости покупки дорогостоящего однофотонного детектора; высокая скорость генерации криптографически стойкого ключа — многие системы КРКНП строятся на исследовании непрерывного алфавита; масштабируемость — компактность схем КРКНП открывают возможности применения в инфраструктурах компактных приложений и интернета вещей [4].

Мы представляем первую в России схему КРКНП с гауссовским типом модуляции с обоснованной стойкостью против атак коллективного типа с учетом эффектов ключа конечной длины. Обоснованы критерии стойкости и подобраны параметры оптической схемы. Была оценена потенциальная производительность системы. Показано, что криптографически стойкий ключ может быть распределен при потерях в волоконном квантовом канале до 10 дБ.

Исследования выполнялись по заказу ОАО «РЖД».

Список литературы

1. Gleim A. V. et al. Secure polarization-independent subcarrier quantum key distribution in optical fiber channel using BB84 protocol with a strong reference // Optics express. – 2016. – Т. 24. – №. 3. – С. 2619-2633.
2. Bourgoin J. P. et al. Free-space quantum key distribution to a moving receiver // Optics express. – 2015. – Т. 23. – №. 26. – С. 33437-33447.
3. Grosshans F. et al. Quantum key distribution using gaussian-modulated coherent states // Nature. – 2003. – Т. 421. – №. 6920. – С. 238-241.
4. Routray S. K. et al. Quantum cryptography for iot: Aperspective // 2017 International Conference on IoT and Application (ICIOT). – IEEE, 2017. – С. 1-4.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ ПЛАЗМОННОЙ ЛИНЗОЙ СО СПИРАЛЕВИДНЫМ ОТВЕРСТИЕМ

А. А. Савельева^{1,2}, Е. С. Козлова^{1,2}

¹ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

В работе представлены результаты численного моделирования формирования оптического вихря плазмонной линзой со спиралевидным отверстием в тонкой серебряной пленке. Результаты могут найти применение в оптических телекоммуникациях.

Плазмонные линзы – широко известные оптические элементы в современном научном сообществе [1, 2]. Они стали повсеместно применяться в передовых научных исследованиях благодаря уникальным оптическим свойствам. Одно из таких свойств – способность возбуждать и фокусировать поверхностные плазмон-поляритоны, которые представляют собой сильно локализованные поверхностные волны оптического диапазона, распространяющиеся вдоль границы раздела двух сред [2]. Однако, существуют работы, в которых показана возможность фокусировки излучения плазмонными линзами и на расстоянии одной или даже нескольких длин волн [3].

С помощью плазмонных линз можно не только фокусировать излучение, но и формировать оптические вихри [4, 5], которые представляют собой волновую структуру с нулевой амплитудой в центре и с сингулярностью в поперечном распределении фазы (так называемой винтовой дислокацией волнового фронта). Например, в работе [5] продемонстрирована генерация оптических вихрей с произвольными топологическими зарядами плазмонной линзой с вихревым дизайном. Показано, что поляризационная чувствительность плазмонной вихревой линзы может быть использована для динамического переключения поверхностных плазмонных вихрей с различным топологическим зарядом.

В данной работе предложен дизайн компактной плазмонной линзы из серебряной пленки со спиралеобразным отверстием, который представлен на рис. 1. Толщина серебряной пленки равна $h_1 = 100$ нм. Пленка предполагается быть нанесенной на подложку из кварцевого стекла, толщина которого также равна $h_2 = 100$ нм. Толщина отверстия h_3 составляла 0,63 мкм.

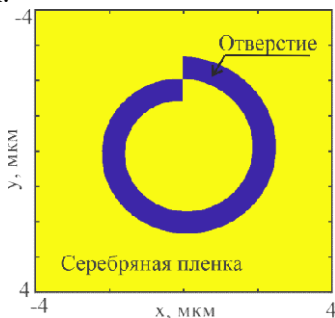


Рис. 1. Дизайн плазмонной линзы со спиралевидным отверстием

В работе было проведено численное моделирование распространения света через рассматриваемую плазмонную линзу. В качестве падающего излучения рассматривалась плоско-поляризованная TE-волна ($\lambda = 0,532$ мкм, что соответствует зеленому лазеру). Для проведения расчетов применялся FDTD-метод, реализованный в программном пакете FullWAVE. В данной работе использовались следующие параметры моделирования: длина расчетной области по осям x и y $L_x = L_y = 8$ мкм, длина расчетной области по оси z $L_z = 10$ мкм, шаги дискретизации по осям x , y и z : $h_x = h_y = 0,015$ мкм,

$h_z = 0,007$ мкм, шаг дискретизации по времени $h_t = 0,005$ мкм (используется псевдо-время ct , где c – скорость света в вакууме, t – время).

Полученные результаты представлены на рис. 2.

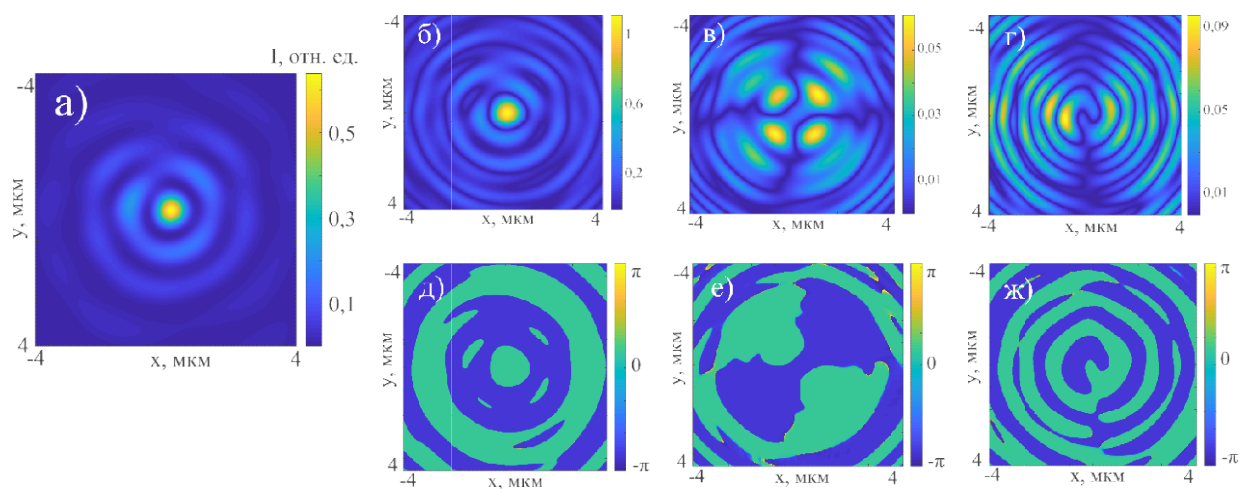


Рис. 2. Результаты численного моделирования:

а) интенсивность; амплитуда компонент б) E_x в) E_y г) E_z ; фаза компонент д) E_x е) E_y ж) E_z

Из рис. 2 видно, что на расстоянии 9 мкм формируется оптический вихрь, распределение интенсивности которого имеет кольцевую структуру с пиком в центре. Ширина центрального пика по полуспаду интенсивности составляет $\text{FWHM} = 1,1$ мкм (рис. 2а). На рис. 2е можно видеть наличие фазовой сингулярности в сформированном пучке (орбитальный угловой момент равен двум).

Полученные результаты могут найти свое применение в различных областях, таких как оптические телекоммуникации [6] и оптическое микроманипулирование [7].

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда грант № 22-22-00265.

Список литературы

1. Y. Fu, X. Zhou. Plasmonic Lenses: A Review // *Plasmonics*, vol. 5, pp. 287–310, 2010.
2. P. Li, Q. Zhang, Y. Li, et.al. Plasmonic Lens Based on Rectangular Holes // *Plasmonics*, vol. 13, pp. 1929–1933, 2018.
3. E. S. Kozlova, V. V. Kotlyar, A. A. Saveleyeva. Investigation of Plasmonic Lens with Annular Structure for Laser Light Focusing // 2021 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS), pp. 1094-1100.
4. E. Prinz, G. Spektor, M. Hartelt, et.al. Functional Meta Lenses for Compound Plasmonic Vortex Field Generation and Control // *Nano Lett.*, vol. 21, pp. 3941–3946, 2021.
5. H. Kim, J. Park, S.-W. Cho, et.al. Synthesis and Dynamic Switching of Surface Plasmon Vortices with Plasmonic Vortex Lens // *Nano Lett.*, vol. 10(2), pp. 529–536, 2010.
6. I. B. Djordjevic, M. Arabaci. LDPC-coded orbital angular momentum (OAM) modulation for free-space optical communication // *Opt. Express.*, vol. 18, pp. 24722–24728, 2010.
7. N. Bhebhe, P. A. C. Williams, C. Rosales-Guzman, V. Rodriguez-Fajardo, A. Forbes, On-demand vector holographic optical tweezers // *SPIE*, vol. 11083(1108307), <https://doi.org/10.1117/12.2528709>.

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОВЕРХНОСТИ ЗОЛОТА ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ОПТИЧЕСКОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ПОЛЕЙ

С.Б. Бодров, А.И. Корытин, Ю.А. Сергеев*, А.Н. Степанов

ИПФ РАН, 603950, Российская Федерация, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46, БОКС 120

*E-mail: yas@ufp.appl.sci-nnov.ru

В данной работе исследовалась генерация второй гармоники (ВГ) оптического излучения с поверхности золота при совместном воздействии на образец ТГц и оптического импульсов.

Для исследования была использована титан-сапфировая лазерная система Spitfire, генерирующая фемтосекундные импульсы с энергией 0.7 мДж, центральной длиной волны 785 нм и длительностью 70 фс с частотой повторения 1 кГц. Интенсивные ТГц импульсы генерировались с использованием техники наклонного фронта интенсивности [1]. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке (рис. 1). Детектирование ВГ, генерируемой с поверхности образца, осуществлялась при помощи фотоэлектронного умножителя в режиме счета фотонов. Паразитное излучение отсекалось с помощью узкополосных фильтров и фильтров из цветного стекла.

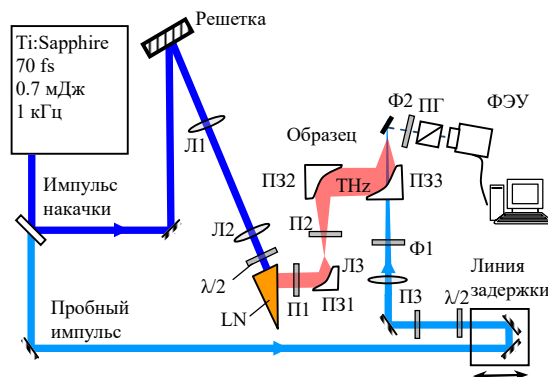


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (Л1, Л2 и Л3 – линзы; ПЗ1, ПЗ2, ПЗ3 – параболические зеркала; LN – LiNbO₃; ПГ – призма Глана; П1, П2 – ТГц поляризаторы, ПЗ – оптический поляризатор).

В ходе эксперимента была исследована генерация ВГ при различных сочетаниях поляризаций оптического и ТГц излучений. Также были изучены зависимости интенсивности ВГ от задержки между оптическими и ТГц импульсом, энергии оптического и ТГц полей. Для уменьшения паразитного сигнала ВГ при совместном распространении оптического и ТГц импульсов измерения проводились в атмосфере гелия.

Список литературы

1. J. A. Fulop, L. Palfalvi, G. Almasi, and J. Hebling. Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification // Opt. Express, vol. 37 (4), pp. 557-559, 2012.

УСИЛЕНИЕ СВЕТА В СЕЛЕКТИВНО ПО СОСТОЯНИЯМ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ВНЕШНИМ ПОЛЕМ МОЛЕКУЛАХ

А.В. Шамшури^{1*}, В.В. Слабко¹, И.А. Кузоватов²

¹Сибирский федеральный университет,
Институт инженерной физики и радиоэлектроники
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

*E-mail: shamshurin.alex@mail.ru

²Сибирский федеральный университет,
Институт математики и фундаментальной информатики, кафедра высшей математики
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79

Рассмотрена возможность безынерсного усиления света молекулами за счет их селективной ориентации по состояниям путем наложения внешнего электрического поля или электромагнитного поля. На примере молекулы I₂ показано, что эффект может наблюдаться экспериментально при использовании импульсного ориентирующего поля внешнего лазерного излучения.

Возможность безынерсного усиления света в системе селективно по состояниям ориентированных молекул во внешнем постоянном поле, в приближении малости времени ориентации по сравнению со временем жизни возбужденного состояния, была рассмотрена в работах [1, 2]. При этом под безынерсным усилением понимается отсутствие инверсии населенностей между возбужденным и основным состояниями молекул интегрально по степени их ориентации относительно внешнего поля. Было показано, что в постоянном ориентирующем поле (ОП) вряд ли удастся получить достаточную степень ориентации простых молекул, удовлетворяющих названному приближению, из-за низкого значения предпробойного ОП. Данные идеи впоследствии были развиты авторами данного сообщения в работах [3 – 5], в которых, на основе связанной системы кинетических уравнений для основного и возбужденного состояний, рассмотрена возможность безынерсного усиления света в системе дипольных молекул селективно по состояниям ориентированных во внешнем как постоянном, так и импульсном ОП, при произвольном соотношении времен ориентации и жизни возбужденного состояния. Показано, что степень селективной ориентации при импульсном ОП в ряде случаев может быть достаточной для безынерсного усиления.

В работе [6] авторами рассматривается возможность безынерсного усиления света в системе недипольных молекул селективно по состояниям ориентированных во внешнем ОП лазерного излучения \vec{E}_0 . Это позволяет значительно повысить параметр ориентации благодаря более высокому значению напряженности предпробойного поля. Проведен численный анализ схем безынерсного усиления при различной взаимной направленности ОП и пробного поля (параллельная, ортогональная), а также различных значений параметров ориентации основного и возбужденного состояний. Отличительной особенностью ориентации недипольных молекул по сравнению с дипольными является зависимость знака параметра ориентации q_j как от строения молекулы, так и от частоты ОП ω_0 [7].

$$q_j = \frac{(\beta_{33}^{(j)} - \beta_{11}^{(j)})|E_0|^2}{2kT}, \quad (1)$$

где $\beta_{33}^{(j)}$, $\beta_{11}^{(j)}$ – главные значения тензора поляризуемости молекулы, находящейся в j -м состоянии вдоль и поперек оси симметрии соответственно.

$$\beta^{(j)} = \frac{e^2}{m_e} \sum_l \frac{F_{lj}}{\omega_{lj}^2 - \omega_0^2}, \quad (2)$$

где ω_{lj} – частота перехода из состояния j в состояние l ; F_{lj} – сила осциллятора перехода вдоль или поперек оси симметрии молекулы соответственно между соответствующими уровнями; e и m_e – заряд и масса электрона.

Выражение (2) позволяет оценить значения компонент тензора поляризуемости

молекулы, находящейся в основном – 1 и возбужденном – 2 состояниях, а, следовательно, и провести оценки возможности безынверсного усиления.

Как показывают расчеты [6], наибольший интерес может представлять вариант, при котором знак q_j различен в основном и в возбужденном состоянии. Последнее может иметь место, если выход из резонанса частоты ОП ω_0 относительно электронного перехода молекулы ω_{lj} имеет разный знак в состояниях 1 и 2. В этом случае ОП оказывает ориентирующее влияние на молекулы, находящиеся в одном из рабочих состояний (2 или 1), и дезориентирующее – в другом.

Характерным примером такого электронного перехода является молекула йода (I_2). При использовании паров I_2 с концентрацией, значительно меньшей концентрации буферного газа, можно полагать, что интенсивность пробоя смеси при длительности импульса ОП порядка 5 нс близка к 10^{13} Вт/см². Это более чем на порядок превышает интенсивность ОП, требуемую для эксперимента при использовании как пико-, так и наносекундных импульсов ОП. В качестве буферного газа авторы предлагают использовать SF_6 в связи с широкой известностью его диэлектрической прочности. Отметим, что требуемая интенсивность ОП может быть понижена на 1–2 порядка при использовании перестраиваемого по частоте ориентирующего излучения. Естественно, что при этом значительно усложняются требования к экспериментальной установке.

Расчеты конкретных вариантов подтверждают качественные соображения, которые могут быть использованы для прогнозирования ситуаций при различных соотношениях между параметрами q_j , а также между временами жизни возбужденных состояний и временами ориентации. Очевидно, что приведенные выше оценки для паров молекул I_2 могут использоваться при планировании эксперимента, однако вызывает сомнение возможность практического применения лазера такого типа, работающего в видимом диапазоне. Практический интерес может представлять лазер, работающий в вакуумном УФ диапазоне, например водородный лазер либо его аналоги. Действительно, с помощью квазирезонансной ориентации верхнего возбужденного состояния может быть реализована генерация на тех переходах, на которых генерация до сих пор не наблюдалась, либо улучшены условия генерации на уже известных переходах.

Список литературы

1. A.K. Popov, V.V. Slabko. Switching from opaque via transparent to a strongly amplifying state is shown to be possible for molecular media without a change in the noninverted population of their energy levels // Optics Letters, vol. 30 (13), pp. 1719–1721, 2005.
2. A.K. Popov, V.V. Slabko Optical switching and inversionless amplification controlled by state-dependent alignment of molecules // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, vol. 38 (11), pp. 1787–1796, 2005.
3. В.В. Слабко, И.А. Кузоватов, А.В. Шамшурин. О возможности безынверсного усиления света дихроичными молекулами во внешнем ориентирующем поле // Журнал технической физики, 82 (2), с. 57–62, 2012.
4. И.А.Кузоватов, А.В.Шамшурин. Численное моделирование процесса ориентации двухуровневых молекул во внешнем поле при помощи метода экспоненциальной подгонки // СибЖИМ, 15 (3), с. 45–57, 2012.
5. И.А.Кузоватов, В.В.Слабко, А.В.Шамшурин Amplification of light by molecules with selectively oriented states in the pulsed electric field // Журнал Сибирского федерального университета. Серия: Математика и физика, 9 (3), с. 332–337, 2016.
6. А.В. Шамшурин, И.А. Кузоватов, А.С. Ципотан, В.В. Слабко. О безынверсном усилении света молекулами, селективно по состояниям ориентированными в поле лазерного излучения // Квантовая электроника, 48 (11), с.1076–1082, 2018.
7. С. Келих. Молекулярная нелинейная оптика / под ред. И.Л. Фабелинского. М.: Наука, 1981.

ДВУХФОТОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ ЛИТОГРАФИЯ С КОМПЕНСАЦИЕЙ ФОРМЫ ВОКСЕЛЯ ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОГО ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ МИКРОСТРУКТУР

М.И. Шарипова*, Т.Г. Балуюн, А.С. Сверчков, В.О. Бессонов, А.А. Федянин

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

В работе предложен способ повышения качества печати трехмерных микроструктур методом двухфотонной литографии за счет учета размера и формы вокселя. На примере изготовления модельных объектов показано, что предложенный способ позволяет уменьшить отклонение от заданной формы до 2%.

Двухфотонная лазерная литография – это метод изготовления трехмерных объектов с разрешением до 100 нм. Высокоинтенсивное лазерное излучение, сфокусированное в объем фоторезиста, приводит к двухфотонному поглощению. За счет этого происходит полимеризация мономерных звеньев, приводящая к образованию твердой полимерной матрицы. В отличие от однофотонного поглощения, происходящего равномерно вдоль оптической оси, вероятность двухфотонного поглощения максимальна в области перетяжки (фокусировки) лазерного излучения и квадратично убывает при удалении от нее [1]. В процессе печати сфокусированный лазерный луч перемещается по заранее заданным траекториям внутри модели, локально модифицируя фоторезист. Объем фоторезиста, не затронутый перетяжкой лазерного луча, остаётся не полимеризованным. Таким образом, после экспонирования получают подложку с частично полимеризованным фоторезистом, а неэкспонированный резист удаляется проявителем.

Разрешение метода двухфотонной литографии определяется размером вокселя. Воксель – это минимальный полимеризуемый объем фоторезиста при точечной экспозиции (то есть перетяжка лазерного излучения сохраняет своё положение в пространстве). Показано, что воксель представляет собой вытянутый эллипсоид вращения [2] с характерными размерами полуосей от сотен нанометров. При этом отношение длин малой и большой полуосей эллипсоида $\gamma = a/b$ уменьшается с увеличением интенсивности лазерного излучения. Конечный размер вокселя приводит к искажению формы поверхностей, что может приводить к ухудшению качества изготовленных микрообъектов. Ранее было показано [3], что форма вокселя в процессе печати приводит к искажению параболического профиля рентгеновской линзы, и как следствие, астигматизму.

Для того чтобы избавиться от искажений печатаемой поверхности, после построения модели структуры использовался алгоритм учета формы вокселя, корректирующий траектории движения лазерной перетяжки в процессе печати. Алгоритм сдвигает лазерные траектории таким образом, чтобы поверхность, замечаемая движущимся вокселем, соответствовала заданной модели структуры.

Алгоритм проверялся на модельных микрообъектах в виде сферы на ножке из полимера SZ2080 в режиме печати с коррекцией и без. Диаметр сфер варьировался от 10 до 50 мкм. На рис. 1 показаны сферы диаметрами 10 и 15 мкм, полученные методом сканирующей электронной микроскопии.

Геометрические параметры формы изготовленных микроструктур, определенные в процессе обработки СЭМ-изображений, сравнивались с соответствующими параметрами исходной модели. Для случая без коррекции отклонение от заданной формы составляет до 21%, в то время как коррекция позволяет держать отклонение от заданной формы в пределах 2%.

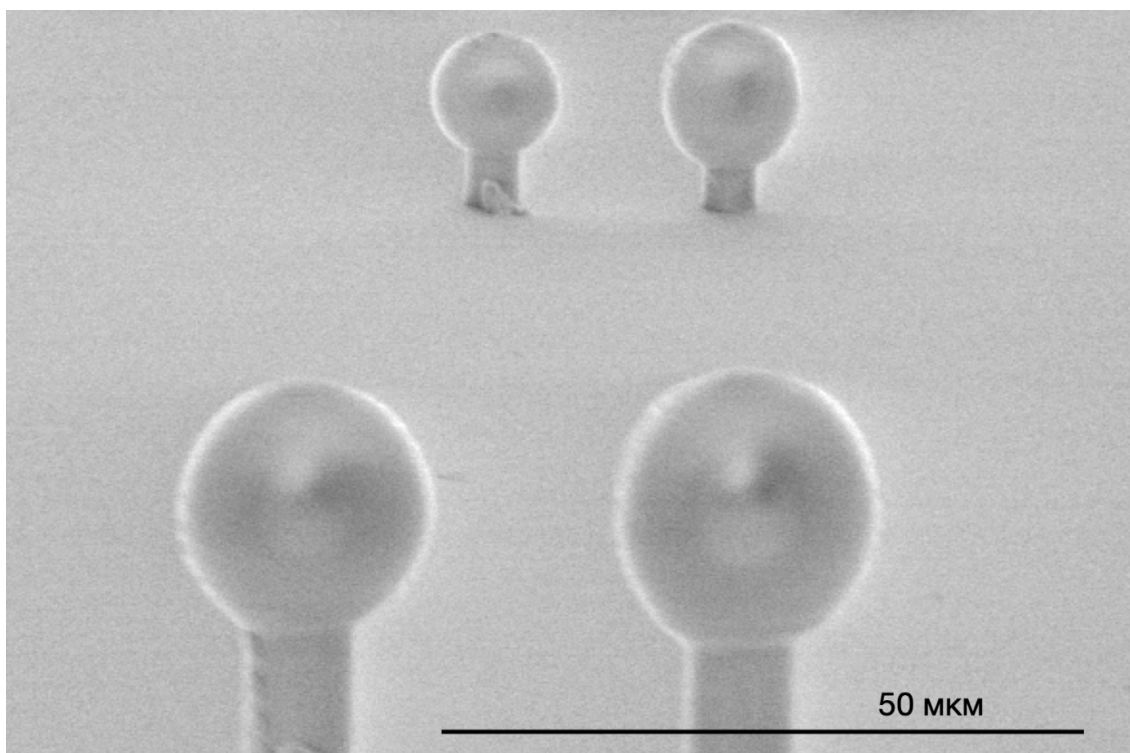


Рис. 1. СЭМ-изображение изготовленных микроструктур.
Слева: сферы, изготовленная способом с коррекцией, справа: сферы без коррекции.

Таким образом, заявляемый способ позволяет увеличить точность изготовления трехмерных объектов, в том числе оптических элементов, что приведет к развитию различных областей науки и технологии, в том числе медицины и томографии, а также других направлений, использующих способы изготовления трехмерных микрообъектов.

Исследование поддержано РФФ (грант №20–12–00371) и Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (грант №075-15-2021-1353).

Список литературы

1. Wu, Shuhui, Jesper Serbin, and Min Gu. "Two-photon polymerisation for three-dimensional micro-fabrication." *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry* 181.1 (2006): 1-11.
2. Sun, Hong-Bo, et al. "Experimental investigation of single voxels for laser nanofabrication via two-photon photopolymerization." *Applied Physics Letters* 83.5 (2003): 819-821.
3. Barannikov, Alexander, et al. "Optical performance and radiation stability of polymer X-ray refractive nano-lenses." *Journal of Synchrotron Radiation* 26.3 (2019): 714-719.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛА НИОБАТА ЛИТИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

В. С. Шумигай^{1*}, Е. Н. Опарин¹, А. О. Набилкова¹, М. В. Мельник¹, А. Н. Цыпкин¹

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверский пр., 49, лит.А

*E-mail: vshumigay.itmo@mail.ru

Приведены зависимости показателя преломления конгруэнтного кристалла LiNbO_3 , срезанного перпендикулярно оси x и z , от частоты излучения в диапазоне 0,25–1,25 ТГц. Данные зависимости представлены для различных значений толщины кристалла – 0,52 мм, 1 мм и 2,21 мм. Приведен сравнительный анализ полученных дисперсионных кривых с результатами из других работ. Сравнение проводилось путем оценки дисперсионного уширения ТГц импульса во времени в процессе моделирования его распространения в среде с заданной дисперсией. Показано, что полугоразмерный ТГц импульс расплывается в средах с дисперсиями, найденными в других работах, что не соответствует экспериментальным данным. В соответствии с этим сделан вывод, что дисперсионные кривые для конгруэнтного LiNbO_3 из рассмотренных работ не согласуются с реальными значениями показателя преломления в ТГц диапазоне частот.

Конгруэнтный LiNbO_3 (сLN) широко используется в качестве генератора ТГц излучения [1], а также в роли одноосного пьезоэлектрического и сегнетоэлектрического материала [2]. Оба этих применения требуют точной и достоверной информации о дисперсии показателя преломления в терагерцовом диапазоне частот.

Одним из методов, позволяющих получить полную информацию о действительной и мнимой части показателя преломления, является метод терагерцовой спектроскопии с разрешением во времени [3]. С помощью Фурье анализа ТГц импульса, прошедшего через образец (сLN), и опорного импульса, не взаимодействующего с объектом, можно получить частотные зависимости показатели преломления и коэффициента поглощения исследуемого объекта.

В данной работе были получены дисперсионные кривые в диапазоне частот 0,25–1,25 ТГц из экспериментальных данных о форме и спектре ТГц импульса, прошедшего через исследуемый кристалл сLN. Далее найденные зависимости приводились в сравнение с дисперсиями сLN из других работ.

В качестве источника излучения в установке терагерцовой спектроскопии использовался фемтосекундный Yb-лазер с центральной длиной волны излучения 1050 нм, длительностью импульсов 100 фс с энергией 30 нДж. Генерация ТГц излучения происходила в кристалле InAs за счет эффекта Дембера в узкозонном полупроводнике. В качестве детектирующего кристалла был выбран CdTe в виду его высокого (среди кристаллов со структурой цинковой обманки) электрооптического коэффициента $r_{41} = 4,5$ пм/В.

Действительная часть показателя преломления LiNbO_3 в терагерцовой области частот была найдена при помощи данных о спектре и форме ТГц импульса, прошедшего через кристалл. В качестве примера на (рис. 1а) приведена временная форма ТГц импульса, полученного при исследовании кристалла сLN, срезанного перпендикулярно оси x и обладающего толщиной 2,21 мм. На (рис. 1б) изображен спектр детектируемого сигнала с центральной частотой 0,4 ТГц и полушириной 0,75 ТГц. Линии поглощения, возникающие на частотах выше 1 ТГц, обусловлены содержанием водяных паров в воздухе.

В работе также были получены дисперсионные кривые в диапазоне 0,25–1,25 ТГц для сLN срезанного по x толщиной 1 мм и 2,21 мм, а также для сLN срезанного по z толщиной 0,52 мм. Далее было проведено моделирование распространения ТГц импульсов в средах с рассчитанными дисперсиями с целью сравнить экспериментальные данные о форме импульса с результатами моделирования. Убедившись в том, что экспериментальные данные сходятся с результатами моделирования с высокой точностью, было произведено численное моделирование распространения импульса заданной формы в сLN, дисперсия которого была взята из другой работы [4]. Экспериментальная дисперсия и дисперсионная кривая из работы [4] представлены на рис. 1в.

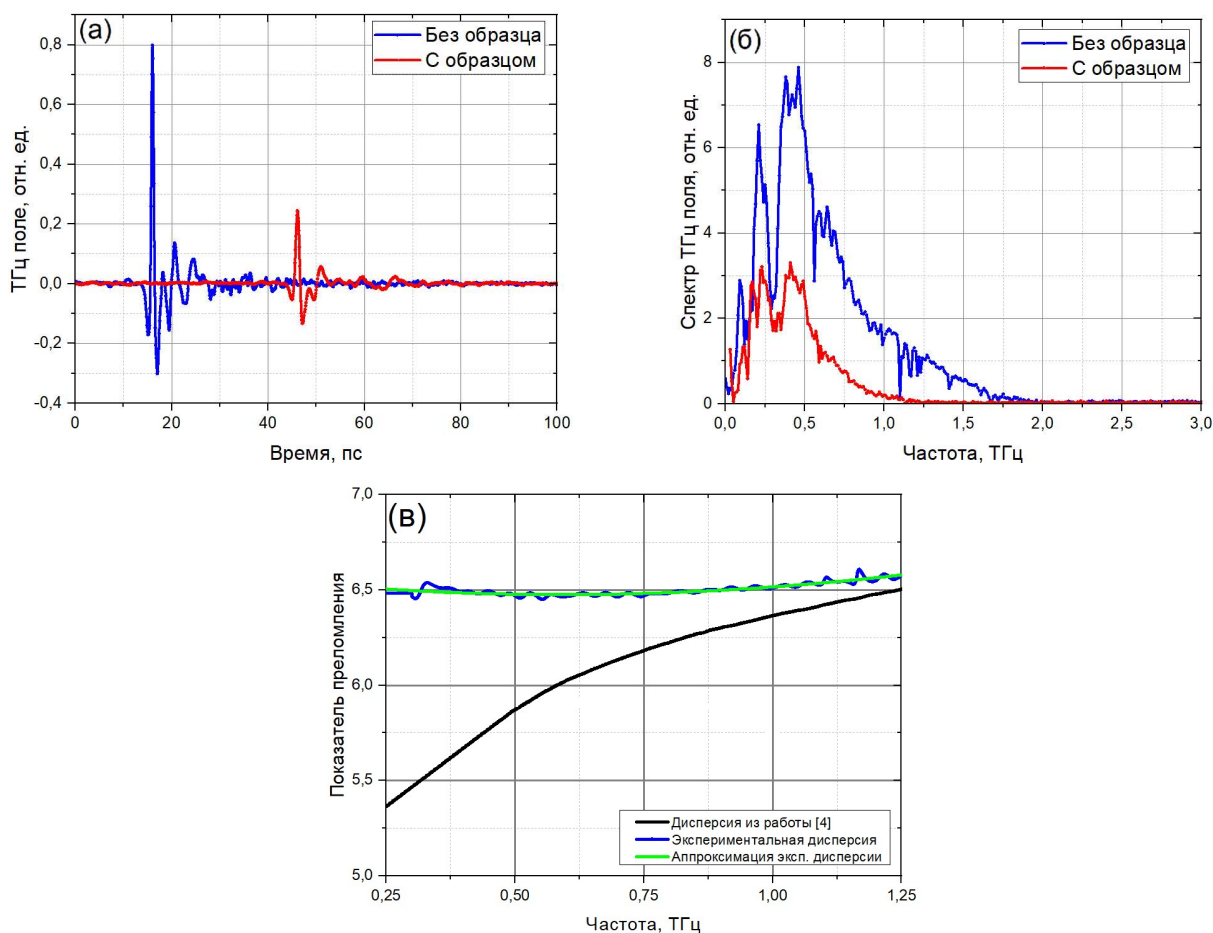


Рис. 1. а) Временная форма ТГц импульса, б) спектр ТГц поля, в) экспериментальная дисперсия и дисперсионная кривая из работы [4] для кристалла cLN, срезанного перпендикулярно оси z.

Сравнивая зависимости из других работ с кривыми, полученными из эксперимента, приведенного в данной работе, можно сделать вывод, что для x -cLN в диапазоне 0,5–1,25 ТГц наблюдается расхождение данных – экспериментальные кривые демонстрируют меньший рост. Для z -cLN значительное расхождение данных наблюдается на всем исследуемом диапазоне. Анализ импульсов, прошедших через среды с дисперсиями из других работ, показал, что изначально полупериодный импульс расширяется, чего не наблюдалось на эксперименте. В соответствии с этим можно сделать вывод о неточности дисперсионных кривых из выбранных работ.

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

Список литературы

1. Bodrov S. B. et al. Efficient terahertz generation by optical rectification in Si-LiNbO₃-air-metal sandwich structure with variable air gap //Applied Physics Letters. – 2012. – Т. 100. – №. 20. – С. 201114.
2. Bowen C. R. et al. Piezoelectric and ferroelectric materials and structures for energy harvesting applications //Energy & Environmental Science. – 2014. – Т. 7. – №. 1. – С. 25-44.
3. Neu J., Schmuttenmaer C. A. Tutorial: An introduction to terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS) //Journal of Applied Physics. – 2018. – Т. 124. – №. 23. – С. 231101.
4. Mao Z. L. et al. The Study of the Terahertz Spectral of LiNbO₃ Crystal //2006 Joint 31st International Conference on Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics. – IEEE, 2006. – С. 465-465.

ОСЦИЛЛЯЦИИ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ ЯЧЕЙКИ КВАНТОВЫХ ВИХРЕЙ В ПОЛЯРИТОННОМ КОНДЕНСАТЕ В ОПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

К. А. Ситник¹, С.Ю. Аляткин¹, И.С. Гнусов¹ П.Г. Лагудакис^{1,2}

¹Сколковский институт науки и технологий,
Территория Инновационного Центра “Сколково”, Большой бульвар д.30, стр.1, Москва 121205, Россия
*E-mail: k.sitnik@skoltech.ru

²Университет Саутгемптона, Саутгемптон, SO17 1BJ, Соединенное Королевство

Продемонстрированы осцилляции топологических зарядов ячейки квантовых вихрей при спонтанном образовании двух пространственных мод Инса-Гаусса, соответствующих разным энергиям экситон-поляритонного конденсата в оптической ловушке.

Экситон-поляритоны (далее поляритоны) представляют собой квазичастицы, подчиняющиеся статистике Бозе – Эйнштейна. Они могут создаваться в полупроводниковых микрорезонаторах вследствие сильного взаимодействия света (фотонов) и материи (экситонов). Данные композитные частицы при определенных условиях способны образовывать макроскопическое когерентное состояние – поляритонный конденсат [1]. Это состояние является перспективной платформой для проведения как фундаментальных, так и прикладных исследований. Вслед за появлением сообщения о наблюдении конденсации поляритонов, были опубликованы первые работы о наблюдении квантовых вихрей в поляритонном конденсате [2, 3]. Квантовые вихри представляют собой фазовые дислокации, которые могут быть охарактеризованы двумя свойствами – (а) нулевой плотностью частиц в центре вихря и (б) целым числом оборотов фазы от 0 до 2π вокруг центра дислокации [2].

Существует ряд работ, описывающих возможность создания решеток квантовых вихрей с постоянными топологическими зарядами, используя суперпозицию мод высших порядков из разных «семейств» решений уравнения Гельмгольца. Данный подход был реализован в таких системах, как VCSEL’ы [4] и твердотельные лазеры с оптической накачкой [5].

В данной работе мы впервые экспериментально продемонстрировали возможность генерации ячейки квантовых вихрей с осциллирующим знаком топологического заряда за счет присутствия в оптически захваченном поляритонном конденсате двух пространственных мод Инса – Гаусса, отстроенных по энергии.

С помощью гомодинной интерферометрии с применением референсного лазера, нами было установлено, что экспериментально наблюдаемое пространственное распределение интенсивности поляритонного конденсата (см рис.1) обусловлено суперпозицией пространственных мод Инса – Гаусса $IG_{31}^{(e)}$ и $IG_{33}^{(e)}$ [6]. Помимо этого, данное измерение показало, что моды имеют небольшую отстройку по энергии (порядка нескольких десятков мкэВ).

Однако, интерферометрия без возможности сканирования временной задержки, не позволяет восстановить временную динамику исследуемой системы, которая в нашем случае не может быть стационарной из-за присутствия двух значений энергии в спектре фотолюминесценции конденсата.

Поэтому чтобы восстановить эволюцию фазы и пространственного распределения плотности поляритонов в нашей системе, мы провели интерферометрию с возможностью сканирования временной задержки.

В результате нам удалось установить, что: (а) две разные по энергии спонтанно формирующиеся в поляритонном конденсате моды Инса – Гаусса формируют ячейку квантовых вихрей в минимумах интенсивности; (б) период осцилляций знаков топологических зарядов можно оценить исходя из поведения амплитуды функции

когерентности первого порядка: $g^{(1)}(\mathbf{r}, -\mathbf{r}, \tau)$. В нашем случае период осцилляции составил около 200 пс.

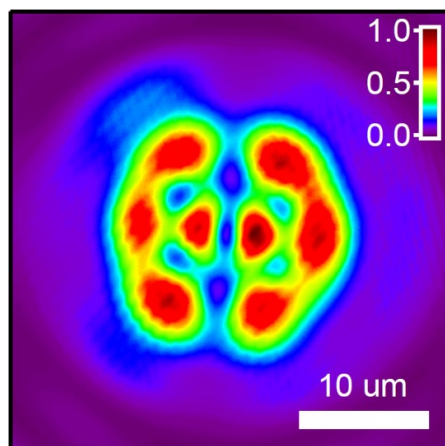


Рис. 1. Пространственное распределение интенсивности фотолюминесценции поляритонного конденсата в оптической ловушке, образованное суперпозицией двух пространственных инс-гауссовых мод.

«Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90128».

Список литературы

1. J. Kasprzak, M. Richard, S.Kundermann et al. Bose–Einstein condensation of exciton polaritons // *Nature*, vol. 443, pp. 409–414, 2006.
2. K. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard et al. Quantized vortices in an exciton–polariton condensate // *Nature Phys*, vol. 4, pp. 706–710, 2008.
3. K. G. Lagoudakis T. Ostatnickýa. V. Kavokin et al. Observation of Half-Quantum Vortices in an Exciton-Polariton Condensate // *Science*, vol. 326 (5955), pp. 974-976, 2009
4. Shu-Chun Chu, Yun-Ting Chen, Ko-Fan Tsai et al. Generation of high-order Hermite-Gaussian modes in end-pumped solid-state lasers for square vortex array laser beam generation // *Optics Express*, vol. 20 (7), pp. 7128-7141, 2012.
5. J. Scheuer, M. Orenstein. Optical Vortices Crystals: Spontaneous Generation in Non-linear Semiconductor Microcavities // *Science*, vol. 285 (5425), pp. 230-233, 1999.
6. M.A. Bandres, J.C. Gutiérrez-Vega. Ince–Gaussian modes of the paraxial wave equation and stable resonators // *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 21, pp. 873-880, 2004.

ГЕНЕРАЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ФОТОНОВ В ВЫСОКО-НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

А.Ф. Хайруллин¹, М.А. Смирнов^{1*}, И.В. Федотов^{1,2}, А.М. Смирнова¹,
С.А. Моисеев¹ и А. М. Желтиков^{1,2}

¹ *Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева,
Казанский квантовый центр 420111 г. Казань, ул. К. Маркса, д. 10.
E-mail: maxim@kazanqc.org

² *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

Квантово-запутанные фотонные пары (бифотоны) играют важную роль в различных приложениях квантовых технологий. При этом требования к их спектральным и квантовым характеристикам могут кардинально различаться. С помощью численных расчётов и экспериментальных исследований получены условия для генерации широкополосных фотонов на основе спонтанного четырёхволнового смешения в фотонно-кристаллических волокнах.

Фотонно-кристаллические (ФК) волокна относят к классу высоко-нелинейных оптических волокон, поперечное сечение которых содержит структурированные воздушные отверстия [1]. Уникальность ФК-волокон для оптических технологий и волоконных лазерных систем обусловлена возможностью активного формирования частотного профиля дисперсии собственных мод таких волокон путем изменения их структуры [2]. Данные световоды позволяют реализовать сложные частотные профили дисперсии, которые не могут быть сформированы для стандартных оптических волокон. На основе спонтанного четырехволнового смешения в ФК-волоконках возможна генерация фотонных пар (бифотонов) при сравнительно небольших длинах волокна (десятки см) [3,4]. Высокий интерес для высоко-размерных квантовых коммуникаций [5] вызывают методы генерации бифотонов с большой шириной их спектральной полосы. Однако в большинстве случаев частотная полоса таких волоконных источников ограничена значением 10 ТГц.

В ходе проделанной работы экспериментально были реализованы режимы генерации широкополосных состояний света в высоко-нелинейном ФК-волокне, при которых ширина спектральной полосы бифотонов составляла ~100 ТГц, что существенно превышает значения, полученные на других оптоволоконных источниках квантового света.

Исследование проведено при финансовой поддержке Минобрнауки России Рег. номер НИОКТР 121020400113-1.

Список литературы

1. Agrawal G. P. Nonlinear fiber optics //Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2000. – С. 195-211.
2. Желтиков А. М. Микроструктурированные световоды для нового поколения волоконно-оптических источников и преобразователей световых импульсов //Успехи физических наук. – 2007. – Т. 177. – №. 7. – С. 737-762.
3. Clark A. et al. Intrinsically narrowband pair photon generation in microstructured fibres //New Journal of Physics. – 2011. – Т. 13. – №. 6. – С. 065009.
4. Petrovkin K. V. et al. Broadband quantum light on a fiber-optic platform: from biphotons and heralded single photons to bright squeezed vacuum //Laser Physics Letters. – 2019. – Т. 16. – №. 7. – С. 075401.
5. Bessire B. et al. Versatile shaper-assisted discretization of energy–time entangled photons //New journal of physics. – 2014. – Т. 16. – №. 3. – С. 033017.

УПРАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОСТЬЮ ЭКСИТОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ InGaAs/GaAs С ПОМОЩЬЮ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

И. А. Соловьев*, Ю. В. Капитонов, С. В. Полтавцев, С. А. Елисеев,
Ю. П. Ефимов, В. А. Ловцос и И. А. Югова,

*Санкт-Петербургский государственный университет
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9
e-mail: i.a.soloviev@spbu.ru

Экспериментально было продемонстрировано спин-зависимое фотонное эхо от экситонов в квантовой яме $\text{In}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}/\text{GaAs}$. Поперечное магнитное поле вызывает Ларморовскую прецессию спинов электрона и дырки в экситоне, в результате чего происходит смешивание светлых и долгоживущих темных экситонов. Это приводит к появлению осцилляций в сигнале фотонного эха и увеличению времени релаксации, которое может быть полезным для развития протоколов когерентного контроля.

Добавление спиновой степени свободы в оптическую методику двух- и трехимпульсного фотонного эха (ФЭ) открывает новые возможности когерентного управления экситонами в полупроводниковых наноструктурах [1,2]. Настоящая работа посвящена демонстрации способа перевода оптической когерентности из оптически активного (светлого) экситонного состояния в долгоживущее оптически неактивное (темное) состояние. Для этого была применена техника вырожденного четырехволнового смешения (ЧВС) с пикосекундным временным разрешением. Образец с тонкой $l = 3$ нм квантовой ямой $\text{In}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}/\text{GaAs}$, охлажденный до температуры $T = 1.4$ К, возбуждается последовательностью пикосекундных лазерных импульсов, разделенных во времени с помощью моторизированной линии задержки. В результате нелинейного перекрестного взаимодействия поляризацій возникает когерентный отклик экситонного ансамбля в направлении ЧВС в виде ФЭ, который детектируется с временным разрешением. Особенностью эксперимента по сравнению с традиционным подходом является приложение внешнего поперечного магнитного поля до 6 Тл в геометрии Фохта.

В нулевом магнитном поле сигнал ЧВС представляет собой классическое ФЭ, амплитуда которого затухает со временем фазовой или энергетической релаксации ансамбля экситонов в зависимости от протокола возбуждения. Приложение поперечного магнитного поля приводит к возникновению осцилляций в зависимости ФЭ от задержки. Анализ показывает, что природа данных осцилляций состоит в Ларморовской прецессии спинов электрона и дырки, образующих экситон. При этом происходит замешивание оптически светлых и долгоживущих темных экситонов. В результате можно добиться увеличения времени когерентности системы в двухимпульсном ФЭ и времени релаксации населенности в трехимпульсном ФЭ. Разработанная 5-уровневая модель, состоящая из основного состояния, двух оптически светлых и двух темных экситонных состояний, качественно и количественно описывает полученные экспериментальные данные. Измерение в различных поляризационных конфигурациях позволяет получить богатый набор информации как об оптической, так и о спиновой динамике экситонов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00439, <https://rscf.ru/project/22-22-00439/>

Список литературы

1. L. Langer, S.V. Poltavtsev, I.A. Yugova, et al. Magnetic-Field Control of Photon Echo from the Electron-Trion System in a CdTe Quantum Well: Shuffling Coherence between Optically Accessible and Inaccessible States // Phys. Rev. Lett. vol. 109 №15, p. 157403, 2012.
2. I.A. Solovev, I.I. Yanibekov, Y.P. Efimov, et al. Long-lived dark coherence brought to light by magnetic-field controlled photon echo // Phys. Rev. B vol. 103 № 23, p. 235312, 2021.

ОСТРАЯ ФОКУСИРОВКА ГИБРИДНЫХ ВЕКТОРНЫХ ПУЧКОВ

С.С. Стафеев^{1,2,*}, В.В. Котляр^{1,2}

¹ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151,

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

*E-mail: sergey.stafeev@gmail.com

В работе рассмотрена острая фокусировка гибридного векторного пучка, поляризация которого объединяет свойства круговой поляризации и поляризации цилиндрического векторного пучка. С помощью формализма Ричардса-Вольфа показано, что интенсивность в остром фокусе такого пучка имеет $2(m + 1)$ локальных максимумов интенсивности, расположенных вдоль окружности с нулевой интенсивностью на оптической оси. Также показано, что в фокусе имеется $4m$ вихрей поперечного потока энергии, центры которых расположены между локальными максимумами интенсивности.

Экспериментальная возможность управления всеми характеристиками лазерного излучения подхлестнула изучение пучков, в которых поляризация и фаза изменяются в сечении пучка произвольным образом. Такие пучки получили название гибридных векторных пучков [1]. При этом в условиях острой фокусировки (фокусировки линзами с высокой числовой апертурой) [2] неоднородность поляризации может привести к перераспределению энергии между поперечными компонентами напряженности электрического поля и продольной.

В данной работе с помощью формализма Ричардса-Вольфа [3] рассматривалась острая фокусировка гибридного векторного пучка, поляризация которого объединяла свойства круговой поляризации и поляризации цилиндрического векторного пучка m -го порядка [4]:

$$\mathbf{E} = A(\theta) \begin{pmatrix} -i \sin m \varphi \\ \cos m \varphi \end{pmatrix}, \mathbf{H} = A(\theta) \begin{pmatrix} -\cos m \varphi \\ -i \sin m \varphi \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{H} – вектора напряженности электрического и магнитного полей, m – целое число, $A(\theta)$ – амплитуда начального светового поля. Данная поляризация (1) объединяет в себе свойства круговой поляризации и поляризации цилиндрического векторного пучка m -го порядка.

Подставляя уравнение (1) в интеграл Ричардса – Вольфа [3] можно найти все компоненты напряженности электрического и магнитного полей в фокусе. Получившиеся выражения имеют достаточно громоздкий вид [4]. Однако из них можно сделать общие выводы. В частности можно показать, что интенсивность в остром фокусе такого пучка имеет $2(m + 1)$ локальных максимумов интенсивности, расположенных вдоль окружности с нулевой интенсивностью на оптической оси. Аналогично можно показать, что в фокусе имеется $4m$ вихрей поперечного потока энергии, центры которых расположены между локальными максимумами интенсивности. В тех областях плоскости фокуса, где поперечный поток энергии вращается против часовой стрелки, продольная проекция спинового углового момента положительная, а вектор поляризации вращается в плоскости фокуса против часовой стрелки.

На рис. 1 показано распределение интенсивности и компонент вектора Пойнтинга при острой фокусировке гибридного пучка (1) второго порядка. При моделировании считалось, что фокусируется плоская волна с гибридной поляризацией (1) и длиной волны 532 нм, Фокусировка осуществляется в воздухе $n = 1$ апланатическим объективом с числовой апертурой $NA = 0,95$.

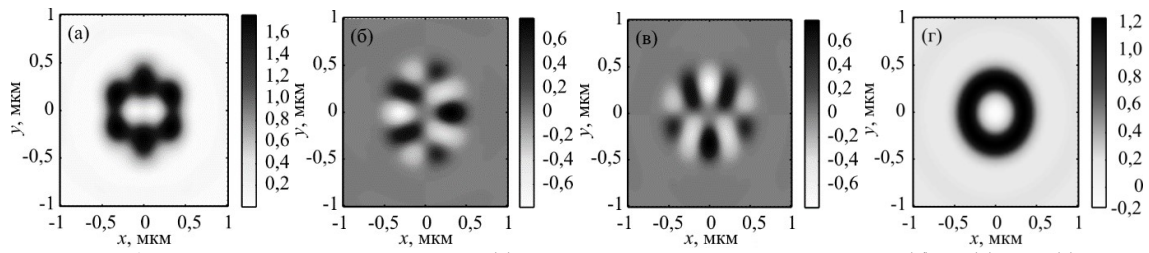


Рис. 1. Распределения интенсивности (а) и компонент вектора Пойнтинга P_x (б) P_y (в) и P_z (г) в плоскости фокуса при фокусировке плоской волны с гибридной поляризацией (1) при $m = 2$.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595).

Список литературы

1. S. Chen, X. Zhou, Y. Liu, X. Ling, H. Luo, S. Wen. Generation of arbitrary cylindrical vector beams on the higher order Poincaré sphere // *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 5274–5276, 2014.
2. R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs. Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91(23), pp. 233901, 2003.
3. B. Richards, E. Wolf. Electromagnetic Diffraction in Optical Systems. II. Structure of the Image Field in an Aplanatic System // *Proc R Soc A*, vol. 253 (1274), pp. 358-379, 1959.
4. V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev. Transverse energy flow in tightly focused light with circularly-azimuthal polarization of high order // *Computer Optics*, vol. 45 (3), pp. 311-318, 2021.

ГЕНЕРАЦИЯ ФРАКТАЛЬНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ПОМОЩИ ФОТОННЫХ КВАЗИКРИСТАЛЛОВ

С.Е. Сваховский^{1*}, Н.И. Пышков¹, А.Р. Помозов¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

*E-mail: sse@shg.ru

В работе представлена методика генерации последовательностей фемтосекундных импульсов, имеющих фрактальную структуру. Генерация имеет место при отражении одиночного гауссова импульса от фрактальных фотонных квазикристаллов. Одномерные фотонные квазикристаллы имеют структуру бинарных фрактальных последовательностей и изготовлены при помощи электрохимического травления кремния.

Фотонные квазикристаллы, образующие фрактальную последовательность, уже давно являются предметом теоретического рассмотрения. Спектральный отклик таких ФХ также демонстрирует фрактальное самоподобие [1]. Длительное время экспериментальное исследование этих структур было затруднено из-за сложности изготовления структур, особенно высоких порядков. Временной отклик таких структур изучен относительно слабо, на эту тему опубликованы лишь теоретические статьи [2], в которых предсказана фрактальная структура оптического отклика.

В этой работе при помощи метода электрохимического травления кремния были созданы фотонные квазикристаллы, реализующие последовательность Кантора 3, 4, 5 поколений. Общие толщины структур составили 13.5, 40.2, 119 мкм. Линейные спектры отражения этих структур (рис.1) имеют фрактальное самоподобие.

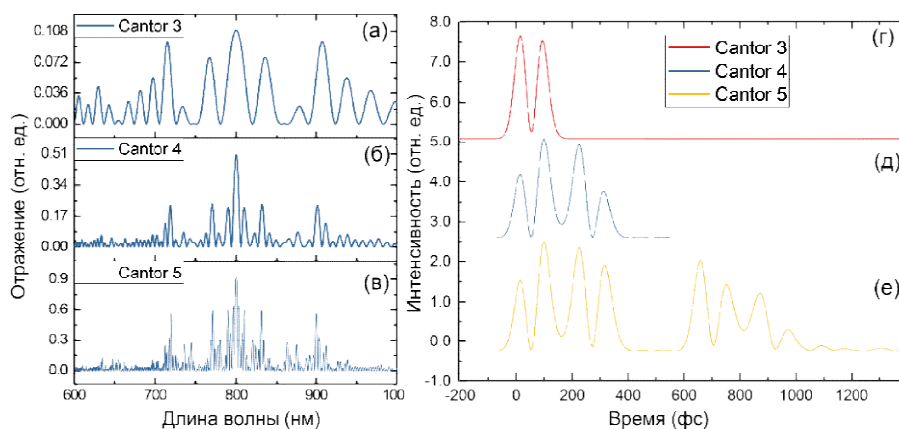


Рис. 1. (а,б,в) – спектры коэффициента отражения фотонных квазикристаллов последовательности Кантора 3, 4, 5 порядка,

(г, д, е) – временной профиль импульсов, отражённых от соответствующих квазикристаллов

Временной профиль отражённого сигнала имеет вид последовательностей 2, 4, 8 импульсов соответственно, причём между временными профилями имеется самоподобие, результаты расчёта подтверждаются выполненным экспериментом. Таким образом, создана фотонная структура, преобразующая единичный падающий гауссов импульс во фрактальную последовательность.

Исследование поддержано грантом РФФ №21-72-10103.

Список литературы

1. J. A. Monsoriu, C. J. Zapata-Rodríguez, E. Silvestre, and W. D. Furlan, Cantor-like fractal photonic crystal waveguides // Opt. Commun. vol. 252, pp. 46–51, 2005.
2. A. A. Grunin, A. G. Zhdanov, and A. A. Fedyanin, Self-similarity effects in optical response of fractal photonic quasi-crystals // in SPIE Proceedings, vol. 140, 2007.

КВАЗИСИНХРОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ ФОТОНИКЕ 1D, 2D И 3D СТРУКТУР

А. М. Вьюнышев^{1,2*}, В.Г. Архипкин^{1,2}, А.С. Чиркин³

¹*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок д. 50, стр. 38*

²*Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28*

³*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

*E-mail: vyunishev@iph.krasn.ru

Даётся краткий обзор современного состояния одного из актуальных и интенсивно развивающихся направлений нелинейной фотоники – квазисинхронных волновых взаимодействий в 1D, 2D и 3D структурах.

Нелинейно-оптические преобразователи частоты лазерного излучения успешно дополняют источники когерентного излучения, основанные на принципе стимулированного излучения. Нелинейно-оптические методы обеспечивают возможность получения когерентного излучения как в труднодоступных спектральных диапазонах, так и перекрытие когерентным излучением определенных спектральных областей при накачке лазерным излучением с фиксированной частотой нелинейно-оптических кристаллов. Получение неклассического света в таком нелинейно-оптическом процессе, как спонтанное параметрическое рассеяние - ключевом ресурсе квантовой оптики - является наиболее эффективным способом, используемым в подавляющем числе экспериментов и технических решений в области экспериментальной квантовой оптики. Несмотря на достигнутые успехи остается нерешенным круг задач нелинейной оптики, связанный с эффективной генерацией излучения с заданными характеристиками в отдельных областях спектра, а также возникают новые проблемы, связанные с получением структурированного света с требуемыми пространственными, временными, спектральными и другими характеристиками. Решение указанных проблем связано с использованием искусственных нелинейных фотонных кристаллов (НФК) и нелинейных голограмм на их основе, которые по своим функциональным характеристикам могут превосходить однородные нелинейно-оптические среды. Эффективность преобразования излучения в НФК может достигать десятков процентов. В связи с этим исследование процессов нелинейно-оптического преобразования частоты света в структурированных нелинейно-оптических средах является актуальной задачей современной прикладной нелинейной фотоники. Следует заметить, что в основе таких преобразований лежат так называемые квазисинхронные волновые взаимодействия, идея которых была высказана будущим лауреатом Нобелевской премии Н. Бломбергенем на начальном этапе развития нелинейной оптики.

В настоящем докладе даётся краткий обзор современного состояния одного из интенсивно развивающихся направлений нелинейной оптики – квазисинхронных волновых взаимодействий, реализуемых в оптических кристаллах с пространственной модуляцией квадратичной нелинейной восприимчивости. Рассматриваются существующие типы квазисинхронных нелинейно-оптических взаимодействий в НФК и подходы к описанию квазисинхронных взаимодействий. Кратко излагаются основные методы изготовления НФК для реализации заданных нелинейно-оптических процессов и получения структурированных световых полей. Приводятся новейшие достижения в области квазисинхронных оптических взаимодействий, включая основные направления развития и вопросы практического их использования с акцентом на получение неклассического и структурированного света. Применение квазисинхронных нелинейно-оптических взаимодействий в квантовых технологиях и в интегральных устройствах фотоники постоянно расширяется.

ОБРАТНЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ ВБЛИЗИ МИКРООПТИКИ

В. Д. Зайцев^{1,2,*}, С. С. Стафеев^{1,2}

¹Самарский национальный исследовательский университет
им. академика С.П. Королева, М. Шоссе 34, Самара, Россия

*E-mail: zaicev-vlad@yandex.ru

²Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ
«Кристаллография и фотоника» РАН, Молодогвардейская 151, Самара, Россия

Используя программный пакет FullWave было проведено моделирование фокусировки света с длиной волны 633 нм кварцевой микросферой с радиусом 633 нм и кубической микропризмой с шириной основания 1266 нм. Показано, что после прохождения света через микрообъекты вблизи выходной поверхности микрообъектов наблюдался обратный поток энергии. Величина обратного потока отличалась и была выше у сферы – максимум обратного потока превышал максимум прямого потока практически в 2 раза.

В данной работе исследования проводились с использованием метода FDTD, реализованного в программе FullWave, со следующими параметрами: длина волны 633 нм (поляризация освещающего пучка соответствовала цилиндрическому векторному пучку второго порядка), шаг сетки 0,015 мкм, материал микрообъектов – кварц ($n = 1.5$). На краях расчетной области помещались поглощающие слои (PML) толщиной 1 мкм, моделирующие распространение световой волны в бесконечность.

На рис. 1а и 1б показан результат фокусировки диэлектрической сферой с радиусом, равным длине волны фокусируемого света $R = \lambda = 633$ нм. На рис. 1а показано распределение интенсивности (плотности энергии), рассчитываемой как

$$I = I_x + I_y + I_z = \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle + \langle E_z^2 \rangle,$$

а на рис. 1б показано распределение проекции вектора Пойнтинга (потока энергии) на оптическую ось

$$S = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}].$$

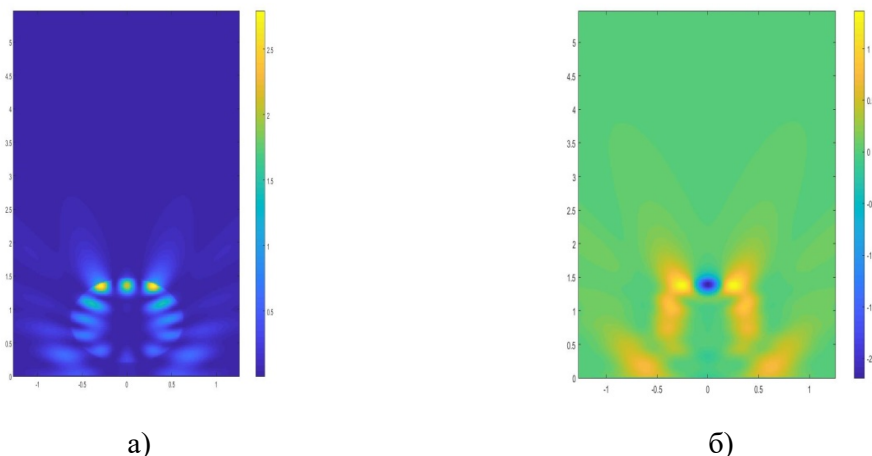


Рис. 1. Интенсивность при фокусировке диэлектрической сферой (а).

Продольная компонента Умова-Пойнтинга при фокусировке диэлектрической сферой (б).

Как видно, после прохождения света через сферу на ее обратной стороне формируется фокусное пятно (фотонная наноструя) в виде кольца, при этом в центре кольца значения проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось отрицательны (обратный поток световой энергии). Отметим, что обратный поток превышает прямой практически в 2 раза.

При практическом применении эффекта обратного потока необходимо помнить, что идеальную микросферу изготовить и закрепить на подложке сложнее, нежели кубическую призму, ввиду этого хотелось бы оценить возможность применения кубических ступенек для получения обратного потока. Нами было промоделировано прохождение цилиндрического векторного пучка второго порядка через диэлектрический ку-

бик с шириной основания $D = 2\lambda$ и такой же высотой $H = D = 2\lambda$. Результаты моделирования показаны на рис. 2а (распределение интенсивности I) и рис. 2б (распределение продольной проекции вектора Пойнтинга S_z).

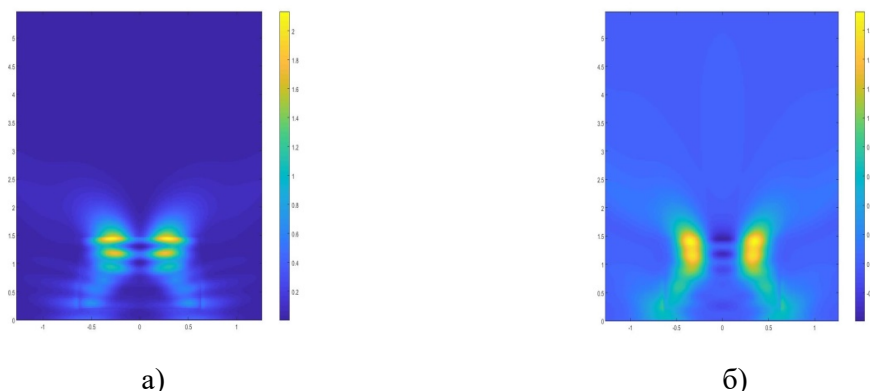


Рис. 2. Интенсивность при фокусировке диэлектрической призмой (а).
Продольная компонента Умова-Пойнтинга при фокусировке диэлектрической призмой (б).

Как можно видеть из рисунков, при фокусировке света кубической призмой, обратный поток света также наблюдается, однако, в отличие от фокусировки сферой, он не так выражен – максимум обратного потока меньше максимума прямого потока примерно в четыре раза.

Используя метод FDTD, реализованный в ПО FullWave, было проведено две серии моделирований. В первой изучалось прохождение цилиндрического векторного пучка второго порядка с длиной волны $\lambda = 633$ нм через кварцевую ($n = 1,5$) сферу с радиусом $R = \lambda$. Второе моделирование проводилось для кварцевого куба с размером высоты равным ширине куба и равным диаметру ранее исследованной сферы $H = 2R = 2\lambda$ ($n = 1,5$). В результате оба микрообъекта оказались способными к генерации обратного потока энергии в фокусе. Было показано, что сфера формирует обратный поток энергии большей интенсивности, чем куб.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595).

Список литературы

1. V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, L. O'Faolain, et al. Tight focusing with a binary microaxicon // *Opt. Lett.*, vol. 3616, pp. 3100-3102, 2011.
2. S.G. Volotovskiy, N.L. Kazanskiy, S. N. Khonina. Influence of Vortex Transmission Phase Function on Intensity Distribution in the Focal Area of High-Aperture Focusing System // *Optical Memory and Neural Networks*, vol. 20(1), pp. 23-42.
3. V.D. Zaitsev, S.S. Stafeev, V.V. Kotlyar. Energy backflow in tightly focused cylindrical vector beam with fractional order // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, vol. 11775, p. 117751B, 2021.
4. S.S. Stafeev, V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov, et. al. The Non-Vortex Inverse Propagation of Energy in a Tightly Focused High-Order Cylindrical Vector Beam // *IEEE Photonics J.*, vol. 11, p. 4500810, 2019.
5. Y. F. Lu, L. Zhang, W. D. Song, et. al. Laser writing of a subwavelength structure on silicon (100) surfaces with particle-enhanced optical irradiation // *JETP Lett.*, vol. 72, pp. 457-459, 2000.
6. X. Li, Z. Chen, A. Taflove, et. al. Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets // *Opt. Express*, vol. 13, p. 526, 2005.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК PbS и Ag₂S, ПАССИВИРОВАННЫХ 2-МРА

А. И. Звягин^{1*}, Т. А. Чевычелова¹, К. С. Чирков¹, М. С. Смирнов¹, О. В. Овчинников¹

¹Воронежский государственный университет
394018, Российская Федерация, Воронеж, Университетская площадь, 1
*E-mail: andzv92@yandex.ru

С помощью методики Z-сканирования рассмотрен нелинейно-оптический отклик гидрофильных коллоидных квантовых точек PbS/2-МРА средним размером 2.2 нм и Ag₂S/2-МРА на длинах волн 355 нм и 532 нм при длительности импульсов 10 нс Nd³⁺:YAG лазера. Во всем диапазоне длин волн лазерного излучения исследуемые квантовые точки демонстрируют дефокусировку лазерного излучения. Анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод о механизме нелинейного поглощения, в данном случае наблюдается обратное насыщение поглощения.

В данной работе рассматриваются нелинейно-оптические свойства гидрофильных КТ PbS/2-МРА средним размером 2.2 нм и КТ Ag₂S/2-МРА средним размером 2.9 нм, исследование методом Z-сканирования. Рассматривались структурные и спектральные свойства абсорбционными и люминесцентными методами.

Коллоидные КТ PbS/2-МРА создавали по методике водного синтеза, в качестве пассиватора использовалась 2-Меркаптопропионовая кислота (2-МРА), основным источником серы являлся Na₂S, прекурсором свинца – Pb(NO₃)₂. КТ Ag₂S/2-МРА синтезировали в этиленгликоле: прекурсор серебра Ag(NO₃)₂ и пассиватор–источник серы 2-МРА растворяли в этиленгликоле, затем смешивали. Для удаления продуктов реакции после синтеза КТ высаживали центрифугированием с добавлением этанола и повторно диспергировали в воде.

Цифровой анализ ПЭМ изображений показал формирование ансамблей КТ PbS/2-МРА средними размерами 2.2 нм и КТ Ag₂S/2-МРА средним размером 2.9 нм. Дисперсия по размеру КТ составляла порядка 10–15 %.

Спектры оптического поглощения исследуемых КТ PbS/2-МРА представляли собой широкие полосы с характерной особенностью (экситонный пик) в районе 1.74 эВ. Ширина запрещенной зоны массивного PbS 0.4 эВ, наши экспериментальные данные свидетельствуют о значительном квантово-размерном эффекте в поглощении. Спектр люминесценции КТ PbS/2-МРА имел пик в районе 810 нм и полуширину порядка 115 нм. Для КТ Ag₂S/2-МРА в спектрах поглощения наблюдалась особенность в районе 1.77 эВ, при ширине запрещенной зоны массивного Ag₂S в 1.0 эВ. Спектр люминесценции КТ Ag₂S/2-МРА имел пик в районе 800 нм и полуширину порядка 120 нм.

Методом Z-сканирования был исследован нелинейно-оптический отклик синтезированных образцов на длинах волн 355 нм и 532 нм Nd³⁺:YAG лазера с длительностью лазерных импульсов 10 нс (рис. 1). На всех длинах волн зондирующего излучения КТ PbS/2-МРА и КТ Ag₂S/2-МРА демонстрируют дефокусировку лазерного излучения. Это видно из Z-сканов в геометрии с закрытой апертурой (ЗА) (рис. 1, черные кривые).

На всех длинах волн КТ PbS/2МРА демонстрируют дефокусировку лазерного излучения, во всех случаях наблюдался провал в фокальной плоскости собирающей линзы, что говорит о снижении пропускания образцов при высоких интенсивностях зондирующего лазерного излучения (рис. 1, красные кривые).

Для определения коэффициентов нелинейного поглощения и нелинейной рефракции использовали выражение: $T(z) = 1 + \frac{4x}{(x^2+9)(x^2+1)} \Delta\Phi - \frac{2(x^2+3)}{(x^2+9)(x^2+1)} \Delta\Psi$, где $x = z/z_0$, $z_0 = 0.5k(w_0)^2$, $k = 2\pi/\lambda$, w_0 – радиус пучка в фокальной плоскости, λ – длина волны излучения, $\Delta\Phi = k\gamma I_0 L_{eff}$ и $\Delta\Psi = \beta I_0 L_{eff}/2$ – параметры, описывающие фазовый сдвиг вблизи фокальной точки, γ – нелинейный показатель преломления, β – коэффициент нелинейного поглощения, I_0 – интенсивность лазерного излучения в перетяжке, $L_{eff} = (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha$ – эффективная толщина образца, α – коэффициент линейного поглощения, L – толщина образца.

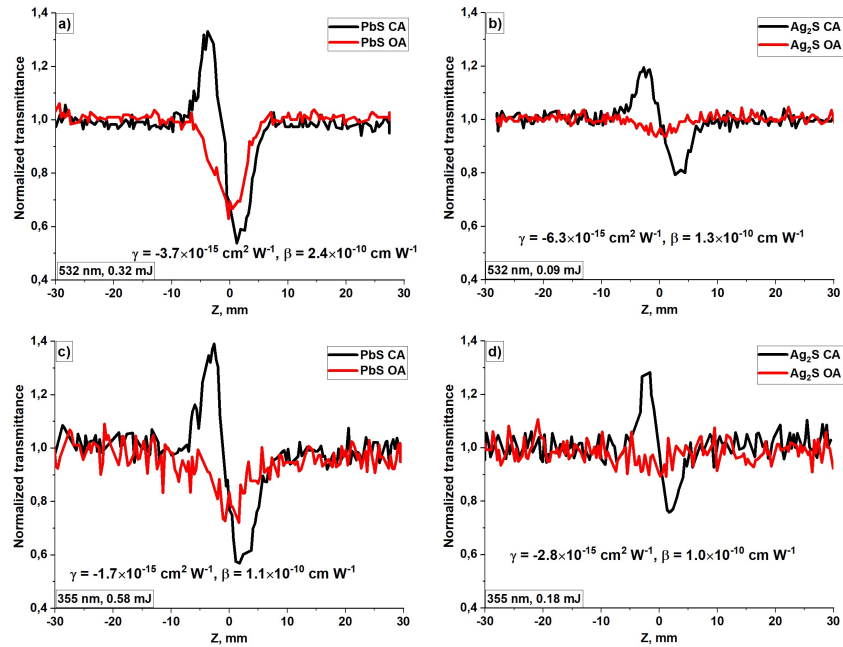


Рис. 1. Z-сканы исследуемых образцов коллоидных КТ PbS/2МРА и Ag₂S/2-МРА.

Коэффициенты нелинейной рефракции (γ) и нелинейного поглощения (β) для КТ PbS/2-МРА были определены следующие: для длины волны 532 нм $\gamma = -3.7 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $\beta = 2.4 \times 10^{-10} \text{ см}/\text{Вт}$; для 355 нм $\gamma = -1.7 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $\beta = 1.1 \times 10^{-10} \text{ см}/\text{Вт}$. КТ Ag₂S/2-МРА демонстрируют следующие коэффициенты: для 532 нм $\gamma = -6.3 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $\beta = 1.3 \times 10^{-10} \text{ см}/\text{Вт}$; для 355 нм $\gamma = -2.8 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $\beta = 1.0 \times 10^{-10} \text{ см}/\text{Вт}$.

Как видно из представленных результатов, КТ PbS/2-МРА по сравнению с Ag₂S/2-МРА имеют в ~1.7 раза меньший индекс нелинейной рефракции на обеих длинах волн зондирующего излучения. На второй гармонике нелинейное поглощение в КТ PbS/2-МРА больше в 2 раза, чем в КТ Ag₂S/2-МРА. На длине волны 355 нм нелинейное поглощение КТ PbS/2-МРА меньше в 2.5 раза, чем на 532 нм.

Для определения преимущественного механизма реализации нелинейного поглощения в КТ PbS/2-МРА и КТ Ag₂S/2-МРА, выполняли математическую обработку полученных Z-сканов на длине волны 532 нм. В результате была получена зависимость показателя поглощения раствора КТ от интенсивности падающего излучения (рис. 2). Данная зависимость демонстрирует отличие экспериментальных данных от прямой (прерывистая линия), характерной для двухфотонного поглощения. Таким образом, можно сделать вывод: нелинейное поглощение реализуется за счет обратного насыщения поглощения на локализованных состояниях исследуемых КТ.

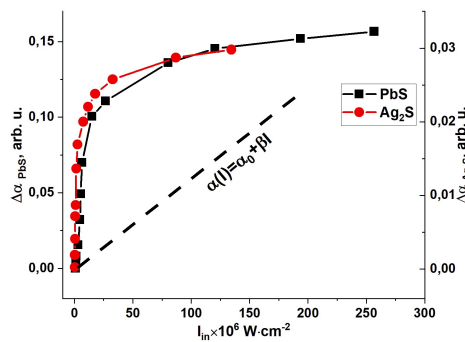


Рис. 2. Зависимость показателя поглощения растворов КТ PbS/2МРА и КТ Ag₂S/2-МРА от интенсивности зондирующего излучения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00842, <https://rscf.ru/project/22-22-00842/>.

BELL STATE SELECTION FOR QUANTUM GYROSCOPE

G. Alkalil^{1*}

¹*ITMO University,
197101, Russia, Saint Petersburg, Kronverkskiy Prospekt, 49
E-mail: gorg.kalel@yahoo.com

Recently, quantum gyroscope was experimentally realized using path-entangled NOON-states. Although, theoretically all Bell states have the same fundamental limit in measurements, in this work we show that using polarization-entangled states PES instead of path-entangled NOON states can eliminate the birefringence effect.

In general, based on their operating principles, there are two types of gyroscopes, mechanical gyroscopes which rely on the principle of conservation of angular momentum, and fibre optic gyroscopes (FOGs) which are based on sagnac effect. Sagnac effect is the phase shift between two light waves moving in closed counterpropagating directions in a rotating frame [1]. Compared with mechanical gyroscopes, FOGs provide an extremely precise rotational rate.

Recently, it has been reported on the experimental realization of quantum enhanced FOGs via injection of squeezed vacuum [2] and using path-entangled NOON states [3].

Although theoretically using quantum measurements one can approach the Heisenberg limit, practically there are various sources of noise that degrade the system performance. For FOGs the birefringent, Kerr effects, and backscattering are three dominant noise sources that lower the gyroscope performance [4]. Here we discuss the birefringent effect and propose a scheme for quantum FOGs in which the birefringent effect can be eliminated.

The birefringent effect appears when the refractive index depends on the polarization of light propagating through the material. In a FOGs, counterpropagating beams in single-mode fibres (SMF) acquire different phase accumulation when having different state of polarization. This nonreciprocal phase shift results in a noisy signal and phase errors [4].

To compensate for the birefringent effect in classical FOGs there are several techniques that can be used [4,5]. However, for the quantum FOGs the birefringent effect requires a different approach. In the suggested scheme instead of using NOON state which consists of two photons with different polarizations propagating in opposite directions, a dual-polarization counterpropagating photons are used (fig. 1). This scheme results in the elimination of the polarization nonreciprocity.

First, for generating the PES states a sagnac source is suggested. Sagnac source uses bi-directional pumping of type-II phase matched nonlinear crystal and generate phase stable high yield entangled photons.

Next, the polarization-entangled photons exit the sagnac source from different ports and enter the gyroscope from different ports of the PBS. This results in the pairs of the entangled photons rotating in the same direction.

The theoretical model that describes the suggested scheme will be given next.

For the type-II phase matched nonlinear crystal the generated state is the following.

$$|\psi_{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|V\rangle_2 + |V\rangle_1|H\rangle_2),$$

Where the letters H and V indicate the polarizations modes and the numbers indicate the special modes.

For SMF that is wound as a fiber coil and suffers from birefringence its transformation is expressed as [5].

$$B = e^{i\bar{\varphi}} \begin{pmatrix} \cos \theta * e^{i\beta} & \sin \theta * e^{-i\varphi} & 0 & 0 \\ -\sin \theta * e^{i\varphi} & \cos \theta * e^{-i} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \theta * e^{i\beta} & -\sin \theta * e^{i\varphi} \\ 0 & 0 & \sin \theta * e^{-i\varphi} & \cos \theta * e^{-i} \end{pmatrix},$$

Where $\bar{\varphi}$ represents the average phase shift along the fiber, β represents the change in the ellipticity of the input state of polarization, θ is the total polarization rotation angle, and φ is the reciprocal phase shift of the fiber that can be superimposed on the Sagnac phase shift.

Now the output of the interferometer will be.

$$|\psi_{out}\rangle = PBS * B * S * PBS * |\psi_{in}\rangle,$$

Coincidence counts at ports 5 and 6.

$$\langle \psi_{in} | a_5^+ a_6^+ a_6 a_5 | \psi_{in} \rangle = \frac{1}{2} * \cos^2 2\theta (1 + \cos 4\varphi_s),$$

Where θ can be controlled by Faraday rotator and set to be 0.

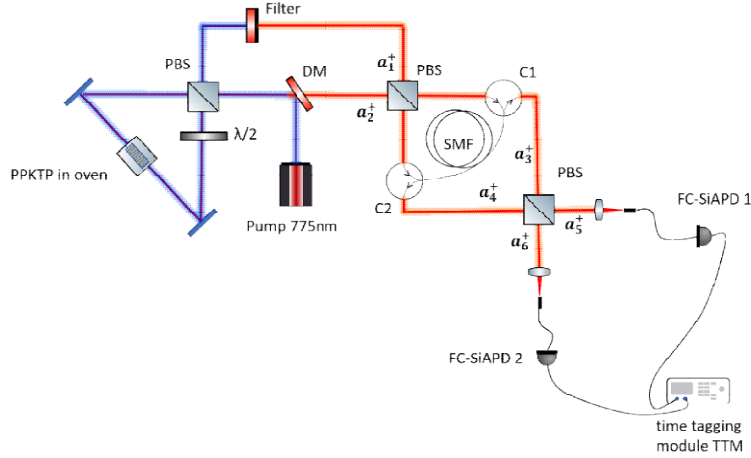


Fig. 1. Schematic diagram of the optical setup for a polarization-entanglement enhanced fiber optic gyroscope

Following the same procedures for the state:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_1 |H\rangle_2 + |V\rangle_1 |V\rangle_2),$$

results in coincidence count $\sim (1 + \cos 4(\varphi_s - \beta))$.

Comparing these two results we notice that the suggested scheme totally suppresses the birefringent effect induced by the nonreciprocal phase shift.

Moreover, other advantage of this scheme is its symmetricity which eliminates any possible nonreciprocal phase shift experienced by the counterpropagating beams traveling through different paths.

This work was supported by the Ministry of Science and Education of the Russian Federation (Passport No. 2019-0903).

References

1. Culshaw, Brian. "The optical fibre Sagnac interferometer: an overview of its principles and applications." *Measurement Science and Technology* 17.1 (2005).
2. Moritz Mehmet, Tobias Eberle, Sebastian Steinlechner, Henning Vahlbruch, and Roman Schnabel. Demonstration of a quantum-enhanced fiber Sagnac interferometer. *Optics Letters*, 35(10):1665, (2010).
3. Matthias Fink, Fabian Steinlechner, Johannes Handsteiner, Jonathan P. Dowling, Thomas Scheidl, and Rupert Ursin. Entanglement-enhanced optical gyroscope. *New Journal of Physics*, 21(053010), (2019).
4. Pavlath, G. A., and Herbert J. Shaw. "Birefringence and polarization effects in fiber gyroscopes." *Applied Optics* 21.10 1752-1757 (1982).
5. Lin, Chu-En, and Chih-Jen Yu. "Heterodyne interferometry to eliminate the polarization effect in a fiber optic gyro." *IEEE Photonics Technology Letters* 26.19 1897-1899 (2014).

ОПТИМИЗАЦИЯ ДИФРАКЦИОННОГО ЭЛЕМЕНТА СВЯЗИ СВЕТОВОГО ПУЧКА С ВОЛНОВОДОМ БЫСТРОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ НА ВОЛНОВОДНО РЕЗОНАТОРНОЙ СИСТЕМЕ

Л.Р. Гилязов, М.Э. Сибгатуллин, Н.М. Арсланов*

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева,

Казанский квантовый центр
420111 г. Казань, ул. К. Маркса, д. 10

*E-mail: narkis@yandex.ru

Для системы быстрой квантовой памяти нами рассматривался вариант дифракционного элемента связи излучения в волноводный слой из Si_3N_4 и SiO_2 . Элемент связи представлял собой дифракционную структуру на поверхности и ниже лежащие дополнительные слои из Si_3N_4 и SiO_2 , увеличивающие эффективность связи. Для длины волны излучения 1550 нм проведена оптимизация толщины слоев из Si_3N_4 и SiO_2 и периода дифракционной решетки, что показывает возможность увеличения эффективности ввода излучения в 60 %.

Для эффективной реализации интегральной быстрой квантовой памяти на волноводно-резонаторных схемах с помещением в них носителей квантовой информации (атомов или спинов [1-3]) необходимо контролировать свойства света, подаваемого в интегральную систему. Эффективный ввод и вывод оптического излучения в такие микроволноводы представляет собой одну из важнейших задач интегральной оптики [3].

В одном из перспективных вариантов ввода излучения является дифракционная решетка, представляющая собой систему близко расположенных штрихов на поверхности волноводной структуры [4,5]. Для повышения дифракционной эффективности решетчатого элемента связи также используют дополнительные многослойные интерференционные отражатели [6], которые состоят из набора чередующихся слоев и увеличивают перенос излучения в волноводную моду. В настоящей работе мы ищем эффективные параметры для такой гибридной системы каплера (рис. 1), состоящего из дифракционной решетки и многослойным отражателем из дополнительных слоев из SiO_2 и Si_3N_4 , последний из которых обладает низкими оптическими потерями [7] и имеет большую нелинейность. Многослойная структура нанесена на подложку из Si и покрыта буферным слоем из оксида кремния. Показатели преломления Si_3N_4 , SiO_2 и Si составляют 1.46, 2.02 и 3.46 соответственно. Моделирование дифракционной решетки для 2D случая проводилось в пакете COMSOL Multiphysics при помощи модуля Wave Optics Module. Все расчеты велись для длины волны излучения 1550 нм и для ТЕ-поляризации.

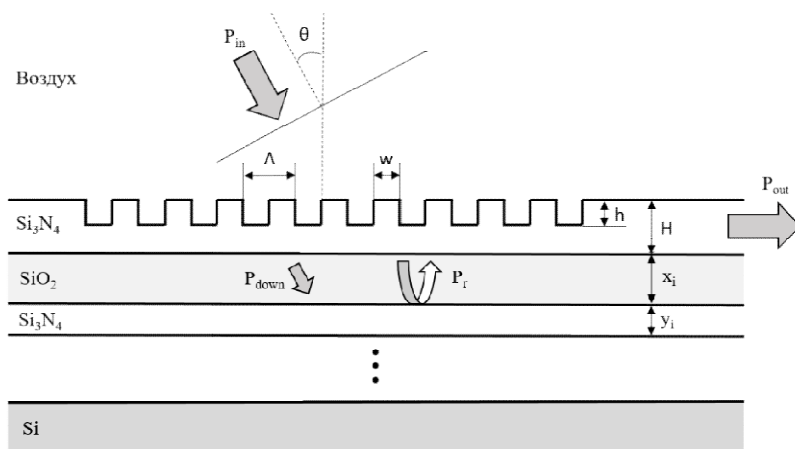


Рис. 1 Схематичное представление волноводно-решеточной структуры с нижним интерференционным отражателем. Многослойный отражатель состоит из чередующихся слоев Si_3N_4 и SiO_2 .

Толщина волноводного слоя, на который был нанесен решеточный элемент связи составляла $H = 500$ нм. Для определения периода решетки Λ и оптимального угла падения θ излучения на решетку, при котором наблюдается максимальная эффективность решетки, был проведен численный расчет волноводно-решеточной структуры. Расчеты показали, что при периоде решетки $\Lambda = 1300$ нм оптимальный угол падения излучения $\theta = 28^\circ$. При этом глубина травления h решетчатого элемента связи определяет эффективный показатель преломления, а следовательно и характеристики самой структуры. Из результатов моделирования определено, что оптимальная глубина травления решетки, при которой наблюдается максимальная эффективность ввода излучения, составляет $h = 250$ нм. При этом толщина подстилающего под волноводом слоя является важным фактором, который влияет на вносимые потери волноводно-решеточной структуры. Минимальные вносимые потери могут быть достигнуты, когда отражения от верхней и нижней границы подстилающего слоя приводят к деструктивной интерференции. Толщина подстилающего слоя варьировалась в диапазоне от 500 до 3000 нм. Показано, что существует 4 локальных максимума толщины – 900 нм, 1400 нм, 2000 нм и 2600 нм. Наиболее оптимальным значением толщины подстилающего слоя является $x_1 = 2000$ нм, поскольку при отклонениях толщины в пределах 1900–2100 нм период решетки имеет наибольшее возможное отклонение. Аналогичным образом были просчитаны толщины последующих слоев для длины волны излучения 1550 нм, при котором наблюдалась максимальная эффективность ввода излучения 60 % от полной мощности падающего излучения на решетку.

Исследование проведено при финансовой поддержке Минобрнауки России Рег. номер НИОКТР 121020400113-1.

Список литературы

1. T. Macha, E. Uruñuela, W. Alt, et.al. Nonadiabatic storage of short light pulses in an atom-cavity system // *Phys. Rev. A.*, vol.101, p. 053406, 2020.
2. N. M. Arslanov, S. A. Moiseev Fast Quantum Memory on a Single Atom in a High-Q Cavity // *Journal of Russian Laser Research*, vol. 42 (4), pp. 1–10, 2021.
3. F. Flamini, N. Spagnolo, F. Sciarrino Photonic quantum information processing: a review // *Rep. Prog. Phys.*, vol. 82 (1), p. 016001, 2019.
4. Z. Zhang, X. Shan, B. Huang, et.al. Efficiency Enhanced Grating Coupler for Perfectly Vertical Fiber-to-Chip Coupling // *Materials*, vol. 13 (12), p. 2681, 2020.
5. L. Cheng, S. Mao, C. Zhao, et.al Three-Port Dual-Wavelength-Band Grating Coupler for WDM-PON Applications // *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 33 (3), pp. 159 – 162, 2021.
6. O. J. Picin, F. R. Gómez, E. R. Gómez, et.al Quasiperiodic Dielectric Gratings for Multiband Fiber-To-Chip Couplers // *IEEE Photonics Journal*, vol. 12 (5), p. 7103010, 2020.
8. K. J. A. Ooi, D. K. T. Ng, T. Wang, et.al. Pushing the limits of CMOS optical parametric amplifiers with USRN: Si7N3 above the two-photon absorption edge // *Nature communications*, vol. 8, p. 13878, 2017.

СВОЙСТВА ФОТОННОГО ЭХА НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНАХ

Н. М. Арсланов, С. А. Моисеев*

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева,
Казанский квантовый центр 420111 г. Казань, ул. К. Маркса, д. 10*

*E-mail: samoi@yandex.ru

В работе рассматриваются особенности формирования фотонного эха на поверхностных плазмонах, возбуждаемых на волноведущем интерфейсе, содержащим резонансные атомы. Выведено уравнение импульсных площадей, описывающее нелинейное взаимодействие сигнальных импульсов и импульсов плазмонного эха с резонансными атомами. Обсуждаются возможности реализации и применения разрабатываемой схемы плазмонного эха в интегральных квантовых устройствах на чипе.

Большие успехи в создании однофотонных источников света, детекторов, переключателей средствами квантовой плазмоники и возможность их интеграции в компактные чипы инициируют создание других квантовых устройств. Вызывает интерес разработка квантовой памяти для плазмонов, которая значительно расширит возможности практической квантовой информатики благодаря использованию электронных и оптических способов контроля поверхностных плазмонов, позволяющих усиливать взаимодействие излучения с атомами на поверхности металла или метаматериала [1].

В работе мы разрабатываем квантовую память на поверхностных плазмонах, возбуждаемых на волноведущем интерфейсе, содержащим резонансные атомы в диэлектрической его части, первый вариант которой рассматривался в работе [2]. В данной схеме трехуровневые атомы взаимодействуют с поверхностной плазмон-поляритонной модой интерфейса диэлектрика и металла. Применение такой моды учитывает граничные условия волноведущей системы, которые накладывают ограничения на пространственную структуру и интенсивность плазмонной моды поля.

Используя развитый нами теоретический подход в описании плазмонных мод [3], мы исследовали влияние пространственного профиля плазмонных мод на нелинейные закономерности взаимодействия таких мод с резонансными атомами при формировании сигналов фотонного эха. В классическом пределе выведено уравнение импульсных площадей, описывающее нелинейное взаимодействие сигнала и плазмонного эха с резонансными атомами. На основе аналитических и численных решений оценена эффективность фотонного эха для гауссовой временной моды входного света в случае слабой релаксации атомной когерентности. Найдены параметры взаимодействия атомов с плазмонной модой, которые определяют оптимальное сохранение входного состояния света на долгоживущих атомных состояниях. Проводится поиск параметров плазмонных мод для уменьшения необратимых потерь в работе оптической памяти, основанной на использовании изучаемого плазмонного эхо-эффекта.

Исследование проведено при финансовой поддержке Минобрнауки России Рег. номер НИОКТР 121020400113-1

Список литературы

1. A. Kamli, S.A. Moiseev, and B.C Sanders. Coherent Control of Low Loss Surface Polaritons. // *Physical Review Letters*, vol. 101, 263601, 2008.
2. E.S.Moiseev, S. A. Moiseev, Multi mode nano scale Raman echo quantum memory // *Quantum Cryptography and Computing Theory and Implementation* Vol. 26, 212 – 223, 2013.
3. Narkis M. Arslanov, Ali A. Kamli, Sergey A. Moiseev. A transversely localized light in waveguide: the analytical solution and its potential application. // *Laser Physics*, vol. 27, 025103 (5pp), 2017.

ЛАЗЕРНОЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАНИЕ СТЕКЛА, СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОГО ИОНАМИ СЕРЕБРА

Е. С. Бабич^{1,2*}, В. П. Каасик^{1,2}, И. В. Решетов^{1,2}, А. А. Липовский^{1,2}

¹Академический университет им. Ж.И. Алфёрова
194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8, к. 3
*E-mail: babich_es@spbstu.ru

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29

В работе продемонстрирована возможность микроstructuring поверхности стеклянной подложки – формирование каналов глубиной ~7 мкм; посредством введения в стекло ионов серебра, облучения его УФ наносекундным лазером и щелочного травления. Установлено, что эффективность структурирования зависит от наличия и концентрации серебра в стекле: отсутствие серебряных включений и содержание серебра в стекле более 10 мол.% ингибирует эффект.

Микроstructuring поверхности стеклянных подложек широко применяется для изготовления микролинз, линз Френеля, фазовых масок, оптических коннекторов, гребенчатых волноводов, дифракционных решеток и т. д. Одним из развивающихся методов формирования таких структур является лазерное микроstructuring, которое заключается в селективном травлении областей стекла, подвергнутых облучению сфокусированным лазерным излучением [1, 2]. Такое облучение приводит к перестройке структуры стекла, формированию дефектов и возникновению внутренних напряжений, вследствие чего химическая стойкость стекла уменьшается. Продemonстрировано, что введение ионов серебра в приповерхностный слой стекла приводит к существенно увеличению скорости щелочного травления областей стекла, облученных наносекундным УФ лазером.

Ионы серебра в приповерхностную область стекла были введены посредством ионного обмена (замещения щелочных ионов стекла ионами металла) [3]. Для этого силикатное стекло с высоким содержанием оксида натрия выдерживалось в AgNO_3 : NaNO_3 расплаве. Были подготовлены три серии стекол, с максимальной концентрацией серебра на поверхности стекла 0 (образец **S0**), 7 (**S7**) и 10 мол.% (**S10**), которые были облучены наносекундным Nd:YAG лазером с длиной волны 350 нм, выходной мощностью 11.5 Дж/см² и частотой следования импульсов 3 Гц. В процессе облучения образцы перемещались со скоростью 200 мкм/с в плоскости нормальной к оптической оси объектива. После облучения на поверхности **S7** и **S10** образовались каналы глубиной ~2 мкм, и глубиной ~1 мкм на поверхности **S0**. Спектры оптического поглощения **S7** и **S10**, зарегистрированные в области каналов, продемонстрировали наличие резонансного пика на длине волны ~450 нм. Этот пик соответствует локализованному плазмонному резонансу серебряных наночастиц и свидетельствует о формировании таких наночастиц в образцах. Отметим, что резонансный пик в спектре **S10** был интенсивнее, чем в случае **S7**, что указывает на формирование большего количества наночастиц в **S10**. Далее образцы были протравлены в 40% водном растворе КОН при температуре 80°C в течение 3 часов. После травления глубина каналов в **S0** и **S10** осталась неизменной, в то время как глубина каналов в **S7** увеличилась с ~2 до 7 мкм. Полученные результаты свидетельствуют о влиянии наличия и количества серебра на химическую стойкость облученного стекла.

Мы считаем, что облучение стекла, обогащенного ионами серебра, импульсным УФ лазером приводит к «разрыхлению» структуры стекла вследствие разрыва связей серебра с немостиковыми атомами кислорода, что, в свою очередь, приводит к уменьшению химической стойкости стекла. Данный процесс ускоряется при нагреве стекла разогретыми излучением лазера серебряными наночастицами, которые формируются в тонком приповерхностном слое стекла в результате восстановления ионов серебра электронами немостиковых атомов кислорода в процессе облучения стекла лазером (в

течение длительности импульса) [4]. Нагрев слоя стекла, содержащего ионы серебра, за счет передачи части энергии излучения, поглощенной формирующимися наночастицами, серебру, происходит только в случае достаточно малой концентрации ионов и наночастиц серебра в стекле. В случае большой концентрации, энергии лазерного импульса достаточно для генерации плазменного факела, который существенно поглощает УФ излучение. В результате слой стекла с ионами серебра, залегающий под слоем стекла с наночастицами, экранируется плазменным факелом и сохраняет исходные свойства, в том числе, химическую стойкость.

Таким образом, продемонстрировано, что ионы серебра, введенные в стекло, выступают в роли его сенсibilизатора к УФ излучению, а серебряные наночастицы, в зависимости от концентрации, могут выступать в роли и катализаторов, и ингибиторов такой сенсibilизации. Сенсibilизация приводит к уменьшению химической стойкости стекла в облученной области, что позволяет микроструктурировать поверхность стекла.

Е. С. Бабич благодарит совет по грантам Президента Российской Федерации (стипендия СП-1491.2021.4). Исследования В. П. Каасика, И. В. Решетова и А. А. Липовского выполнены в рамках Государственного задания FSRM -2020-001.

Список литературы

1. Y. Hu, S. Rao, S. Wu, et.al. All-glass 3D optofluidic microchip with built-in tunable microlens fabricated by femtosecond laser-assisted etching // *Adv. Opt. Mater.*, vol. 6, p. 1701299, 2018.

2. S. Kim, J. Kim, Y.H. Joung, et.al. Optimization of selective laser-induced etching (SLE) for fabrication of 3D glass microfluidic device with multi-layer micro channels // *Micro Nano Syst. Lett.*, vol. 7, p.15, 2019.

3. J. Liñares, D. Sotelo, A. Lipovskii, et.al. New glasses for graded-index optics: Influence of non-linear diffusion in the formation of optical microstructures // *Opt. Mater. (Amst)*, vol. 14, pp. 145–153, 2000.

4. I. Reduto, E. Babich, S. Zolotovskaya, et.al. Controlled metallization of ion-exchanged glasses by thermal poling // *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 33 (50), p. 505001, 2021.

ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В АЛМАЗЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДЕСЯТКИ-СОТНИ КЭВ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР

А. Г. Бураченко^{1,2*}, Е. И. Липатов^{1,2}, В. С. Рипенко^{1,2}, К. П. Артемов¹, А. А. Крылов^{1,2}

¹*Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр. Академический, д. 2/3*

*E-mail: bag@loi.hcei.tsc.ru

²*Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36*

Проведены исследования катодолюминесценции и излучения Вавилова-Черенкова для различных образцов синтетического алмаза при облучении их пучком электронов с энергией десятки-сотни кэВ в диапазоне температур 80–800 К. Получены зависимости интенсивности спектров катодолюминесценции от температуры. Показано, что в спектрах свечения исследуемых образцов преобладает катодолюминесценция.

Черенковские детекторы (ЧД), работающие на основе эффекта Вавилова-Черенкова широко используются для регистрации потоков высокоэнергетичных электронов. Так как, излучение Вавилова-Черенкова (ИВЧ) является пороговым, то за счет частиц с энергией меньше пороговой может быть зарегистрировано излучение, вызванное люминесценцией. Паразитный вклад люминесценции в сигнал ЧД может быть особенно ощутимым также и в случае регистрации электронов с энергией десятки-сотни кэВ. Одной из областей применения ЧД являются термоядерные установки типа токамак, в которых необходимо контролировать потоки высокоэнергетичных электронов с энергией десятки-сотни кэВ [1], поскольку они могут негативным образом влиять на работу термоядерной установки, вплоть до ее полного выхода из строя. К материалу радиатора ЧД в токамаках предъявляются особые требования, так как в процессе работы термоядерной установки достигаются высокие температуры. Одним из наиболее подходящих материалов радиатора ЧД является алмаз, так как он обладает высокой температурной и радиационной стойкостью, а также проводимостью при возбуждении пучком электронов является алмаз.

Другой областью, перспективной для использования черенковских детекторов на основе алмаза, является детектирование потоков заряженных частиц солнечного ветра в околоземном космическом пространстве. Такие заряженные частицы могут приводить к выходу из строя электронной аппаратуры космических аппаратов. Основная энергия электронов солнечного ветра в околоземном космическом пространстве также составляет десятки-сотни кэВ [2], причем температура материала радиатора ЧД может как нагреваться до температур выше 500 К, так и охлаждаться ниже 200 К.

В работе проведены исследования примесно-дефектного состава различных образцов синтетических алмазов спектроскопическими методами. Исследования спектральных характеристик свечения происходило при воздействии пучком электронов с энергией десятки-сотни кэВ на генераторах РАДАН-220 и НОРА при изменении температуры алмазных образцов в диапазоне 80–800 К. Установлено, что основной вклад в свечение исследуемых образцов вносит катодолюминесценция, особенно при температурах ниже 300 К.

Исследование было выполнено в рамках РФФ проекта № 22-22-00984.

Список литературы

1. M.J. Sadowski. Generation and diagnostics of fast electrons within tokamak plasma // Nukleonika, vol. 56, pp. 85–98, 2011.
2. Гальпер А. М. Радиационный пояс Земли // Соровский образовательный журнал, Т. 6, с. 75-81, 1999.

ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В ДИАПАЗОНЕ 6.5–14 МКМ: ПЕРЕХОДЫ С УЧАСТИЕМ F, G, H И I-УРОВНЕЙ

В. Е. Чернов^{1*}, S. Civiš², M. Ferus², Е. М. Занозина², P. Kubelík², А. В. Наскидашвили¹

¹Воронежский государственный университет

394018, Российская Федерация, Воронеж, Университетская пл., д. 1

*E-mail: wladislaw.chernov@gmail.ru

²J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry, Academy of Sciences of the Czech Republic
Dolejškova 2155/3, 182 23 Prague 8, Czech Republic

Спектры инфракрасного излучения атомарного гелия с временным разрешением измерены с помощью Фурье-спектрометра высокого разрешения в спектральном диапазоне 700–15000 см⁻¹ с максимальным разрешением 0.01 см⁻¹. Всего обнаружено 74 спектральных линии, из которых 47 линий обнаружены впервые. Большинство наблюдаемых переходов происходит с сильно возбужденных уровней ($n = 8, 7$ и 6). Построены временные профили интенсивностей излучения спектральной линии, наблюдаемых в текущих экспериментальных условиях, и получены времена затухания. Из списка спектральных линий получены энергии уровней; их согласованность обосновывается полученным потенциалом ионизации атома He и поляризуемостью He⁺.

Гелий — простейший двухэлектронный атом — является вторым по распространенности элементом во Вселенной. Спектры нейтрального атома He (He I) играют решающую роль в астрофизике, космологии и фундаментальной физике. Спектральные линии в инфракрасной (ИК) области соответствуют переходам между сильно возбужденными (ридберговскими) уровнями. Хотя спектры атома He I изучались в течение столетия (а теоретические расчеты спектров гелия были выполнены с очень высокой точностью), область ближнего ИК диапазона всё ещё недостаточно исследована из-за экспериментальных трудностей в регистрации спектров. Настоящая работа частично восполняет этот недостаток данных. Мы измерили спектры He I в области 700–15000 см⁻¹ и получили экспериментальные значения энергии для прежде не измерявшихся ридберговских уровней с главными квантовыми числами $n = 5, 6, 7$ и орбитальными числами $l = 5, 6$.

Плазма He I генерировалась в стеклянной трубке длиной 25 см с внутренним диаметром 12 мм путем подачи переменного разряда между электродами из нержавеющей стали с водяным охлаждением. Через трубку медленно пропускался постоянный поток чистого He под давлением 1.2 Торр. На электроды подавалось переменное напряжение 1 кВ с шириной импульса 22 мкс и пиковым током 200 мА. Разрядную трубку опускали в водяную баню, чтобы уменьшить тепло, выделяющееся в плазме. С помощью объектива ZnSe или CaF₂ излучение из разрядной трубки фокусировалось на датчик Фурье-интерферометра высокого разрешения Bruker IFS 120 HR с применением схемы временного разрешения. Для регистрации спектров излучения на разрядную трубку устанавливалось окно из KBr (или CaF₂), а прибор оснащался светоделителем из KBr (CaF₂) и детектором Hg-Cd-Te (InSb, фотоумножитель). Для получения хорошего отношения сигнал/шум было записано около 100 сканирований с использованием полосового фильтра, которые затем были усреднены с неаподизированным разрешением 0.01 см⁻¹.

Измеренные спектры калибровались с использованием полос спектров поглощения карбонилсульфида OCS. В пробоотборную камеру спектрометра (между светоделителем интерферометра и детектором) помещали стеклянную ячейку длиной 20 см с KBr-окнами, заполненную газом OCS до давления примерно 2 Торр. Излучение из гелиевой плазмы пропускалось через газ карбонилсульфида OCS для измерения спектров поглощения OCS. Одновременно измерялись как эмиссионные линии He I, так и молекулярные полосы поглощения OCS. Высокоточные значения волновых чисел линий OCS, взятые из базы данных HITRAN [1], использовались для калибровки измеренных спектров.

На рис. 1 показаны спектральные линии, наблюдаемые в области 808 см⁻¹, которые соответствуют переходам $6l' - 7l$: 808.634 см⁻¹ ($6h - 7i$), 808.684 см⁻¹ ($6g - 7h$) и

808.928 cm^{-1} ($6f$ - $7g$). Тонкая структура (как и синглет-триплетное расщепление) этих линий на этих спектрах не разрешена.

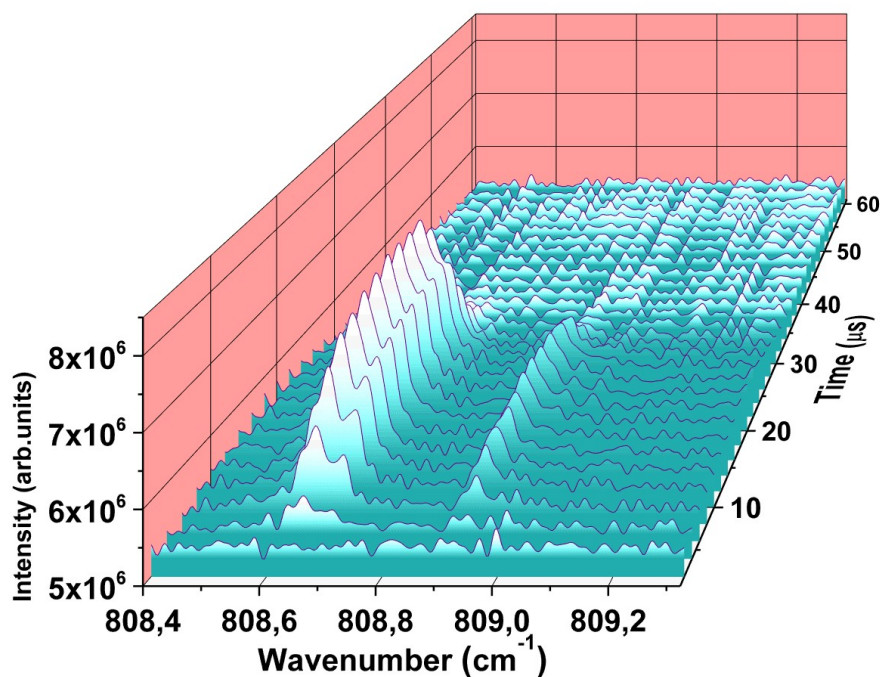


Рис. 1. Времяразрешённые спектры трёх линий на 808.634, 808.684 и 808.928 cm^{-1}

При помощи процедуры оптимизации по методу наименьших квадратов [2] мы получили энергии уровней He I, которые хорошо согласуются с теоретическими (рассчитанными в работе [3]) значениями, приводимыми в NIST [4]. Используя программу POLAR [10], из найденных нами экспериментальных энергий ридберговских $5g$, $6g$, $7g$, $6h$, $7h$, $7i$ уровней, могут быть использованы для расчета порога ионизации He I. Мы получили потенциал ионизации $198310.662(10) \text{ cm}^{-1}$ и поляризуемость $\alpha_0 = 0.2875 \text{ \AA}^3$ атомного остова (т. е. иона He^+). Полученные параметры совпадают (в пределах погрешности) соответственно с NIST-овским значением [4], $198310.66637(20) \text{ cm}^{-1}$. и теоретическим значением $\alpha_{0\text{theor}} = 9/2Z^4 = 0.28125 \text{ \AA}^3$, что дополнительно свидетельствует о согласованности полученных энергий уровней He.

Исследование поддержано РФФИ № 19-52-26006 и Чешским научным фондом (GAČR, проект № 20-10591J).

Список литературы

1. Rothman L. S., Gordon I. E., Babikov Y., Barbe A. et al. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 130. p. 4–50. 2013.
2. Civiš S., Kubelík P., Pastorek A., Zanozina E. M. et al. Kr I spectra in the 5–14 μm range // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 249. p. UNSP 106985, 2020.
3. Morton D. C., Wu Q., Drake G. W. F. Energy levels for the stable isotopes of atomic helium (4He I and 3He I) // *Can. J. Phys.*, vol. 84,. p. 83–105, 2006.
4. Kramida A. NIST atomic spectra database (version 5.8) [Electronic resource]/ Kramida A., Ralchenko Y., Reader J., NIST ASD Team. 2022. URL: <http://physics.nist.gov/asd> (online; accessed: 05.05.2022).
5. Kramida A. Critical evaluation of data on atomic energy levels, wavelengths, and transition probabilities // *Fusion Science and Technology*, vol. 63,. p. 313–323, 2013.

ЭФФЕКТ ТАЛЬБОТА ПРИ ДИФРАКЦИИ ФРЕНЕЛЯ НА КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЁТКЕ

Э. Ч. Дармаев^{1,2*}, Д. А. Иконников¹, Ф. А. Барон¹, С. А. Мысливец^{1,2},
В. Г. Архипкин^{1,2}, А. М. Вьюнышев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук –
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

*snaile97@gmail.com

²Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет,
Красноярск, 660041, Россия

Исследована дифракция света на квазипериодических решётках в ближней зоне. В области непосредственно за решёткой наблюдалось двумерное периодическое пространственное распределение интенсивности, которое можно объяснить эффектом Тальбота для квазипериодических структур. Получено согласие между теоретическим распределением поля в области за объектом и результатом эксперимента.

Возможность управления пространственными характеристиками световых полей, иначе говоря «структурирование света», является одной из ключевых проблем фотоники. Структурированные световые поля используются во множестве практических применений, таких как фотолитография [1,2], микроскопия [3], визуализация [4], оптическое манипулирование [5], сингулярная оптика [6] и других. Периодические структуры не обеспечивают требуемый спектр возможностей ввиду ограниченного набора варьируемых параметров. В ряде случаев требуется формирование более сложных пространственных распределений световых полей с возможностью их модификации. В этом случае полезно прибегнуть к использованию подходов для формирования структур, характеризующихся большим набором степеней свободы, которые позволяют получать требуемые распределения светового поля.

В настоящей работе предлагается использовать квазипериодические решетки, отличающиеся набором уникальных пространственных гармоник, каждая из которых характеризуется своим пространственным периодом, амплитудой и начальной фазой. Рассматриваемые квазипериодические структуры, вид которых отличается от стандартных периодических структур, характеризуются тем, что для них сохраняется свойство периодичности. В этом случае уместно ввести понятие «квазипериод», который представляет собой совокупность простых периодов, соответствующих элементарным пространственным гармоникам, формирующим квазипериодическую структуру. Квазипериод можно определить аналитически, как наименьшее общее кратное составляющих периодов [7].

Для простых периодических структур известен эффект Тальбота [8]. Указанный эффект проявляется как повторения изображения структуры в оптическом поле на кратных расстояниях, что приводит к образованию двумерных периодических распределений интенсивности (оптических решеток) – ковров Тальбота. Продольный период сформированных оптических решеток называется длиной Тальбота и находится по формуле

$$Z_T = \lambda / \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\Lambda^2}} \right) \quad (1)$$

где λ – длина волны падающего света, Λ – период решётки.

Предполагается, что эффект Тальбота остается справедливым для квазипериодических структур. В этом случае в формуле (1) для расчета длины Тальбота должен использоваться квазипериод. В целях проверки состоятельности данного предположения совместно используются теория дифракции Кирхгофа и результаты эксперимента. В качестве падающего на решётку светового пучка используется Гауссов пучок. Вид решётки задаётся следующей функцией

$$g(x) = \text{sgn} \left(\sum_i A_i \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda_i} x + \varphi_i \right) \right) \quad (2)$$

где A_i – амплитуды гармоник, φ_i – начальные фазы. Рассмотрение ограничивается варьированием периодов функций при неизменных начальных фазах и амплитудах.

В эксперименте использовался гелий-неоновый лазер, оптическая система, ПЗС матрица и амплитудная маска. Дифрагированный на амплитудной маске пучок проецировался с помощью объектива на ПЗС матрицу. В процессе перемещения объектива были экспериментально измерены пространственные распределения интенсивности, на основе которых были построены ковры Тальбота (Рис. 1).

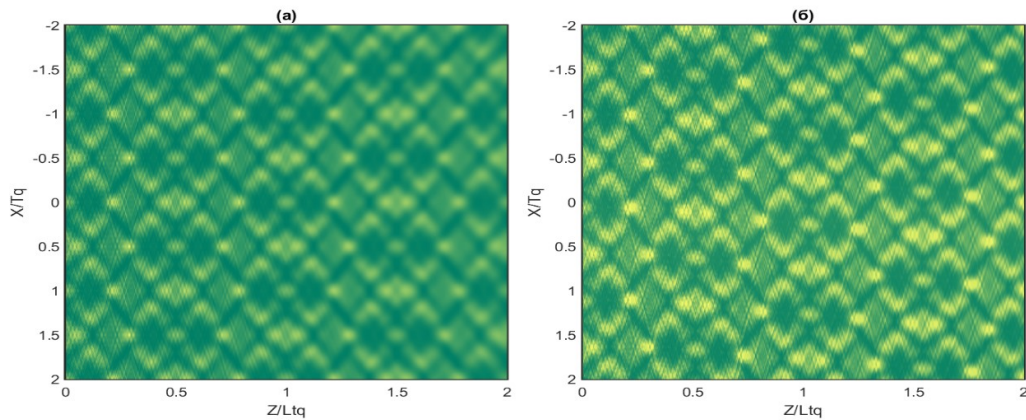


Рис. 1. Ковёр Тальбота для периодов 12 и 18 мкм в координатах квазипериода и соответствующей длины Тальбота: (а) результаты расчетов; (б) экспериментальные данные.

Соответствие теоретических и экспериментальных картин указывает на справедливость предположения о том, что рассматриваемое явление может быть интерпретировано как эффект Тальбота для квазипериодических решеток.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-12-00203, <https://rscf.ru/project/19-12-00203/>

Список литературы

1. W. Li, M.C. Marconi Extreme ultraviolet Talbot interference lithography // Opt. Express, vol. 23, P. 25532-8, 2015.
2. L. Stuerzebecher, T. Harzendorf, U. Vogler, et al. Advanced mask aligner lithography: fabrication of periodic patterns using pinhole array mask and Talbot effect // Opt. Express. vol. 18, P. 19485-94, 2010.
3. S. Feng, M. Wang, J. Wu Lensless in-line holographic microscope with Talbot grating illumination // Opt. Lett. vol. 41, P. 3157-60, 2016.
4. S. Jutamulia, T.W. Lin, F.T. Yu. Color visualization of phase object using Talbot interferometer // Journal of optics. vol. 17, P. 129, 1986.
4. Y.Y. Sun, J. Bu, L.S. Ong, X.C. Yuan Simultaneous optical trapping of microparticles in multiple planes by a modified self-imaging effect on a chip// Applied Physics Letters. vol. 91, P. 051101, 2007.
5. D.A. Ikonnikov, S.A. Myslivets, M.N. Volochaev, et al. Two-dimensional Talbot effect of the optical vortices and their spatial evolution // Scientific Reports. vol. 10, P. 1-10, 2020.
6. A.M. Vyunishev, P.S. Pankin, S.E. Svyakhovskiy, et al. Quasiperiodic one-dimensional photonic crystals with adjustable multiple photonic bandgaps // Opt. Lett. vol. 42, P. 3602-5, 2017.
7. J. Wen, Y. Zhang, M. Xiao The Talbot effect: recent advances in classical optics, nonlinear optics, and quantum optics // Advances in optics and photonics. vol. 5, P. 83-130, 2013.

ОСОБЕННОСТИ МНОГОСОЛИТОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ SBN

В. В. Давыдовская*, В. Н. Навныко, В. А. Величко

Мозырский государственный педагогический университет
имени И.П. Шамякина
247760, Республика Беларусь, Гомельская обл.
г. Мозырь, ул. Студенческая, д. 28

*E-mail: Valentina_dav@list.ru

Теоретически исследовано взаимодействие массива из четырёх супергауссовых световых пучков, имеющих на входе в кристалл SBN квадратное поперечное сечение, а также обоснована возможность стабилизации квазисолитонного режима посредством увеличения числа взаимодействующих пучков.

Исследования распространения и взаимодействия упорядоченных систем световых пучков представляют значительный интерес, так как они являются перспективными в системах оптической передачи, а также обработки информации с использованием каждого светового пучка в качестве отдельного информационного канала (см., напр., [1–2]).

В случае многосолитонного взаимодействия смещение каждого пучка равно сумме его парциальных смещений происходящих из-за отдельных взаимодействий с каждым световым пучком, входящим в упорядоченный массив.

Следует отметить, что для подробного и полного теоретического анализа распространения и взаимодействия двумерных световых пучков в фоторефрактивном SBN были одновременно учтены дрейфовый и диффузионный механизмы перемещения электронов в кристалле.

При взаимодействии четырех двумерных квадратных супергауссовых пучков с шириной каждого 25 мкм и расстояниями между соседними пучками, равными ширине пучка, при их симметричном расположении относительно центра входной грани фоторефрактивного кристалла SBN толщиной 20 мм, к которому вдоль оптической оси приложено внешнее электрическое поле с напряженностью $E_0 = 3,5$ кВ/см, квазисолитонный режим распространения пучков сохраняется, тогда как взаимодействие двух таких световых пучков, поперечные сечения которых расположены вдоль линии, перпендикулярной направлению внешнего электрического поля с тем же значением напряженности, приводит к их объединению, то есть увеличение количества световых пучков в их массиве приводит к стабилизации квазисолитонного режима каждого из пучков, входящих в массив.

Подробно рассмотрим взаимодействие одного из пучков, входящих в упорядоченный массив из четырех пучков с соседними пучками массива.

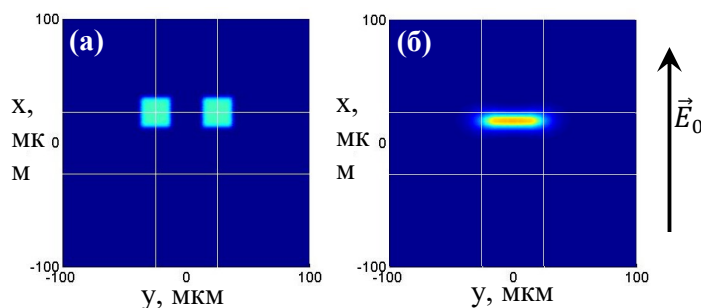


Рис. 1. Взаимодействие двух супергауссовых пучков в кристалле SBN, расположенных перпендикулярно направлению внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу: (а) – пучки на входе в кристалл; (б) – объединенный пучок на выходе из кристалла

В первом случае, при расположении световых пучков на расстоянии равном раз-

меру пучка, вдоль линии перпендикулярной вектору внешнего электрического поля наблюдается притяжение световых пучков, и они объединяются в один пучок, который смещается в направлении, противоположном направлению напряжённости внешнего электрического поля (рис. 1).

Во втором случае, при расположении пучков вдоль линии параллельной вектору внешнего электрического поля диффузионный механизм перемещения зарядов приводит к смещению световых пучков против направления вектора напряжённости внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу SBN вдоль направления внешнего электрического поля, пучки отталкиваются и объединение не наблюдается (рис. 2).

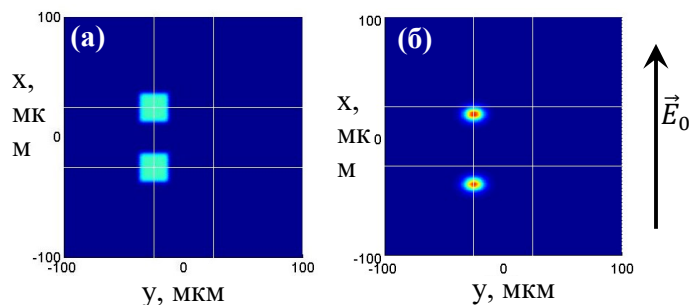


Рис. 2. Взаимодействие двух супергауссовых пучков в кристалле SBN, расположенных параллельно направлению внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу: (а) – пучки на входе в кристалл; (б) – пучки на выходе из кристалла

При суммарном взаимодействии трех соседних пучков, входящих в упорядоченный массив, действие этих пучков приводит к тому, что полное объединение световых пучков, наблюдаемое в первом случае (рис. 1), не происходит.

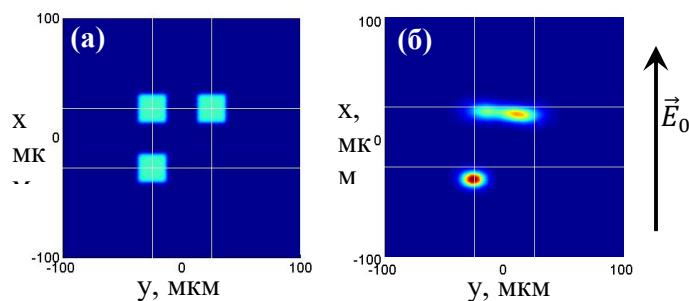


Рис.3. Взаимодействие трех соседних супергауссовых пучков упорядоченного массива в кристалле SBN: (а) – пучки на входе в кристалл; (б) – пучки на выходе из кристалла.

Следует отметить, что при добавлении четвертого светового пучка происходит стабилизация квазисолитонного режима распространения каждого из пучков, входящих в массив, что позволяет использовать каждый пучок отдельно, в качестве канала передачи информации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (договор от 22.03.2021 №1410/2021) в рамках Государственной программы научных исследований №б «Фотоника и электроника для инноваций» на 2021-2025 гг. (задание 6.1.14).

Список литературы

1. S. Smirnov, M. Stepić, C. E. Rüter, et.al. Interaction of counterpropagating discrete solitons in a nonlinear one-dimensional waveguide array // *Opt. Lett.*– 2007.– Vol. 32, No. 5 – P. 512 – 514.
2. L. Zeng, J. Zeng Preventing critical collapse of higher-order solitons by tailoring unconventional optical diffraction and nonlinearities // *Commun. Phys.* – 2020. – Vol. 3. – P. 20 – 29.

ВЛИЯНИЕ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТА В ПОЛУПРОЗРАЧНОЙ ПЛЕНКЕ CuSe/Se НА ФОРМУ ИМПУЛЬСОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ФОТОТОКА

А. Е. Фатеев*, Т. Н. Могилева, В. Я. Когай, К. Г. Михеев, Г. М. Михеев

*Институт механики, Удмуртский федеральный исследовательский центр
Уральского отделения Российской академии наук
426067, Российская Федерация, Ижевск, ул. Татьяны Барамзиной, д. 34
E-mail: a.e.fateev@mail.ru

Представлены результаты исследования временной формы импульсов фототока в тонкой полупрозрачной пленке CuSe/Se в зависимости от угла падения циркулярно поляризованной фемтосекундной лазерной накачки. Обнаружено, что импульсы поперечного фототока могут быть как униполярными разной полярности, так и биполярными. Зависимость формы импульсов фототока от угла падения объясняется преобразованием циркулярной поляризации в эллиптическую при преломлении света на границе воздух/пленка и взаимодействием фототоков линейного и циркулярного поверхностных фотогальванических эффектов.

При взаимодействии лазерных импульсов с тонкими пленками CuSe/Se может происходить генерация импульсов поляризационно-чувствительного фототока (ПЧФ), зависящего от поляризации и направления вращения электрического вектора падающего излучения [1]. Изучение механизмов генерации ПЧФ представляет интерес с точки зрения создания неоптических анализаторов поляризации света.

В предыдущей работе [1] нами была исследована зависимость формы импульсов поперечного ПЧФ в тонких пленках CuSe/Se от эллипса поляризации при фиксированном угле падения. Было обнаружено, что от свойств эллипса поляризации зависит однополярность или биполярность результирующего импульса поперечного фототока, обусловленного поверхностным фотогальваническим эффектом. Однако зависимость формы импульсов поперечного ПЧФ в полупрозрачных пленках CuSe/Se от угла падения при циркулярной поляризации накачки ранее не исследовалась. В этой работе нами экспериментально установлено, что в зависимости от угла падения света импульсы поперечного фототока могут быть биполярными или однополярными (см. рис. 1).

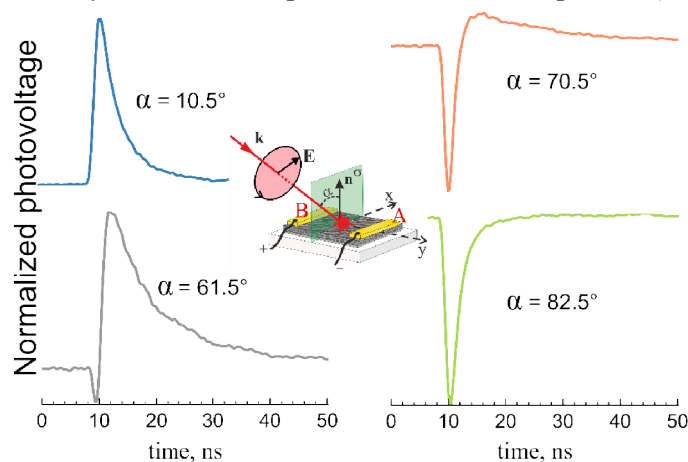


Рис. 1. Осциллограммы импульсов поперечной фотоэдс, нормированные на их экстремальные значения для циркулярно поляризованной фемтосекундной лазерной накачки при разных углах падения α .

На вставке показана схема эксперимента.

Для установления связи между формами импульсов фототока и углом падения излучения на полупрозрачную пленку CuSe/Se необходимо учитывать преобразование циркулярной поляризации излучения в эллиптическую при преломлении света на границе воздух/полупрозрачная пленка. Изменение состояния поляризации происходит в результате изменения фаз p - и s - компонент поляризации падающего пучка за счет мнимой части комплексного коэффициента преломления.

Для определения эллипса поляризации преломленного пучка использовались комплексные коэффициенты пропускания Френеля t_p , t_s для p - и s - поляризаций, соответственно, на границе раздела воздух/полупрозрачная пленка [2]. С их помощью определялся сдвиг фаз δ_t между p - и s - компонентами преломленного пучка по формуле

$$\delta_t = -\delta_{tp} + \delta_{ts} + \delta_0, \quad (1)$$

где δ_{tp} , δ_{ts} – сдвиги фаз p - и s - компонент пучка, соответственно, δ_0 – начальный сдвиг фаз между компонентами.

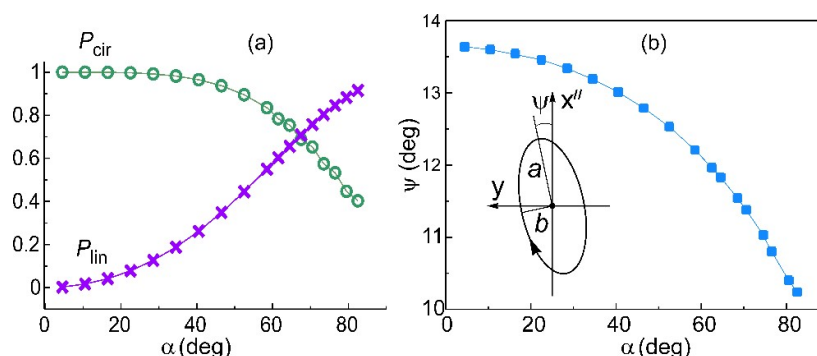


Рис. 2. Зависимости степени циркулярной P_{cir} и линейной поляризации P_{lin} преломленного пучка (a) и угла ψ между большой полуосью a эллипса преломленного пучка и плоскостью падения σ (b) от угла падения α циркулярно поляризованного излучения на пленку CuSe/Se. На вставке показан рассчитанный эллипс поляризации преломленного излучения при $\alpha = 64.5^\circ$ в координатах $x''y$, при этом ось x'' находится в плоскости падения σ и перпендикулярна волновому вектору преломленного излучения, $y \perp \sigma$.

Эллипсы поляризации преломленного пучка характеризуются углом ψ между большой полуосью a эллипса и осью x'' , лежащей в плоскости падения σ излучения на пленку, а также степенями циркулярной $P_{cir} = \gamma 2ab / (a^2 + b^2)$ и линейной $P_{lin} = (a^2 - b^2) / (a^2 + b^2)$ [3] поляризации, где b – малая полуось эллипса, γ – знак циркулярной поляризации; $\gamma = 1$ и -1 для вращения вектора электрического поля вправо и влево соответственно. Рассчитанные значения P_{cir} , P_{lin} , ψ для различных углов падения право-поляризованной лазерной накачки представлены на рис. 2. Расчеты выполнены с учетом измеренного комплексного коэффициента преломления исследуемой пленки.

При положительных углах падения поперечный фототок j_y в пленочной структуре CuSe/Se при эллиптической поляризации преломленного пучка может быть представлен следующим образом:

$$j_y = A_{cir} P_{cir} - A_{lin} P_{lin} \sin 2\psi, \quad (2)$$

где A_{cir} и A_{lin} – положительные коэффициенты циркулярного и линейного фототоков соответственно. Применение формулы (2) с учетом рассчитанных зависимостей ψ , P_{cir} и P_{lin} от угла падения, представленных на рис. 2, позволяет объяснить эволюцию изменения временной формы импульсов поперечного фототока при изменении угла падения циркулярно поляризованной фемтосекундной лазерной накачки на пленку.

Список литературы

1. G.M. Mikheev, A.E. Fateev, V.Ya. Kogai et al. Helicity dependent temporal profile of the semiconductor thin film photoresponse // Appl. Phys. Lett., vol. 118, p. 201105., 2021
2. A.S. Saushin, G.M. Mikheev, V.V. Vanyukov, Y.P. Svirko The surface photogalvanic and photon drag effects in Ag/Pd metal-semiconductor nanocomposite // Nanomaterials, vol. 11 (11), p. 2827., 2021
3. Е. Л. Ивченко Циркулярный фотогальванический эффект в наноструктурах // УФН., т. 172 (12), с. 1461–1465, 2002

ВЛИЯНИЕ ЭКСИМЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ФОТОПРОЦЕССЫ ПРОИЗВОДНЫХ ФЕНОЛА

А. А. Федорова^{1*}, И. В. Соколова², А. А. Федорова¹

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36

*E-mail: stasy_fedorova@mail.ru

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36

Изучена фотодеградация 4-цианофенола и 2,6-ди(гидроксиметил)-4-метилфенола под действием Уф-облучения эксиламп ХеВг (282 нм) и КгСl (222 нм) и участия перекиси водорода. Установлено, что при облучении 2,6-ди(гидроксиметил)-4-метилфенола эксиламп ХеВг (282 нм) достигается его полное удаление через 60 минут облучения, но с увеличением концентрации требуется более длительное время облучения. Но для 4-цианофенола лампами ХеВг (282 нм) и КгСl (222 нм) не наблюдается полного удаления, поэтому исследовано влияние перекиси водорода, что позволило значительно ускорить процесс. Вероятно, в обоих случаях, фотодеградация зависит от концентрации и времени облучения, а также характеристик распространения источника.

В последние десятилетия, рост промышленности, а, следовательно, и загрязнения окружающей среды привели к обширным исследованиям в области очистки воды. Загрязненные сточные воды представляют собой серьезную проблему для пресноводных и морских сред. Среди многочисленных групп загрязнителей, присутствующих в промышленных стоках, фенольные соединения являются приоритетными загрязнителями, большинство из которых имеют низкую биоразлагаемость и вредны для организмов даже на уровне миллиардных долей.

Такие химические вещества могут образовываться из сточных вод, образующихся при высокотемпературной конверсии угля, нефтепереработке и производстве пластмасс, смол, текстиля, железа, стали и бумаги [1].

Перспективной альтернативой традиционным методам обработки включают так называемые усовершенствованные процессы окисления (АОП), которые в основном основаны на образовании очень реакционноспособных и окисляющих гидроксильных радикалов. Из-за их высокой окислительной способности и широкого спектра возможностей и комбинаций, которые они предлагают, включая процессы, сочетающие УФ-излучение с H₂O₂, озоном или Реакции Фентона [2] интерес к АОП растет.

Эксилампы — это класс источников спонтанного излучения, основанных на переходе эксиплексных (редкие галогениды газов) или эксимерных молекул (редкие димеры газа или галогена), испускающие узкополосное ультрафиолетовое излучение.

Они являются привлекательной альтернативой обычно используемым ртутным лампам, потому что они имеют некоторые важные преимущества, включая отсутствие элементарной ртути, длительный срок службы (от 1000 до 10000 ч.), геометрическая свобода и высокий поток фотонов [3].

Общеизвестно, что в реальных сточных водах присутствуют фенольные загрязнители. Обычно связанные с другими органическими соединениями, такими как ароматические амины, полициклические ароматические углеводороды (ПАУ) и красители, а также взвешенные частицы. Среди органических веществ красители обычно обнаружены в сточных водах и после сброса в принимающую воду тела, могут быть чрезвычайно опасны для водных организмов, действуя как токсиканты и как вещества, уменьшающие проникновение фотосинтетически активной радиации, снижающей биологическую активность [4].

В данной работе основное внимание уделяется удалению фенольных соединений: 2,6-ди(гидроксиметил)-4-метилфенола (от $5 \cdot 10^{-4}$ М до $5 \cdot 10^{-5}$ М) и 4-цианофенола ($5 \cdot 10^{-6}$ М), с использованием комбинированной усовершенствованной обработки окислением на основе УФ-фотодеградации с использованием эксимерных ламп (КгСl или ХеВг) и даль-

нейшее окисление H_2O_2 .

Спектры поглощения и флуоресценции исследуемых образцов регистрировали на спектрофлуориметре СМ2203 (фирма «SOLAR», Беларусь). Длина оптического пути кюветы в случае измерения поглощения и флуоресценции составляла 10 мм. Толщина поглощающего слоя раствора составляет 0,5 см. Спектры поглощения регистрировали в обычном режиме в интервале 200–400 нм, спектры флуоресценции – в интервале 300–500 нм. В качестве источников УФ-излучения были использованы импульсные лампы на рабочих молекулах KrCl (222 нм), XeBr (282 нм) с параметрами $\Delta\lambda = 5\text{--}10$ нм, $W_{\text{пик}} = 18$ мВт/см², $f = 200$ кГц, длительность импульса 1 мкс, которые были разработаны в Институте сильноточной электроники СО РАН, г. Томск [5]. Пероксид водорода (H_2O_2 , $w = 37\%$) использовали в качестве добавки. Облучение водных растворов исследуемого соединения проводилось в стационарном режиме в кварцевой кювете размером 1 см. Время облучения варьировалось от 1 минуты до 100 минут.

Изучен прямой фотолиз 2,6-ди(гидроксиетил)-4-метилфенола в водном растворе. При облучении эксилампой XeBr (282 нм) удалось обнаружить по спектрам флуоресценции полное удаление исследуемого соединения при концентрации $5 \cdot 10^{-5}$ М в воде в течение 60 минут. Но при повышении концентрации требуется более длительное облучение, так как происходит димеризация соединения. Эксилампа KrCl (222 нм) показала более слабое влияние и менее эффективную фотодеградацию соединения, из-за несовпадения длины возбуждения флуоресценции.

В случае с УФ-облучением эксилампой XeBr (282 нм) также не удалось обнаружить по спектрам поглощения полную фотодеградацию 4-цианофенола при концентрации $5 \cdot 10^{-6}$ М в воде. Получено, что с добавлением пероксида водорода процесс фототрансформации замещенного фенола происходит быстрее. Это также можно объяснить эффективностью ультрафиолетового излучения (282 нм) при фотолизе H_2O_2 с образованием гидроксильных радикалов в течение первых 20 минут, когда расходуется большая часть H_2O_2 . Продуктами фоторазложения по литературным данным является циановодородная кислота и диоксид углерода, а также карбоксилирование 4-цианофенола [6].

В обоих случаях степень фотодеградации зависит от времени облучения и от характеристик используемого источника.

Список литературы

1. U.G. Ahlborg, T.M. Thunberg, Chlorinated phenols: occurrence, toxicity, metabolism, and environmental impact // *Crit. Rev. Toxicol.*, Vol. 7, pp. 1–35, 1980.
2. W.H. Glaze, J.W. Kang, D.H. Chapin, The Chemistry of Water Treatment Processes involving Ozone, Hydrogen Peroxide and UV-Radiation, Ozone // *Sci. Eng.*, vol. 9 pp. 335–352, 1987.
3. E.A. Sosnin, T. Oppenländer, F.V. Tarasenko, Applications of capacitive and barrier discharge excilamps in photoscience // *J. Photochem. Photobiol.*, Vol. 7 pp. 145–163, 2006.
4. S. Sarnalk, P. Kanekar, Bioremediation of colour of methyl violet and phenol from a dye-industry waste effluent using *Pseudomonas* spp. Isolated from factory soil // *J. Appl. Bacteriol.*, vol. 79, pp. 459–469, 1995.
5. Бойченко А.М., Ломаев М.И., Панченко А.Н. и др. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применения. Томск: STT, 2011. 512 с.
6. N. Mikami, H. Ohkawa, J. Miyamoto, Photodecomposition of Surecide (0-Ethyl-O-4-Сyanophenyl Phenylphosphonothioate) and Cyanox (0, 0-Dimethyl 0-4-Сyanophenyl Phosphorothioate) // *Journal of Pesticide Sci.*, Vol. 1, pp. 273–281, 1976.

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ИСТОЧНИКА СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА ИОДАТА ЛИТИЯ

Фролкин И. А.^{1*}, Исмагилов А. О.¹, Наседжин Б. А.¹, Цыпкин А. Н.¹

¹Университет ИТМО

197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д. 49, лит. А.

*E-mail: iafrolkin@itmo.ru

В данной работе представлены экспериментальные зависимости длин волн холостого и сигнального пучков, в случае спонтанного параметрического рассеяния при накачке фемтосекундным лазерным излучением с центральной длиной волны 405 нм от угла поворота кристалла иодата лития. Данные закономерности демонстрируют условия, при которых возможно их использования для реализации источников в том числе и одиночных фотонов на определенных длинах волн.

Для генерации одиночных и пар фотонов обычно используют процесс спонтанного параметрического рассеяния (СПР). Реализация процесса СПР происходит с использованием кристаллов, обладающих определенными закономерностями. При прохождении через кристалл и соблюдении условий при которых выполняются законы сохранения энергии и импульса происходит генерация сигнального и холостого фотона. В данном случае длина волны генерируемых фотонов больше длины волны излучения накачки. Описание характеристик генерируемого излучения от кристалла и его геометрического положения относительно излучения накачки (таких как угол, под которым вырезан кристалл, температура кристалла, угол падения излучения накачки на кристалл) позволяет получить полную картину процесса спонтанного параметрического рассеяния, которую можно использовать для дальнейшего применения для задач квантовой оптики. Параметрические нелинейные оптические процессы полезны в расширении диапазона перестройки фемтосекундных лазеров, во всей ближней ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях. В ранних работах [2,3,4] было продемонстрировано, что нелинейные кристаллы такие как титанил-фосфат калия, триборат лития и бета-бората бария при определенных интенсивностях могут создавать перестраиваемые фемтосекундные импульсы.

В этой работе мы демонстрируем зависимости спектральных характеристик от угла падения накачки в видимом и ближайшем инфракрасном диапазонах, при которых возможна реализация источников одиночных фотонов.

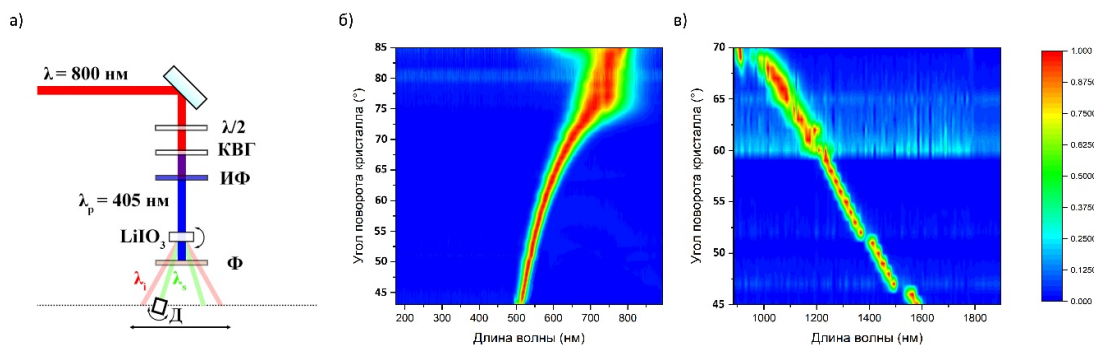


Рис. 1. а) Схема экспериментальной установки, где длина волны накачки 800 нм, излучение накачки отражается от зеркала-З, затем проходит через волновую пластинку $\lambda/2$, затем луч проходит кристалл второй гармоники-КВГ (ВаВ2О4) после чего попадает в интерференционный фильтр на 405 нм-ИФ, затем проходя кристалл иодата лития -LiIO₃ формируется две моды сигнальная - λ_s , и холостая - λ_i , после чего полученные моды проходят через светофильтр от 400 нм -Ф и попадают на детектор(спектрометр)к-Д, перемещая который мы детектируем получившиеся моды б) Зависимость спектральных характеристик СПР от угла падения накачки в видимом световом диапазоне.в) Зависимость спектральных характеристик СПР от угла падения накачки в ближнем инфракрасном диапазоне.

Для моделирования процесса генерации СПР использовались уравнения фазового синхронизма, а также параметры используемого кристалла и длины волны накачки. Ранее были рассмотрены неколлинеарные случаи параметрической генерации в фемтосекундных импульсах [1]. В нашем экспериментальном исследовании в качестве излучения накачки использовалась вторая гармоника от основного излучения и прошедшая через интерференционный фильтр на 405 нм (полуширина 10 нм). Основная лазерная система обладала следующими характеристиками: длительность импульса 40 фс, частота следования 1 кГц, центральная длина волны излучения накачки 790 нм, энергия в импульсе от 0,2 до 2,0 мДж. В качестве кристалла использовался иодат лития (LiIO₃), вырезанный под углом 65 градусов. Кристалл располагался на вращающихся подвижках, позволяющих изменять угол падения излучения накачки относительно нормали в системе координат XYZ, в плоскости XY и XZ, где Y – это направление излучения накачки.

В результате сравнив экспериментальные данные на меньших углах поворота максимальная интенсивность различались более значимо в отличие от большего значения поворота кристалла. Так например при повороте оси кристалла под 45 градусов относительно излучения накачки разница центральной длины волны излучения в видимой и ИК была более 40 нм с результатами рассматриваемого исследования [1], при этом при повороте кристалла под углом 65° и выше различия практически полностью нивелировалось. Разница обусловлена смещением центральной длины волны импульса накачки от 390 нм до 405 нм. Получены закономерности длин волн холостого и сигнального пучков, относительно углов поворота кристалла. Данные закономерности имеют практическую значимость для использования таких источников при условии снижении энергий до уровня испускания одиночных фотонов.

Список литературы

1. Vitaly Krylov, Alexander Kalintsev, Alexander Rebane, et.al. Noncollinear parametric generation in LiIO₃ and β -barium borate by frequency-doubled femtosecond Ti:sapphire laser pulses // Opt. Lett. 20, 151-153, pp. 1995.
2. E. S. Wachman, D. C. Edelstein, and C. L. Tang. Continuous-wave mode-locked and dispersion-compensated femtosecond optical parametric oscillator // Opt. Lett. 15, pp. 136-138, 1990.
3. R. Laenen, H. Graener, and A. Laubereau. Broadly tunable femtosecond pulses generated by optical parametric oscillation // Opt. Lett. 15, pp. 971-973, 1990.
4. Q. Fu, G. Mak, and H. M. van Driel. High-power, 62-fs infrared optical parametric oscillator synchronously pumped by a 76-MHz Ti:sapphire laser // Opt. Lett. 17, pp. 1006-1008, 1992.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОДОБОТНОГО МИКРОРЕЗОНАТОРА С НАНЕСЕННЫМИ НА ПОВЕРХНОСТЬ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

И.К. Горелов^{1,3}, А.А. Мкртчян², В.Е. Лобанов¹, А.Е. Шитиков¹, И.А. Биленко^{1,3}

¹Российский Квантовый Центр, Москва

²Сколковский Технологический институт, Москва

³Московский Государственный Университет, Москва

*E-mail: ilia19981@yandex.ru

В данной работе экспериментально исследованы характеристики высокодобротного микрорезонатора с модами шепчущей галереи с нанесенными на поверхность нанотрубками. Разработана методика нанесения углеродных нанотрубок на кристаллический микрорезонатор с модами шепчущей галереи (МШГ) и методика очистки резонатора перед дальнейшим использованием.

Высокодобротные оптические диэлектрические резонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ) [1] широко используются в настоящее время, как для проведения фундаментальных исследований, так и для создания передовых радиофотонных устройств. Их достоинствами являются малые размеры (от десятков микрон до нескольких миллиметров), добротность, достигающая значений 10^{11} , высокая концентрация поля в малом объеме и, как следствие, низкие пороги наблюдения нелинейных эффектов. Это позволяет создавать на их основе лазеры с узкой линией, радиофотонные СВЧ генераторы, узкополосные оптические фильтры, быстродействующие модуляторы.

Одним из перспективных направлений исследований является использование наноматериалов для улучшения характеристик микрорезонаторов [2, 3]. Многообещающим наноматериалом являются однослойные углеродные нанотрубки (ОУНТ), так как они обладают рядом уникальных особенностей, в частности, их нелинейность существенно превосходит нелинейности материалов микрорезонаторов и волноводов. Коэффициент кубичной нелинейности ОУНТ составляет 10^{-12} – 10^{-13} м²/Вт, что на 7 порядков выше нелинейности MgF₂ (10^{-20} м²/Вт). ОУНТ могут быть перенесены на поверхность как кристаллических, так и интегральных микрорезонаторов.

Целью данной работы является экспериментальное исследование характеристик микрорезонатора после нанесения ОУНТ, в частности, добротности и коэффициента нелинейности полученной гибридной структуры. В эксперименте был использован кристаллический микрорезонатор, изготовленный из MgF₂, с добротностью $Q = 6 \cdot 10^8$, и углеродные нанотрубки, с полупроводниковым межзонным переходом на 1550 нм. Толщина нанесенной плёнки из ОУНТ составляла 4 нм, область покрытия 2x2 мм².

Для проведения исследований было необходимо разработать методику переноса ОУНТ на микрорезонатор и методику очистки резонатора от загрязнений, полученных из-за растворения фильтра, на котором были выращены нанотрубки.

В результате данного исследования была разработана методика нанесения ОУНТ на кристаллический микрорезонатор, методика очистки резонатора после нанесения нанотрубок, определена нижняя граница добротности резонатора с нанотрубками ($Q = 10^5$) и показано, что после удаления нанотрубок добротность резонатора восстанавливается ($Q = 6 \cdot 10^8$).

Список литературы

1. Микрорезонаторы с гигантской добротностью / М.Л. Городецкий. М., 2011. 415 с.
2. Tomoki S. L., et al, "Design of a passively mode-locking whispering-gallery-mode microlaser," J. Opt. Soc. Am. B 38, 3172-3178 (2021).
3. Yamashita, Shinji. "Nonlinear optics in carbon nanotube, graphene, and related 2D materials." Apl Photonics 4.3 (2019): 034301.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ БУЛЬ КРИСТАЛЛОВ ТРИБОРАТА ЛИТИЯ МЕТОДОМ ПЬЕЗОРЕЗОНАНСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ КАЛОРИМЕТРИИ

Г. А. Алоян¹, Д. А. Денисов¹, И. В. Грищенко^{2*}, А. В. Коняшкин², О. А. Рябушкин²

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
141700 Долгопрудный, Российская Федерация, Московская область, Институтский пер., д. 9

²Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им В. А. Котельникова Российской академии наук
141190, Российская Федерация, Московская обл., г. Фрязино, пл. Введенского, д. 1

*E-mail: ivan.grishchenko@phystech.edu

При преобразовании лазерного излучения больших мощностей определяющую роль играет коэффициенты оптического поглощения нелинейно-оптических кристаллов. Кристаллы заданной геометрии вырезают из выращенных кристаллических буль. Поэтому диагностика оптического качества буль перед их обработкой является актуальной задачей. В настоящем исследовании были проведены измерения коэффициентов оптического поглощения були кристалла трибората лития LiB_3O_5 (LBO) методом пьезорезонансной лазерной калориметрии при воздействии непрерывного лазерного излучения с длинами волн 1070 нм и 1908 нм на мощностях 50 и 10 Вт соответственно.

Важным условием эффективного преобразования лазерного излучения является выполнения условий фазового синхронизма, которое, в частности, зависит от температуры. Неоднородный разогрев кристалла, обусловленный линейным и нелинейным поглощением излучения взаимодействующих волн, приводит к нарушению синхронизма и, как следствие, снижению эффективности преобразования. Таким образом, оптическое качество кристаллов, используемых для нелинейного преобразования, является важной задачей. Кристалл трибората лития LBO (химическая формула LiB_3O_5) на сегодняшний день является перспективным материалом для преобразования мощного лазерного излучения ближнего ИК диапазона, так как помимо малого поглощения излучения (на длине волны 1064 нм коэффициент составляет 10^{-5} — 10^{-4} см^{-1}) он обладает высоким порогом оптического разрушения и его область прозрачности позволяет получать генерацию четвёртой гармоники (266 нм) [1]. Нелинейно-оптические кристаллы заданной геометрии получают посредством обработки выращенных кристаллических буль сравнительно больших размеров. Исследование оптического поглощения буль перед их обработкой позволит сократить время производственных процессов и повысить итоговое оптическое качество изготавливаемых кристаллов.

В основе метода измерения коэффициентов оптического поглощения, используемого в данной работе, лежит метод пьезорезонансной лазерной калориметрии [2]. Данный метод основан на замене термодинамической температуры T кристалла во время его разогрева лазерным излучением на эквивалентную температуру θ_{eq} . Все нелинейно-оптические кристаллы являются пьезоэлектриками, и их собственные акустические моды, определяемые геометрией, материальными константами и их температурной зависимостью, могут бесконтактно возбуждаться внешним радиочастотным (РЧ) полем соответствующей частоты. При однородном разогреве с хорошей степенью точности частоты резонансов Rf_n линейно зависят от температуры [2]:

$$\Delta Rf_n(T) = K_n^{prt} \Delta T, \quad (1)$$

где K_n^{prt} – пьезорезонансный термический коэффициент n -ой моды. Таким образом, измеряя радиочастотный спектр отклика образца можно наблюдать совокупность пьезоэлектрических резонансов и следить за их сдвигом при изменении температуры. При облучении образца его эквивалентная температура определяется напрямую по индуцированному сдвигу резонансных частот, предварительно откалиброванных в условиях однородного разогрева. Коэффициент оптического поглощения определяется из сопоставления решения нестационарного уравнения теплопроводности и экспериментально

измеренного линейного начального участка кинетики эквивалентной температуры при лазерном разогреве:

$$\Delta\theta_{eq}(t) = \frac{\Delta Rf_n(P,t)}{K_n^{prt}} = \frac{\alpha l P}{mc} (t - t_0), \quad (2)$$

где α — коэффициент оптического поглощения, l — длина взаимодействия излучения с образцом, P — мощность излучения, m — масса образца, c — теплоемкость образца, t_0 — время начала излучения.

Для измерения радиочастотного спектра отклика образец (буля LBO, $m = 153.5$ г, $l = 5.0$ см) помещался в конденсатор, последовательно соединенный с РЧ генератором и нагрузочным сопротивлением R , напряжение на котором измерялось синхронным детектором. Коэффициенты K_n^{prt} определялись на основе измерений частот пьезоэлектрических резонансов були в условиях однородного разогрева в термостате. Для резонанса на частоте 106,6 кГц значение составляло $-25,0$ Гц/К. Коэффициент поглощения определялся для длин волн непрерывного лазерного излучения 1070 нм и 1908 нм на мощностях 50 и 10 Вт соответственно. Излучение фокусировалось в центр були, и по измеренным в разные моменты времени вблизи пьезоэлектрических резонансов спектрам отклика строилась зависимость $\Delta Rf_n(t)$, по формуле (2) определялась кинетика эквивалентной температуры и коэффициенты оптического поглощения. Значения коэффициентов оптического поглощения були LBO составили $0,001$ см $^{-1}$ для 1070 нм и $0,672$ см $^{-1}$ для 1908 нм. Стоит отметить, что данный метод применим также для определения пространственного распределения коэффициента оптического поглощения, для чего достаточно последовательно фокусировать излучение в различных точках интересующей области були.

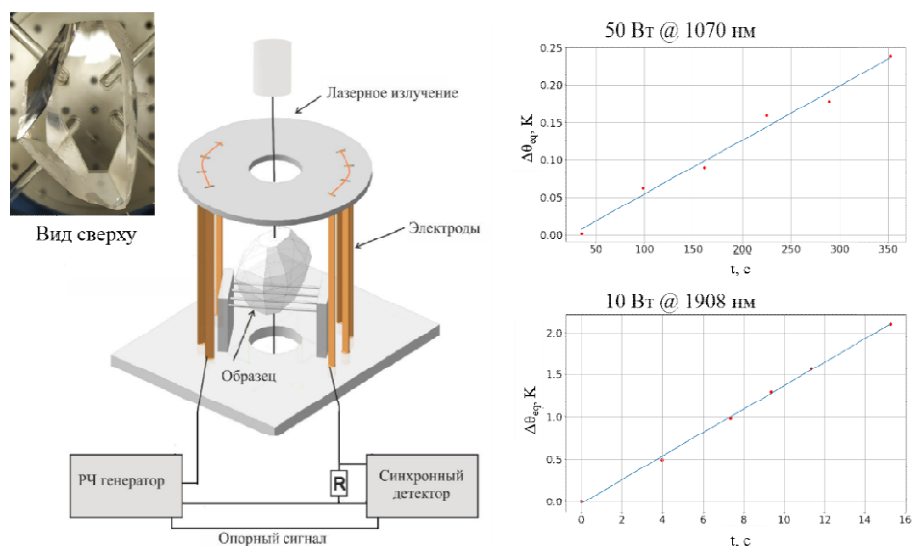


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и кинетики разогрева образца излучением

Работа выполнена в рамках госзадания.

Список литературы

1. D.G. Nikitin, O.A. Byalkovskiy, O.I. Vershinin, et. al. Sum frequency generation of UV laser radiation at 266 nm in LBO crystal // Optics Letters, vol. 41, pp. 1660–1663, 2016.
2. I.V. Grishchenko, A.K. Vorob'ev, A.Y. Ostapiv, et al. Measurements of small optical absorption and scattering coefficients of high-power polarised laser radiation in lithium triborate crystals // Quantum Electronics, vol. 52., pp. 301–305, 2022.

ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛОКНА С МЕДНОЙ СПИРАЛЬЮ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

И. О. Храмов^{1*}, О. А. Рябушкин²

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
141701, Российская Федерация, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

*E-mail: oхахivan@yandex.ru

²Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
141190, Российская Федерация, Московская обл., г. Фрязино, пл. Введенского, д. 1

Различные оптические волокна с медной намоткой использованы для измерения выходной оптической мощности волоконных лазеров в режиме реального времени. Создана математическая модель разогрева волокна для определения внесенных микроизгибных потерь.

Традиционные методы измерения мощности лазерного излучения требуют полного преобразования энергии излучения в тепло или использования делителей пучка, что может привести к искажению волнового фронта излучения. Поэтому они не подходят для непрерывных измерений во время совершения лазером промышленных задач.

Недавно был предложен новый метод измерения оптической мощности с использованием волокон с металлическим покрытием [1]. Волноводная структура таких волокон позволяет сохранить качество лазерного луча, а использование изогнутого волокна в качестве датчика позволяет регулировать чувствительность измерения. Однако применение этого метода ограничено возможным термическим разрушением соединения между датчиком и выходным волокном из-за несоответствия их волноводных свойств.

Ранее [2] для контроля температуры волоконных лазеров и усилителей в процессе генерации использовалась металлическая намотка на активных оптических волокнах. В данной работе исследованы термооптические эффекты в пассивных оптических волокнах с медной спиральной намоткой. Простая технология изготовления традиционных пассивных волокон позволит заменить волокна с металлическим покрытием в упомянутом выше методе измерения оптической мощности.

Исследуемые образцы представляют собой традиционные оптические волокна с полимерным покрытием и спиральной намоткой из медной проволоки диаметром 100 мкм. При прохождении излучения по волокну некоторая часть его рассеивается и поглощается в волокне или намотке. Это приводит к нагреву датчика и последующему изменению электрического сопротивления медного провода.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Медная спираль была подключена к миллиомметру для контроля электрического сопротивления, а измеритель тепловой мощности использовался для контроля пропускаемой мощности.



Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

Исследовались два волокна: объединенное излучение полупроводниковых лазерных диодов (центральная длина волны 975 нм) и излучение волоконного лазера, легированного Yb^{3+} (центральная длина волны 1064 нм), использовались для исследования многомодового (диаметр сердцевины 300 мкм) и одномодового (диаметр сердцевины 12 мкм) волокна соответственно. Использовались два типа намотки медной проволоки: непокрытая и покрытая поглощающим излучение углеродом. Зависимость сопротивления намотки и нагрева волокна от передаваемой мощности показана на рис. 2 (а).

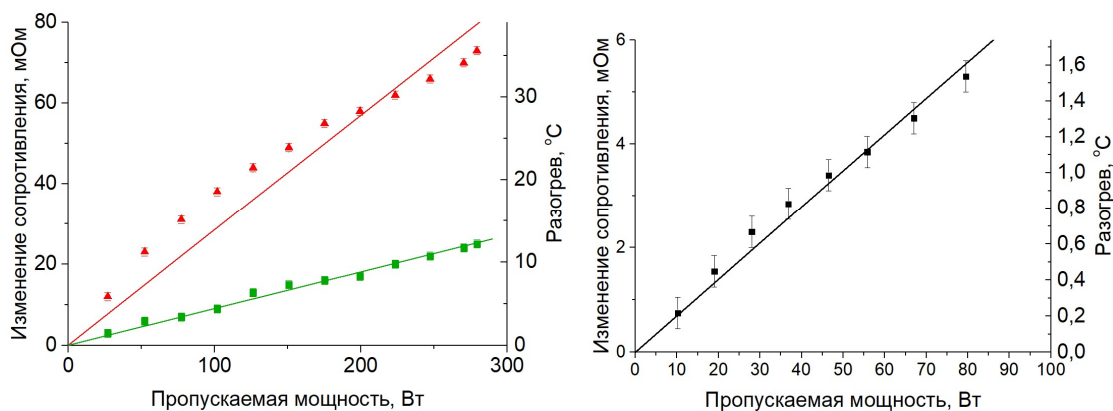


Рис. 1. Зависимость электрического сопротивления проволоки и связанного разогрева от пропускаемой мощности (а) в многомодовом волокне, зеленые квадраты и красные треугольники соответствуют непокрытой и покрытой углеродом намоткам, (б) в одномодовом волокне.

Анализ разогрева волокна позволяет определить коэффициент потерь излучения α .

Полагая число Био для волокна малым, а также что покрытая углеродом медная спираль поглощает все рассеянное излучение, мы можем описать разогрев следующим балансным уравнением:

$$P\alpha ND = R_t \Delta T \quad (1)$$

Здесь P – пропускаемая оптическая мощность, N – количество витков намотки, D – диаметр медной проволоки, R_t – термическое сопротивление волокна, ΔT – разогрев волокна.

Для определения термического сопротивления волокна были измерены кинетики его охлаждения. Излучение пропускалось по волокну до наступления термодинамического равновесия, а затем отключалось, после чего измерялась зависимость температуры медной спирали от времени. Полученные кинетики аппроксимировались следующей функцией, которая является следствием из нестационарного уравнения термодинамики:

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{R_t C}\right)$$

Здесь C – теплоемкость участка волокна.

Полученный результат позволяет определить коэффициент потерь излучения $\alpha = 0,7$ дБ/м для многомодового волокна и $0,45$ дБ/м для одномодового волокна. Предполагается, что преобладающим механизмом затухания являются микроизгибные потери, вызванные намоткой, что соответствует значительной разнице в нагреве непокрытой и покрытой углеродом медной проволоки.

Таким образом, полученные результаты показывают возможность измерения мощности выходного излучения волоконных лазеров без каких-либо искажений пучка или значительного снижения мощности, что позволяет проводить измерения в режиме реального времени во время промышленных операций.

Список литературы

1. I. Khramov, R. Shaidullin, O. Ryabushkin Metal-coated fiber sensor for laser radiation power measurements // Optical Engineering, vol. 58(7), p. 072012, 2019
2. V. Sypin, K. Prusakov, O. Ryabushkin Active fiber polymer cladding temperature measurement under conditions of laser generation and amplification // Micro-Structured and Specialty Optical Fibres IV (International Society for Optics and Photonics), vol. 7886, p. 98861J, 2016

О КРИТЕРИЯХ ПОДОБИЯ В РАСЧЕТАХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕПРЕРЫВНЫХ КИСЛОРОДНО-ИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ

А. В. Меженин¹, А. Д. Капитонов^{1*}

¹Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34

*E-mail: alex13k92@mail.ru

Рассмотрены аналитические модели для расчета выходных параметров непрерывных кислородно-иодных лазеров (КИЛ). Показано, что критерии подобия, фигурирующие в таких моделях, характеризуют лишь эффективность преобразования энергии в активной среде без учета потерь на зеркалах резонатора. В данной работе для прогнозирования энергетической эффективности непрерывных КИЛ предлагается ввести в расчетные уравнения два независимых критерия подобия, определяющих уровень накачки и долю энергии, выводимой во внешнюю среду, по отношению к запасенной в резонаторе.

Энергетическую эффективность непрерывных кислородно-иодных лазеров (КИЛ) можно представить отношением:

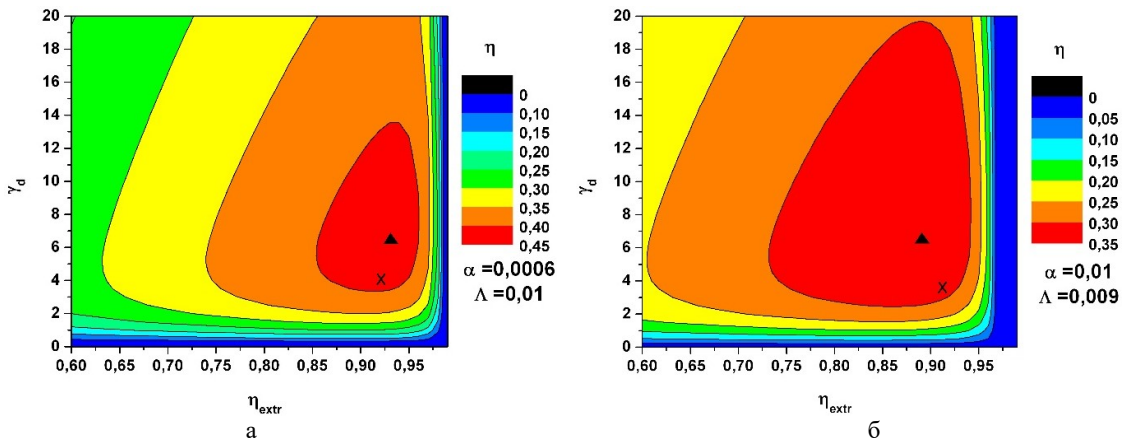
$$\eta = \frac{W_{out}}{W_p}, \quad (1)$$

где W_{out} – выходная мощность, W_p – максимально возможная мощность. Поскольку любой лазер по определению – есть преобразователь энергии какого-либо вида в энергию лазерного излучения, энергетическая эффективность, характеризующая степень такого преобразования, является важнейшей характеристикой мощных непрерывных КИЛ. Общий недостаток разработанных на сегодняшний день аналитических моделей для расчета выходных характеристик непрерывных кислородно-иодных лазеров [1–3] состоит в том, что они не дают панорамной картины режимов работы доступных для реализации на конкретной экспериментальной установке, позволяющей наметить пути повышения энергетической эффективности.

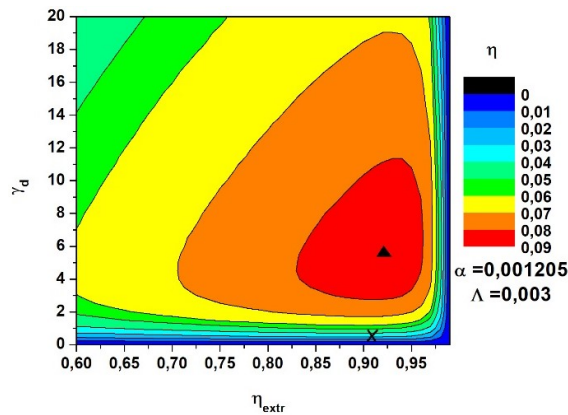
Критерии подобия, фигурирующие в таких моделях, вводимые в целях обобщения результатов, отражают взаимосвязь имеющих место конкурирующих процессов. Однако, по сути, они позволяют эффективно прогнозировать энергетические параметры лазера лишь на основе оценки эффективности извлечения энергии из активной среды, т. е. преобразования в усилительной среде энергии исходного вида в лазерное излучение, без учета эффективности оптического резонатора. Кроме того, при непосредственной оценке выходных параметров критерии подобия в упрощенных моделях, как правило, взаимосвязаны между собой каким-либо размерным параметром. В этом случае изменение значения общего размерного параметра влечет за собой изменение значений обоих критериев [1–3]. Если критерии подобия вводятся для сравнения эффективности резонаторов разных типов, то выходные параметры моделей с различными условиями стационарной генерации также оказываются связанными друг с другом [1].

В данной работе для расчета энергетической эффективности η предлагается ввести в расчетную модель два независимых критерия подобия, не взаимосвязанных через какой-либо размерный параметр. Один из них, γ_d , представляет собой время пребывания потока в области, занятой излучением, отнесенное к характерному времени накачки, а другой, η_{extr} , определяет эффективность оптического резонатора. Ниже показаны результаты расчета энергетической эффективности двух непрерывных КИЛ различной мощности с химической накачкой (рис. 1), а также электроразрядного КИЛ (рис. 2).

Вычисления проведены с учетом имеющих место кинетических потерь в ряде релаксационных процессов в активной среде (тушение возбужденных атомов йода на парах воды, молекулах йода, молекулах и атомах кислорода) и паразитных оптических потерь в резонаторе α . Кинетические потери интегрально характеризуются параметром Λ , выражающим соотношение скоростей релаксации и накачки. Эффективные режимы лазерной генерации соответствуют красным областям на двумерных графиках.



▲ – наиболее эффективный расчетный режим генерации, × – экспериментальное значение
 Рис. 1. Энергетическая эффективность химического КИЛ класса мощности 1 кВт (а) [4] и класса мощности 10 кВт (б) [5] как функция двух критериев подобия γ_d и η_{extr}



▲ – наиболее эффективный расчетный режим генерации, × – экспериментальное значение
 Рис. 2. Энергетическая эффективность электроразрядного КИЛ класса мощности 1 кВт [6] как функция двух критериев подобия γ_d и η_{extr}

Введение в расчетную модель двух независимых критериев подобия, не взаимосвязанных через какой-либо размерный параметр позволяет, таким образом, сохранить общность выводов при масштабировании параметров лазеров и предложить пути повышения их энергетической эффективности установок с разными типами накачки.

Список литературы

1. М.В. Загидуллин, В.И. Игошин, В.А. Катулин и др. Эффекты насыщения в химическом кислородно-йодном лазере // Препринт ФИАН № 271. М.: РИИС ФИАН, 23 с., 1982.
2. B.D. Barmashenko, D. Furman, S. Rosenwaks. Analysis of lasing in gas-flow lasers with stable resonators // Applied Optics, vol. 37 (24), pp. 5697-5705, 1998.
3. A.V. Mezhenin, V.N. Azyazov. Analysis of cw oxygen-iodine laser performance using similarity criteria // IEEE J. Quantum Electron., vol. 49 (9), pp. 739-746, 2013.
4. V. Rybalkin, A. Katz, B.D. Barmashenko, et al. Nearly attaining the theoretical efficiency of supersonic chemical oxygen-iodine lasers // Appl. Phys. Lett., vol. 85 (24), pp. 5851-5853, 2004.
5. А.С. Борейшо, А.Б. Баркан, Д.Н. Васильев и др. Высокоэффективный непрерывный химический кислородно-йодный лазер с трансзвуковой инжекцией йода и азотом в качестве буферного газа // Квантовая электроника, т. 35 (6), с. 495-503, 2005.
6. D.L. Carroll, B.S. Woodard, G.F. Benavides, et al. Super-linear enhancement of the electric oxygen-iodine laser // Proc. SPIE, vol. 8677, p. 867702, 2013.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНДУКЦИОННОГО НАГРЕВА ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПАРАХ НАТРИЯ

Н. В. Карасев^{1*}, Д. А. Помазкин¹, В. Б. Суханов¹, М.В. Тригуб¹

¹Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пл. Академика Зуева, д. 1
*E-mail: nvk@iao.ru

В рамках данной работы была разработана конструкция лазерной кюветы с возможностью поперечной накачки, приспособленной для индукционного нагрева. Были проведены испытания индукционного нагревателя, в ходе которого была выявлена оптимальная мощность нагрева, а также получено резонансное излучение на парах натрия.

Испускаемый спектр натрия, как и любого другого щелочного металла, имеет несколько серий, характеризующихся переходом не только в основное состояние, но и между возбужденными состояниями [1]. Объясняется это теорией переноса резонансного излучения [2]. Для наблюдения линий переходов между возбужденными состояниями необходимы высокие температуры и высокая концентрация паров активного вещества [3]. Также интерес представляет генерация на двухатомных молекулах [4], для которой высокая концентрация активного вещества является необходимым условием. В связи с этим было принято решение разработать новую лазерную кювету, а также опробовать принцип индукционного нагрева для испарения активного вещества. Цель данных мероприятий – получение высокой концентрации паров натрия в малом объеме.

Изначально для образования паров натрия использовалась кювета из нержавеющей стали с резистивным нагревом нихромовой проволоки. Данная система обладала рядом существенных недостатков, например, долгий нагрев и посредственное удержание тепла. Кроме того, из-за малой концентрации паров интенсивность резонансного излучения получалась крайне низкой. Новая лазерная кювета изначально проектировалась с расчетом на использование индукционного нагрева (рис. 1). Активное вещество помещается в тигель из нержавеющей стали, который для удобства извлечения находится в стеклянной капсуле. Материал кюветы – стекло. Для лучшего теплоотвода фланцы выходных окон и верхней крышки выполнены из стали. Суть разработки заключается в разогреве тигля с помощью индуктора, подключенного к индукционному нагревателю.

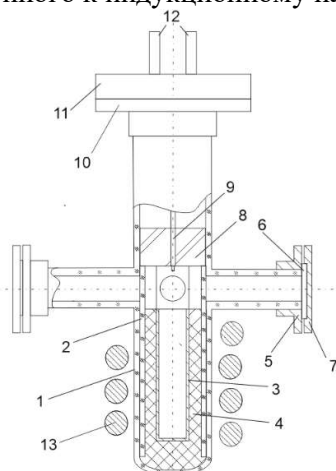


Рис. 1. Внешний вид кюветы: 1 – корпус кюветы (стекло); 2 – капсула (стекло); 3 – тигель (сталь); 4 – прослойка из каолиновой ваты; 5 – фланец выходного окна (сталь); 6 – стекло выходного окна; 7 – крышка выходного окна (сталь); 8 – пробка из шамотного кирпича с встроенной термопарой (9); 10 – фланец верхней крышки (сталь); 11 – верхняя крышка из фторопласта; 12 – выводы термопары; 13 – индуктор

Испытания новой лазерной кюветы проводились на лабораторном стенде (рис. 2). Основная задача – получить спонтанное излучение резонансной линии натрия.

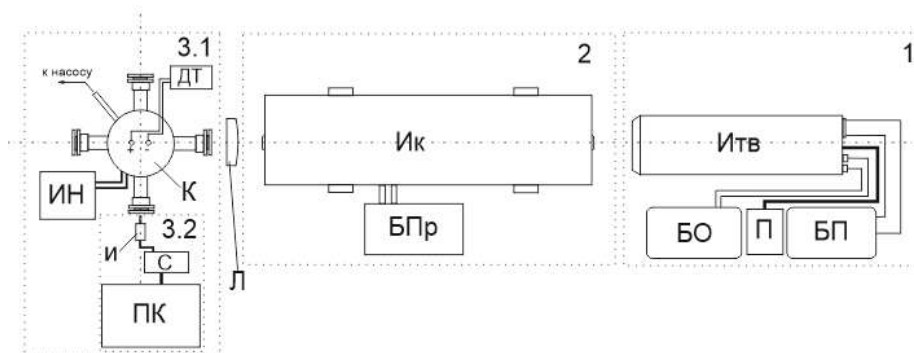


Рис. 2. Схема экспериментального стенда: 1 – твердотельный лазер Lotis LS-2134: Итв – излучатель; БО – блок охлаждения; П – пульт управления; БП – блок питания; 2 – лазер на красителях: Ик – излучатель; БПр – блок прокачки красителя; 3.1 – оборудование для генерации излучения на парах натрия: К – натриевая кювета; ИН – индукционный нагреватель; ДТ – датчик температуры; 3.2 – оборудование для спектроскопии: И – измерительная головка со световодом; С – спектрометр; ПК – персональный компьютер

Перед началом эксперимента был проведен подбор оптимальной мощности. Было установлено, что оптимальная мощность нагрева лежит в пределах 100–300 Вт. При достижении максимальной мощности тигель нагревался до 1000 °С. Картина интенсивности спонтанного излучения представлена на рис. 3.

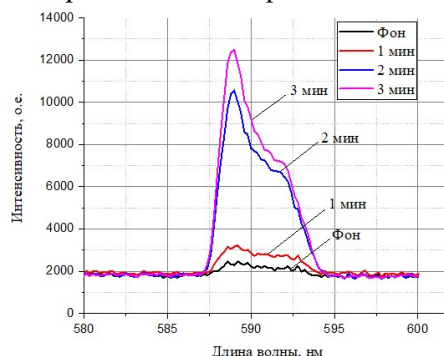


Рис. 3. Интенсивность спонтанного излучения натрия для разных времен нагрева

Из рисунка видно, что инициация происходит через минуту после включения нагрева. По прошествии минуты после снятия нагрева интенсивность излучения уменьшилась на половину, однако для полного осаждения паров требуется около 20 минут.

На основании вышеизложенных данных можно сделать вывод, что индукционный нагрев позволяет не только достичь более высоких температур, но и обеспечить большую скорость нагрева, нежели при традиционном нагреве. Дальнейшие работы направлены на разработку системы управления индукционным нагревом.

Исследование поддержано РФФ №19-79-10096.

Список литературы

1. Одинцова Г. А., Стриганов А. Р. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов / М.: Энергоатомиздат, 1982, с. 893.
2. В.М. Ямщиков, В.Г. Рогачев, Е.А. Кудряшов, Г.Н. Качалин. Перенос и пленение резонансного излучения в двухуровневой системе // Оптика и спектроскопия. – 2020, т. 128, №8, с. 1160–1164.
3. Руденко А.А. Экспериментальное исследование спектров испускания и поглощения плотных паров натрия: автореферат дис. канд. техн. наук: 01.04.08 / Моск. физ.-техн. ин-т. - 17 с.
4. С. И. Канорский, В. М. Каслин, О. Ф. Якушев. Na₂-лазер с оптической накачкой // Квантовая электроника, 1980, т. 7, № 10, с. 2201–2203.

ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ И СТЕКОЛ МЕТОДОМ АКУСТОРЕЗОНАНСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ КАЛОРИМЕТРИИ

Н. Д. Магницкий^{1*}, А. В. Коняшкин², О. А. Рябушкин²

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
141700 Долгопрудный, Российская Федерация, Московская область, Институтский пер., д. 9

²Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им В. А. Котельникова Российской академии наук
141190, Российская Федерация, Московская область, Фрязино, пл. Введенского, д. 1

*E-mail: magnitskii.nd@phystech.edu

Оптическое качество кристаллов и стекол, используемых в лазерных технологиях, характеризуется в первую очередь коэффициентами оптического поглощения. В данной работе предложен новый метод акустореzonансной лазерной калориметрии для определения качества оптических материалов. Метод основан на определении кинетики разогрева исследуемого образца по измерению индуцированного лазерным воздействием сдвига частот акустических резонансов образца, возбуждаемых и регистрируемых пьезоэлектрическими элементами. Предварительно проводится калибровка температурной зависимости резонансных частот в условиях однородного разогрева. Были измерены коэффициенты оптического поглощения кристалла трибората лития и кварцевого стекла марки КУ-1 на длине волны 1070 нм.

Стандартизованный метод лазерной калориметрии, используемый для измерения коэффициентов оптического поглощения, основан на поиске соответствия измеренной кинетики температуры образца при воздействии лазерного излучения с решением нестационарного уравнения теплопроводности. Однако при сравнительной простоте подхода измерение температуры поверхности образца контактным способом (терморезистор, термопара) накладывает существенные ограничения на мощность лазерного излучения, так как наличие рассеянного излучения приводит к дополнительному неконтролируемому разогреву датчика температуры. Другие распространённые методы, например, фотоакустический, фототермической однолучевой интерферометрии, фототермального отклонения и др., как правило, требуют сложного математического описания с использованием большого числа физических параметров исследуемого материала или предварительной калибровки с использованием образцов с заранее известным поглощением [1]. В предлагаемом методе акустореzonансной лазерной калориметрии (АЛК) для измерения малых коэффициентов поглощения материалов предлагается использовать температурную зависимость частот собственных мод исследуемых образцов. Акустические резонансы возбуждаются и регистрируются с помощью пьезоэлектрических элементов ($10 \times 2 \text{ мм}^2$), на которых лежит образец (рис. 1). На один из элементов подаётся напряжение от радиочастотного (РЧ) генератора, электрический сигнал с другого элемента измеряется синхронным детектором на той же частоте. В спектре отклика наблюдаются ярко выраженные пики на частотах, соответствующих собственным модам образца (рис. 1). В условиях однородного разогрева проводится температурная калибровка изменения резонансных частот ΔRf_n . В первом приближении эта зависимость линейна с хорошей степенью точности:

$$\Delta Rf_n(T) = K_n^{\text{art}} \Delta T,$$

где K_n^{art} – акустореzonансный термический коэффициент n -ого резонанса. При воздействии на образец лазерного излучения фиксированной мощности P изменение его термодинамической температуры можно отождествить с изменением его эквивалентной температуры:

$$\Delta \theta_{\text{eq}}(P) = \Delta Rf_n(P) / K_n^{\text{art}},$$

Справедливость такого подхода была продемонстрирована ранее [2]. Коэффициенты оптического поглощения α исследуемого образца можно определить на основе линейной аппроксимации начального участка кинетики эквивалентной температуры при лазерном разогреве, аналогично работе [3]:

$$\alpha = (mc_{sp}k)/(lPK_n^{art}),$$

где m , c_{sp} , l – масса, удельная теплоёмкость и длина образца, $k = dRf_n/dt$ – соответствует тангенсу угла наклона начального участка (~20 с) кинетики частоты при лазерном разогреве. Для образцов нелинейно-оптического кристалла трибората лития LiB_3O_5 (LBO) ($3,3 \times 3,0 \times 20,0 \text{ мм}^3$) и стекла КУ-1 ($10,3 \times 15,0 \times 34,0 \text{ мм}^3$) были измерены коэффициенты α с использованием пяти собственных резонансов (рис. 2) в диапазоне мощностей 2–13 Вт непрерывного одномодового неполяризованного лазерного излучения (диаметр пучка 1 мм, длина волны 1070 нм). В данной конфигурации для образца LBO малых размеров в отличие от КУ-1 с мощностью происходит эффективное увеличение значения α и ошибки измерений. Скорее всего, это связано с дополнительным разогревом, обусловленным поглощением пьезоэлементами рассеянного излучения. Чувствительность АЛК в первую очередь определяется добротностью возбуждаемых резонансов и величиной коэффициентов K_n^{art} , по предварительным оценкам она может достигать 10^{-8} – 10^{-7} см^{-1} .

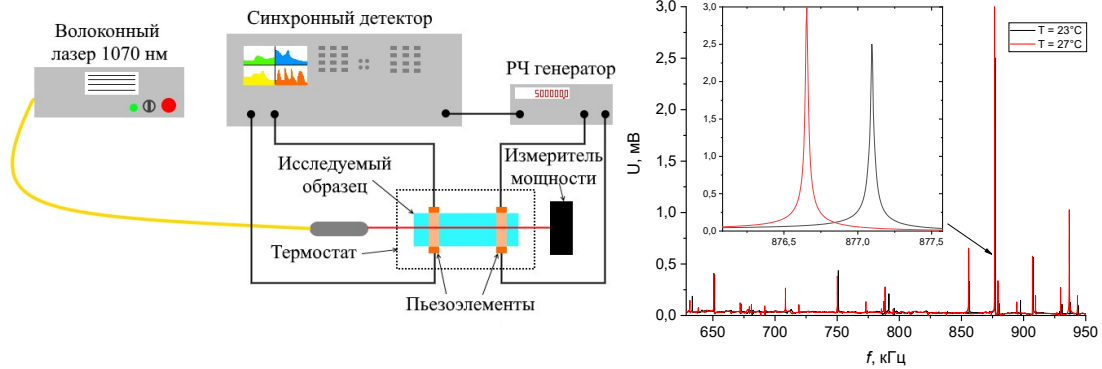


Рис. 1. Упрощенная блок-схема экспериментальной установки АЛК (слева); спектральная зависимость измеренного отклика для кристалла LBO при двух температурах 23 и 27 °С (справа)

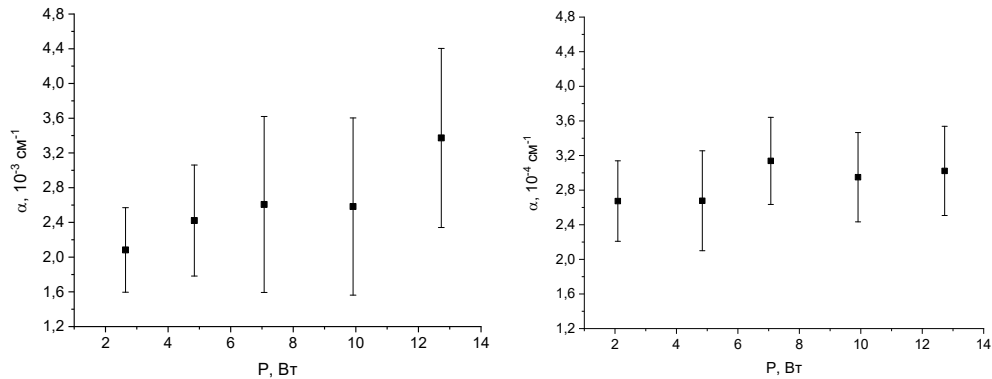


Рис. 2. Коэффициенты поглощения кристалла LBO (слева) и стекла КУ-1 (справа) при различных мощностях излучения (1070 нм), для каждой мощности усреднение проводилось по пяти резонансам

Исследования выполнены в рамках госзадания.

Список литературы

1. M. Leidinger, S. Fieberg, N. Waasem, et.al. Comparative study on three highly sensitive absorption measurement techniques characterizing lithium niobate over its entire transparent spectral range // *Opt. Express*, vol. 23, pp. 21690–21705, 2015.
2. O.A. Ryabushkin, D.V. Myasnikov, A.V. Konyashkin and V.A. Tyrtshnyy, Equivalent temperature of nonlinear-optical crystals interacting with laser radiation // *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.*, vol. 6, 11032, 2011.
3. I.V. Grishchenko, A.K. Vorob'ev, A.Yu. Ostapiv et.al. Measurements of small optical absorption and scattering coefficients of high-power polarised laser radiation in lithium triborate crystals // *Quantum Electronics*, vol. 52(3), pp. 301–305, 2022.

ПАРАМЕТРЫ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ РАДИКАЛА ОН

А. С. Корнев^{1*}, В. Е. Чернов¹, Б. А. Зон¹, Д. Л. Дорофеев¹, Р. Kubelík², M. Ferus²

¹Воронежский государственный университет
394018, Российская Федерация, Воронеж, Университетская пл., д. 1

*E-mail: a-kornev@yandex.ru

²J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry, Academy of Sciences of the Czech Republic
Dolejškova 2155/3, 182 23 Prague 8, Czech Republic

Ридберговские состояния радикала ОН рассмотрены в адиабатическом (вращательное приближение Борна–Оппенгеймера) и в обратном ему пределах. Необходимые значения дипольного $d = 2.117 \text{ D}$ и квадрупольного $Q_{zz} = 1.859 \text{ D \AA}$ моментов катиона OH^+ вычислены методом RCCSD(T)/aug-cc-pV5Z. Результаты расчетов показывают, что такой дипольный момент оказывает относительно малое влияние на энергии ридберговских состояний. Исключения составляют состояния, порождаемые s -состояниями в центрально-симметричном поле, для которых влияние дипольного момента оказывается весьма значительным. В обратном вращательном приближении Борна–Оппенгеймера подробно рассмотрена зависимость ридберговского спектра от полного углового момента молекулы J . Эта зависимость принципиально отличается от хорошо известной зависимости от полного момента энергии вращающегося волчка $\sim J(J+1)$.

Физико-химические процессы с участием ридберговских состояний радикала ОН важны для исследования атмосферы Земли и планет, а также межзвездной среды. Интерес к анионам обусловлен их широким применением в фундаментальной науке и в технологиях. Кроме того, этот радикал рассматривается как один из кандидатов для определения изменения со временем мировых констант [1].

Целью работы является расчет параметров ридберговских состояний ОН.

Одна из основных проблем, связанных с нахождением ридберговских спектров полярных молекул, обусловлена перемешиванием состояний ридберговского электрона (RE) с разными орбитальными моментами дипольным моментом молекулярного остова (т. е. катиона OH^+). Один из таких подходов основан на приближенном представлении потенциала молекулярного остова в виде суперпозиции потенциалов точечного заряда и точечного диполя. Электрические дипольный d и квадрупольный Q_{zz} моменты OH^+ вычислялись различными методами квантовой химии (CCSD(T), QCISD, MP2, wB97X-D, B97D3) с корреляционно-согласованными базисными наборами x -aug-cc-pVXZ качества $X = 2 - 6$, в которых каждая орбиталь дополнена $x = 1$ или 2 диффузными функциями. Получены оптимальные значения $d = 2.117 \text{ D}$ и $Q_{zz} = 1.859 \text{ D \AA}$.

В рамках этого подхода получены аналитические решения уравнения Шредингера для RE в двух предельных случаях (используется атомная система единиц).

В адиабатическом пределе (приближении Борна–Оппенгеймера (BOA)), угловые зависимости даются дипольно-сферическими функциями, получаемыми из уравнения

$$(-\nabla_{\theta}^2 - 2d \cos \theta) Z_{Lm}^{\text{BOA}}(d; \theta, \varphi) = \tilde{L}(\tilde{L} + 1) Z_{Lm}^{\text{BOA}}(d; \theta, \varphi), \quad (1)$$

где m — проекция орбитального момента RE на ось молекулы, \tilde{L} — нецелый аналог орбитального квантового числа L , причем при $d \rightarrow 0$ $\tilde{L} \rightarrow L$, $Z_{Lm}^{\text{BOA}}(d; \theta, \varphi) \rightarrow Y_{Lm}(\theta, \varphi)$ [2].

В приближении BOA спектр RE дается выражением

$$\varepsilon_{vL} = -1/2v^2, v = n_r + \tilde{L} + 1 = n - \mu_d, \quad (2)$$

где $n_r = 0, 1, \dots$ — радиальное квантовое число, $n = 1, 2, \dots$ — главное квантовое число, $\mu_d = L - \tilde{L}$ — квантовый дефект, обусловленный влиянием точечного диполя. Квадрупольная μ_Q и поляризационная μ_{pol} компоненты квантового дефекта вычисляются в соответствии с [3]. Результаты для радикала ОН в пределе BOA приведены в таблице 1. Комплексное значение \tilde{L} указывает на неприменимость приближения точечного диполя.

В противоположном пределе для электрона, движущегося в кулоновском поле и поле быстро вращающегося точечного диполя — обратное вращательное приближение Борна–Оппенгеймера (IBOA) решение уравнения Шредингера найдено в [4].

Таблица 1

Параметры ридберговских состояний радикала OH в пределе BOA. Квантовохимический расчет статической поляризуемости OH^+ выполнен методом RCCSD(T)/aug-cc-pV6Z и дает $\alpha_{\perp} = 3.4241a_B^3$, $\alpha_{\parallel} = 4.9537a_B^3$, где $a_B = 0.529 \text{ \AA}$.

$ m $	L	\tilde{L}	μ_d	μ_Q	μ_{pol}	$ m $	L	\tilde{L}	μ_d	μ_Q	μ_{pol}
0	0	$-0.5 + 0.392941i$	—	—	—	2	2	1.987	0.013	-0.026	-0.028
	1	1.071	-0.071	0.184	0.678		3	3.000	0.000	0.000	0.005
	2	2.014	-0.014	0.026	0.030		4	4.001	-0.001	0.002	0.001
1	1	0.954	0.046	-0.092	-0.064	3	3	2.994	0.006	-0.011	-0.004
	2	2.006	-0.006	0.013	0.030		4	3.999	0.001	-0.001	-0.001
	3	3.003	-0.003	0.007	0.005		5	5.000	0.000	0.000	0.000

Волновая функция молекулы в ИВОА представляется в виде:

$$\Psi_{JM}^{j\lambda} = \sqrt{\frac{2j+1}{8\pi^2}} R(r) \sum_{(l j_z m)} C_{j j_z l m}^{JM} D_{\omega j_z}^j(\Omega) Y_{lm}(\theta, \varphi) a_l^k,$$

Здесь $\kappa \equiv (J, j, \omega)$, J — полный момент молекулы, M — его проекция на ось z ЛСК, j и j_z — полный момент остова и его проекция на ось z ЛСК соответственно, ω — проекция момента остова на ось молекулы, совпадающей с направлением дипольного момента, D — матрица конечных вращений, зависящая от углов Эйлера остова Ω , $R(r)$ — радиальная волновая функция РЕ. Коэффициенты разложения a_l^k вычисляются по аналогии с коэффициентами для функции $Z_{\tilde{L}m}^{\text{BOA}}(d; \theta, \varphi)$ в уравнении (1). По аналогии с (2) энергия РЕ

$$\varepsilon_{\kappa\nu L} = -1/2\nu^2, \nu = n_r + \tilde{L}_{\kappa} + 1, n_r = 0, 1, \dots \quad (3)$$

Полная энергия молекулы $E_{\kappa\nu L} = B j(j+1) + \varepsilon_{\kappa\nu L}$, где B — вращательная константа. Ниже каждого вращательного уровня остова с моментом j располагается кулоноподобный спектр РЕ, расщепленный по L и J . Результаты расчета даны в таблице 2.

Таблица 2

Параметры ридберговских состояний радикала OH в пределе ИВОА.

ω	j	J	L	\tilde{L}_{κ}	ω	j	J	L	\tilde{L}_{κ}	ω	j	J	L	\tilde{L}_{κ}	ω	j	J	L	\tilde{L}_{κ}		
1	1	1	0	-0.307	1	2	1	1	0.996	1	2	3	2	2.002	2	2	2	2	2.011		
			1	1.051				2	2.001				3	3.001				3	3.004		
			2	2.012				3	3.001				4	4.001				4	4.002		
1	1	2	1	0.966	1	2	2	0	-0.082	2	2	1	1	0.984	2	2	3	1	0.959		
			2	2.011				1	1.016				2	2.003				2	2.005	2	2.008
			3	3.007				2	2.003				3	3.001				3	3.003	3	3.005
1	1	3	2	1.987	1	2	3	3	3.001	2	2	2	0	-0.5 + 0.17i	2	2	3	4	4.003		
			3	3.004				4	4.001				5	5.002							
			4	4.004				1	0.990				1	1.056							

При $\omega = j = J = 1$, $L = 0$ \tilde{L}_{κ} отрицательно, т. е. центробежное отталкивание РЕ от остова практически отсутствует, и дипольный момент притягивает РЕ к остову.

Зависимости энергии молекулы $E_{\kappa\nu L}$ от полного момента J принципиально отличаются от зависимостей типа $\sim J(J+1)$, характерных для энергий ротатора.

Спектры ридберговского электрона в радикале OH вычисляются по формулам (2), (3) с параметрами, приведенными в таблицах 1, 2.

Таким образом, для молекул с величиной $d \approx 2 \text{ D}$ перемешивание состояний ридберговского электрона с разными орбитальными моментами относительно мало. Исключение составляют состояния, для которых неприменимо приближение точечного диполя.

Исследование поддержано РФФИ № 19-52-26006 и Чешским научным фондом (GAČR, проект № 20-10591J).

Список литературы

1. M. S. Safronova et al. // Rev. Mod. Phys., vol. 90, p. 025008, 2018.
2. Б. А. Зон // ЖЭТФ, т. 102(1), с. 36–46, 1992.
3. J. K. G. Watson // Mol. Phys., vol. 81(2), pp. 277–289, 1994.
4. В. А. Зон // Phys. Lett. A, vol. 203(5–6), pp. 373–375, 1995.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ АЛМАЗНОГО ОБРАЗЦА С SiV-ЦЕНТРАМИ

О. И. Лыга^{1*}, М. А. Шулепов^{1,2}

¹Национальный исследовательский Томский Государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, 36

*E-mail: lyga.olga@gmail.com

²Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр. Академический, 2/3

В данной работе представлены зависимости показателей поглощения от температуры в диапазоне от 12 К до 470 К с шагом 10 К. Проанализированы линии поглощения спектрограмм и выявлены основные примесно-дефектные центры алмазного образца.

Сейчас вычислительная электроника, основанная на кремнии, подошла к своему квантовому пределу миниатюризации, т. е. дальнейшее увеличение числа транзисторов на единицу площади, что в свою очередь приводит, в том числе и к росту тепловыделения, в дальнейшем вряд ли возможно. Алмаз – это отличная замена кремнию, так как имеет самую высокую теплопроводность среди изоляторов и полупроводников, тем самым этот материал лучше всех способен отводить излишки тепла от активных электронных компонентов. То есть переход с кремневой основы, на алмазную, возможно, позволит ненадолго отойти от квантового предела. Кроме того, что алмаз может стать основой в микроэлектронике, его можно использовать в качестве элементов для оптических квантовых сетей, сверхчувствительных сенсоров [1]. Поэтому актуальной задачей является определение диапазона температурной применимости алмазов.

В эксперименте использовался алмазный образец, выращенный методом температурного градиента. На данный образец методом газохимического осаждения (ГХО) была напылена алмазная пленка, содержащая SiV-центры.

В работе регистрировались спектры пропускания в температурном диапазоне от 12 К до 470 К. Из полученных спектров по формуле, представленной ниже, рассчитывались показатели поглощения образца при различных температурах [2]:

$$\alpha(\lambda) = +\frac{1}{d} \cdot \ln \left[\frac{(1-R)^2}{2T} - \sqrt{\frac{(1-R)^4}{4T^2} + R^2} \right],$$

где λ – длина волны, T – коэффициент пропускания (регистрировался спектрометром), R – коэффициент отражения, d – толщина образца.

После обработки данных были получены спектры поглощения при различных температурах (рис. 1).

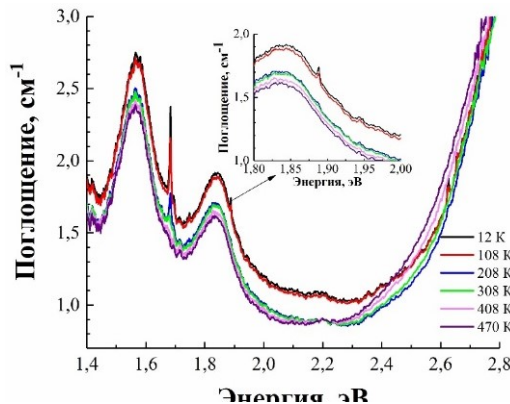


Рис. 1. Спектры поглощения алмазного SiV-образца.

На графике видно, что в районе 1,68 эВ наблюдается линия, интенсивность кото-

рой уменьшается с увеличением температуры образца. Полное исчезновение линии наблюдалось при температурах выше 408 К. А линии на 1,88 исчезает уже при 308 К. Это связано с тем, что при увеличении температуры алмаза возрастают тепловые колебания кристаллической решетки, что приводит к тепловому уширению линий в наблюдаемых спектрах поглощения.

Каждый пик спектра несет в себе информацию о примесно-дефектном центре алмазного образца. На рис.2 полоса поглощения на 1,56 эВ является центром, который ярко выражен в темно-желтых азотсодержащих секторах синтетических алмазов. Также азотному центру соответствует широкая полоса поглощения с максимумом на 1,84 эВ.

Линия поглощения на 1,68 эВ соответствует кремниевому центру с бесфонной линией (БФЛ) так же, как и узкая бесфонная линия 1,69 эВ, наблюдаемая в легированных кремнием синтетических алмазах с низким содержанием азота, облученных электронами и т. д. [3]

На рис. 2 представлены температурные зависимости характерных линий, соответствующих спектрам поглощения на рис.1.

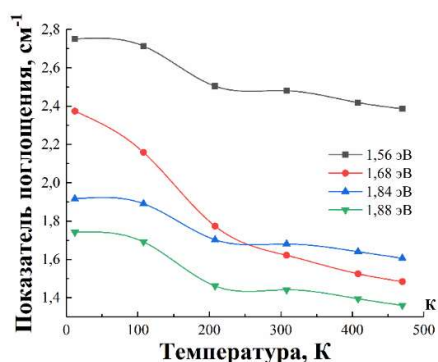


Рис.2. Температурные зависимости показателя поглощения.

В данной работе экспериментально получены спектры пропускания при различных температурах для SiV-алмаза, из которых были рассчитаны показатели поглощения и их спектры. Исследование спектров поглощения позволило определить примесно-дефектный состав исследуемого образца.

Влияние температуры на спектры поглощения алмазного образца, а именно уменьшение интенсивности поглощения на линиях 1,68 эВ и 1,88 эВ с увеличением температуры, позволило сделать предположение об обратимом влиянии тепловых колебаний кристаллической решетки алмазной основы кристалла на внесенные примеси.

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0048

Список литературы

1. Diamond optomechanical crystals / A. Sipahigil, R. E. Evans, D. D. Sukachev et al. // Optica. – 2016. – Vol. 3, № 12. – P. 1404-1411.
2. A. R. Zanatta. Revisiting the optical bandgap of semiconductors and the proposal of a unified methodology to its determination. // Scientific Reports. - Vol. 9, 11225, August 2019.
3. Zaitsev A.M. Optical properties of diamond: A data handbook // Springer-Verlag, Berlin. – 2001. - 502 P.

ДИНАМИКА ОБРАЗОВАНИЯ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.В. Мурзин*, В.П. Дресвянский, А.В. Кузнецов, Е.Ф. Мартынович

*Иркутский филиал Института Лазерной Физики СО РАН
666074, Российская Федерация, Иркутск, ул. Лермонтова, д. 130А*

*E-mail: murzin_sv@list.ru

Представлены результаты исследований динамики образования (скорости генерации) центров окраски в кристаллах фторида лития под действием фемтосекундного лазерного излучения в режиме филаментации. Показано, что при прочих равных условиях эксперимента, в случае облучения кристаллов первой гармоникой лазерного излучения скорость накопления F_3^+ центров окраски выше, чем для F_2 центров. При облучении второй гармоникой, наблюдается противоположная ситуация – скорость генерации F_2 центров больше, чем для F_3^+ центров окраски. Для разрешения данного противоречия, в рамках формализма Келдыша был проведен расчет скорости многофотонной ионизации.

Известно, что под действием фемтосекундного лазерного излучения ближней инфракрасной области спектра в широкозонных кристаллах фторида лития эффективно создаются центры окраски, характерные для радиационно окрашенных кристаллов данного типа [1-2]. Физическая модель процессов фемтосекундного лазерно-индуцированного дефектообразования в диэлектрических кристаллах, включает самофокусировку и филаментацию возбуждающего оптического излучения, многофотонно-туннельную ионизацию вещества с генерацией электронно-дырочных пар и экситонов, распад экситонов на первичные френкелевские дефекты, их перезарядку, миграцию, агрегацию и нуклеацию [2-3]. При этом номенклатура индуцированных дефектов, а также соотношение различных типов центров окраски в кристалле в существенной мере зависят от условий возбуждения и параметров лазерного излучения, в частности, длины волны, интенсивности длительности импульса и времени облучения [3-4].

Цель данной работы заключалась в исследовании динамики образования (скорости генерации) центров окраски в кристаллах фторида лития под действием фемтосекундного лазерного излучения в режиме филаментации. Изменение концентрации индуцируемых F_2 и F_3^+ центров окраски в ходе процесса дефектообразования регистрировалось по спектрам их фотолюминесценции. Исследуемые кристаллы фторида лития облучались первой (950 нм) и второй (475 нм) гармониками фемтосекундного лазерного излучения, в режиме низкоапертурной внешней фокусировки (импульсы длительностью 50 фс, с частотой следования 10 Гц и энергией 3 мДж). Регистрация спектров фотолюминесценции проводилась в течении 20 мин в ходе облучения и в процессе пострадиационной релаксации (в отсутствие фемтосекундного возбуждения) в течении 40 мин. Для возбуждения фотолюминесценции индуцированных в кристалле дефектов использовался лазер подсветки с длиной волны излучения 405 нм, регистрация спектров проводилась спектрометром OceanOptics 65000.

Результаты экспериментальных исследований показали, что при прочих равных условиях эксперимента, в случае облучения кристаллов первой гармоникой лазерного излучения скорость накопления F_3^+ центров окраски выше, чем для F_2 центров, тогда как, при облучении второй гармоникой, наблюдается противоположная ситуация – скорость генерации F_2 центров больше, чем для F_3^+ центров окраски.

Для разрешения, данного, казалось бы, противоречивого результата в рамках формализма Келдыша был проведен расчет скорости многофотонной ионизации исходя из условий проведенных экспериментов. Расчетные зависимости скорости нелинейной фотоионизации от интенсивности возбуждающего поля при облучении кристаллов первой (950 нм) и второй (475 нм) гармониками интенсивного фемтосекундного лазерного излучения (рис. 1).

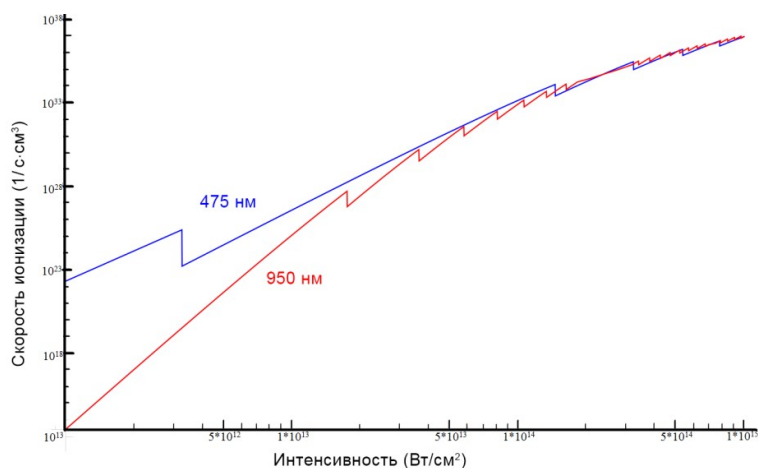


Рис. 1. Модельная зависимость скорости нелинейной фотоионизации

Результаты расчетов показывают, что скорость многофотонной ионизации, а, следовательно, и плотность возбуждения, при облучении кристаллов LiF второй гармоникой фемтосекундного лазерного излучения на несколько порядков (от 2 до 4, в зависимости от интенсивности) выше, чем при облучении на длине волны 950 нм.

Список литературы

1. Courrol L.C., Samad R.E., Gomes L., Ranirri I.M., Baldochi S.L., de Ftias A.Z., Vieira Jr N.D. Color center production by femtosecond pulse laser irradiation in LiF crystals// *Optics Express*. – 2004. – Vol. 12. – № 2. – P. 288–293.
2. Dresvyanskiy V.P., Kuznetsov A.V., Martynovich E.F., Enkhbat S. Formation of aggregate color centers under the action of femtosecond laser// *Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – P. 052029.
3. Дресвянский В.П., Моисеева М.А., Кузнецов А.В., Глазунов Д.С., Мартынович Е.Ф. Запасание энергии в кристаллах фторида лития под действием фемтосекундных лазерных импульсов// *Известия РАН, Серия физическая*. – 2016. – Том 80. – № 1. – С. 93–97.
4. Дресвянский В.П., Кузнецов А.В., Энхбат С., Мартынович Е.Ф. Контроль нагрева материала в процессе лазерного дефектообразования// *Известия РАН. Серия физическая*. – 2020. – Том 84. – № 7. – С. 982–986.

МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ТГц ИМПУЛЬСОВ ПРИ УЧЁТЕ ДИСПЕРСИИ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ЖИДКОСТЯХ

А. О. Набилкова*, М. В. Мельник, А. Н. Цыпкин

Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, лит. А

*E-mail: aonabilkova@itmo.ru

В данной работе показаны результаты моделирования терагерцовых одно- и многопериодных импульсов при их распространении в таких жидких средах, как вода, этанол и изопропанол с учетом дисперсии нелинейного показателя преломления.

Математические модели распространения терагерцовых (ТГц) импульсов в нелинейных средах основаны на пренебрежимо малой дисперсии нелинейного показателя преломления (нпп) в данном частотном диапазоне. Данное приближение используется вдали от частоты двухфотонного резонанса молекул с основной колебательной модой. Но на точность расчетов моделирования влияет не только расположение относительно частоты колебательной моды, но и вклад дисперсии нпп. Определение дисперсии нпп в средах важно не только с фундаментальной точки зрения, но и для практических приложений, например, найденные нелинейности уже находят применения в прототипах нелинейных устройств для широкополосного ТГц диапазона частот. Также стоит отметить растущую популярность источников ТГц излучения на основе жидкостей вследствие сильного индуцированного двойного лучепреломления под воздействием интенсивном ТГц излучения и отсутствия разрушения среды при больших интенсивностях.

В настоящее время ведутся работы по моделированию распространения интенсивного излучения через твердые среды с нелинейностью, расчету нелинейного показателя преломления в некоторых приближениях в жидких и газообразных средах, однако необходимо предоставить полную характеристику нелинейной среды. Подробное изучение нелинейных свойств материалов в ТГц диапазоне частот с помощью доработанной математической модели позволит обнаружить новые особенности нелинейных сред, для их последующих применений в устройствах ТГц оптики.

Моделирование было проведено на основе теоретического расчета нерезонансного колебательного вклада в нелинейный показатель преломления таких жидкостей, как вода, этанол и изопропанол с помощью аналитической модели, основанной на различных физических параметрах среды [3]. Полученные кривые показывают отклонение от 7 до 20% от значения, заявленного константой в диапазоне от 0,2 до 1,4 ТГц, что подразумевает необходимость учета в моделях распространения излучения. Полученные зависимости представлены значения хорошо согласуются со значениями экспериментов, проведенными различными научными группами.

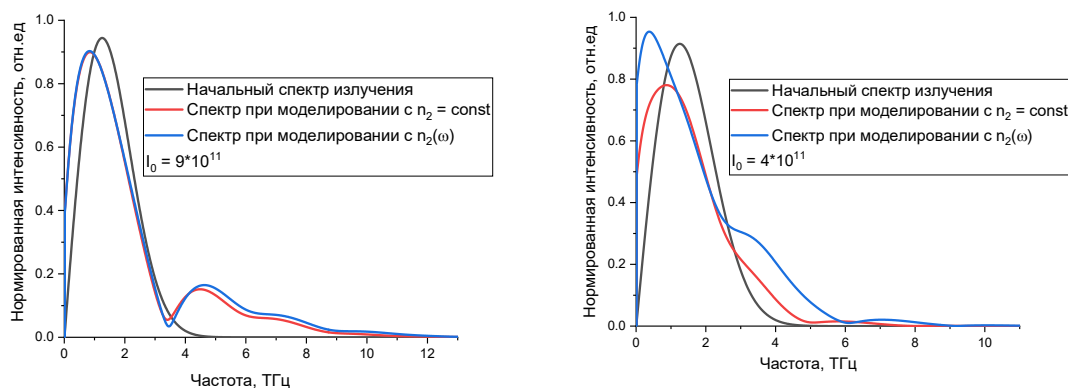


Рис. 1 Спектры излучения после распространения через этанол (а) и изопропанол (а)

Моделирование распространения интенсивных импульсов терагерцового излучения в исследуемых жидкостях было проведено с помощью симметричного Split Step Fourier метода [1] и числом шагов, вычисленных с помощью критерия Куранта [2], позволяющих рассматривать влияние нелинейности и дифракции отдельно. Примеры спектров после прохождения нелинейной среды для двух жидкостей (этанола и изопропанола) представлены на рис. 1. Было показано, что включение в уравнение распространения импульсов в нелинейных средах дисперсии нелинейного показателя преломления вместо использования константы приводит к смещению максимума спектра, изменения его интенсивности, формы и ширины спектра, а также интенсивности генерации второй гармоники, ярко наблюдаемой у некоторых изучаемых жидкостей.

Моделирование проводилось при изменении начальной интенсивности излучения и длительности импульса, что показано на рис. 2. Показано, что для всех жидкостей увеличение начальной интенсивности приводит сначала к уменьшению интенсивности спектра при учете дисперсии относительно модели с константой, однако после достижения определенной точки к линейному росту. Также, было зафиксировано, что при изменении длительности импульса, линейно изменяется разница между максимумами спектров с учетом дисперсии и с использованием константы, однако изменение длительности не приводит к сдвигу по частоте максимума спектра, подобный сдвиг наблюдается только у импульсов малой длительности.

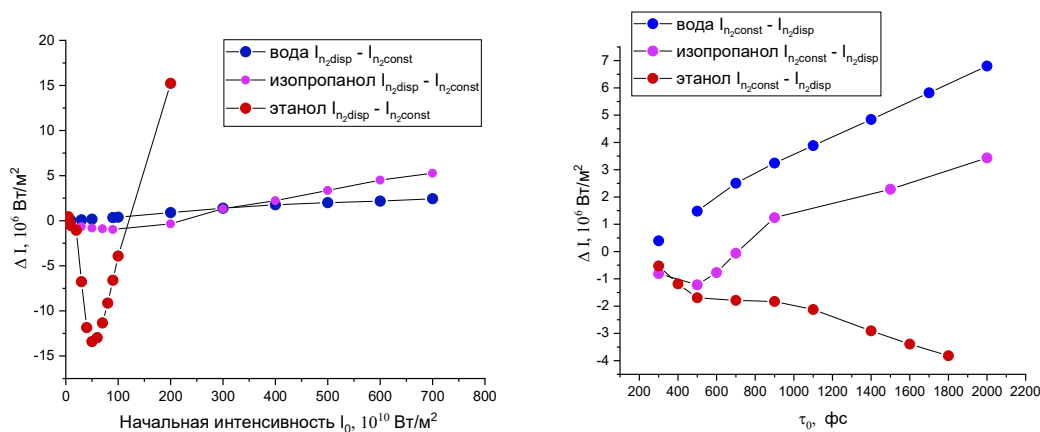


Рис. 2. Влияние на изменение интенсивности максимума спектра прошедшего через жидкости излучения от изменения начальной интенсивности (а) и длительности импульса (б).

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

Список литературы

1. Nabilkova A. O. et al. Vibrational Nonlinear Response of Liquids Far from Resonance in THz Frequency Range //2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). – IEEE. – С. 1-2.
2. de Negreiros Júnior J. S. et al. Ultrashort pulses propagation through different approaches of the Split-Step Fourier method //Journal of Mechatronics Engineering. – 2018. – Т. 1. – №. 3. – С. 2-11.
3. Couairon A. et al. Practitioner’s guide to laser pulse propagation models and simulation //The European Physical Journal Special Topics. – 2011. – Т. 199. – №. 1. – С. 5-76.

**ВСТРЕЧНОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
НА ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ И ПРОПУСКАЮЩИХ
ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ,
СФОРМИРОВАННЫХ В КУБИЧЕСКОМ ФОТОРЕФРАКТИВНОМ
ПОЛУПРОВОДНИКЕ**

В. Н. Навныко^{*}, Д. С. Блоцкая

*Мозырский государственный педагогический университет имени И.П.Шамякина
247760, Республика Беларусь, Мозырь, ул. Студенческая, д. 28*

^{*}E-mail: valnav@inbox.ru

Теоретически изучена зависимость интенсивности обращенной световой волны, возникающей при встречном четырехволновом взаимодействии в кубическом фоторефрактивном полупроводнике GaAs среза (110), от азимута поляризации волны накачки и ориентационного угла кристалла. Изучены дифракционные вклады различных голографических решеток, формируемых в кристалле, при обращении волнового фронта. Установлены значения азимута поляризации и ориентационного угла, при которых обращенная световая волна достигает наибольшей интенсивности.

Особенности дифракции и взаимодействия световых волн в геометрии встречного четырехволнового взаимодействия (ВЧВ) в кубических фоторефрактивных полупроводниках изучаются достаточно давно (см., напр., [1]). В большинстве случаев рассматривается модель, когда при ВЧВ в кристалле формируется одна голографическая решетка (ГР). Как показано в [2], учет дифракционных вкладов всех формируемых в кристалле ГР при обращении волнового фронта (ОВФ) приводит к удовлетворительному согласованию результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Целью настоящей работы являлось исследование зависимости интенсивности I_4 обращенной световой волны, возникающей при ВЧВ в фоторефрактивном полупроводнике GaAs среза (110), от азимута поляризации ψ_2 волны накачки и ориентационного угла θ кристалла. Будут изучены дифракционные вклады одной пропускающей и двух отражательных ГР в интенсивность обращенной световой волны. Геометрическая схема ВЧВ и уравнения связанных волн, которые использовались при расчетах, приведены в [2]. При теоретическом моделировании будут приняты во внимание линейный электрооптический, фотоупругий, обратный пьезоэлектрический эффекты, поглощение кристалла, а также учтен фазово-амплитудный характер формируемых в кубических фоторефрактивных полупроводниках ГР.

Из графика зависимости $I_4(\psi_2, \theta)$ (рис. 1) видно, что интенсивность I_4 изменяется периодически при увеличении параметров ψ_2 и θ . Поверхность $I_4(\psi_2, \theta)$ содержит три максимума, в которых интенсивность обращенной световой волны имеет приблизительно равные значения $I_4^{\max} \approx 0.002 \text{ mW/cm}^2$. Максимумы поверхности $I_4(\psi_2, \theta)$ достигаются при одинаковых значениях азимута поляризации $\psi_2 \approx 90^\circ$. Такое значение азимута ψ_2 соответствует случаю, когда волна накачки поляризована перпендикулярно плоскости падения. При дальнейшем увеличении азимута поляризации ($90^\circ < \psi_2 \leq 360^\circ$) наибольшие значения интенсивности I_4 обращенной волны будут уменьшаться и принимать значения значительно меньшие максимально возможного I_4^{\max} . Значения ориентационного угла θ , при которых достигаются максимальные значения интенсивности I_4 , отличаются примерно на 120° : 58° , 178° и 298° . Это означает, что в кристаллографическом направлении [110] симметрия указательной поверхности $I_4(\psi_2, \theta)$, построенной в сферической системе координат, будет соответствовать поворотной оси третьего порядка.

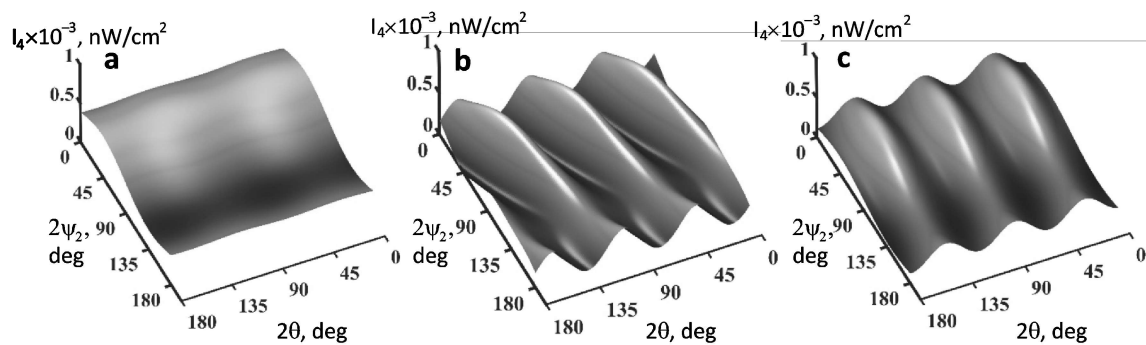


Рис. 2. Графики зависимости интенсивности I_4 обращенной волны от угла θ и азимута ψ_2 , рассчитанные по отдельности для решеток 14 (а), 24 (б) и 34 (с)

На рис. 2 представлены графики зависимостей $I_4(\psi_2, \theta)$ (рис. 1), которые рассчитаны при условии, что в кристалле записана только отражательная ГР 12 (а), пропускающая ГР (б) или отражательная ГР 34 (с). ГР 14, 24 и 34 образованы за счет взаимодействия волн накачки 1 и 2, а также сигнальной волны 3 с обращенной волной 4 соответственно (см. [2]). Как видно из рис. 2, значения I_4^{\max} в максимумах поверхностей $I_4(\psi_2, \theta)$ для рассматриваемых ГР приблизительно одинаковы и достигаются при равных значениях азимута поляризации $\psi_2 \approx 90^\circ$. Это означает, что дифракционные вклады ГР в интенсивность обращенной световой волны при ВЧВ сопоставимы. Следует отметить, что для ГР 14 при любом значении параметра θ графики зависимости $I_4(\psi_2)$ практически совпадают: поверхность $I_4(\psi_2, \theta)$ плавно изменяется при увеличении азимута ψ_2 , что нехарактерно для поверхности $I_4(\psi_3, \theta)$, полученной для ГР 14 в [3]. Поверхности $I_4(\psi_2, \theta)$, полученные для ГР 24 и 34 имеют волнообразный характер и качественно похожи на поверхность $I_4(\psi_2, \theta)$, изображенную на рис. 1.

Таким образом, наибольшая интенсивность обращенной световой волны достигается в случае, когда волна накачки 2 линейно поляризована перпендикулярно плоскости падения. Симметрия указательной поверхности $I_4(\psi_2, \theta)$, построенной в сферической системе координат, в кристаллографическом направлении [110] соответствует поворотной оси третьего порядка. Этим обусловлено наличие трех отличающихся на 120° значений ориентационного угла θ , при которых достигаются максимальные значения интенсивности I_4 . ГР 14, 24 и 34 дают примерной равные по величине дифракционные вклады при формировании обращенной световой волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (договор от 22.03.2021 №1410/2021) в рамках Государственной программы научных исследований №6 «Фотоника и электроника для инноваций» на 2021–2025 гг. (задание 6.1.14).

Список литературы

1. Y. Ding, H.J. Eichler Crystal orientation dependence of the photorefractive four-wavemixing in compound semiconductors of symmetry group $\bar{4}3m$ // Opt. Comm., vol. 110, pp. 456, 1994.
2. В.Н. Навныко Четырехволновое взаимодействие на фазово-амплитудных голографических решетках в фоторефрактивном пьезокристалле класса симметрии $\bar{4}3m$ / В.Н. Навныко // Оптика и спектроскопия, т. 130 (3), с. 387–394, 2022.
3. В.Н. Навныко, А.В. Макаревич, В.В. Давыдовская и др. Особенности обращения волнового фронта при встречном четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивном полупроводнике InP среза (111) // гл. ред. С. А. Хахомов [и др.]. Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, с. 87–93, 2021.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДИФРАКЦИОННУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ СМЕШАННЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ ВТО

С. Ф. Ничипорко^{1*}, В. Н. Навныко¹, С. М. Шандаров²

¹Мозырский государственный педагогический университет им. И.П.Шамякина
247760, Республика Беларусь, Мозырь, ул. Студенческая, д. 28

*E-mail: nichiporko@inbox.ru

²Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, 40

Представлены результаты поляризационно-ориентационной оптимизации дифракционной эффективности фазовых и амплитудно-фазовых голограмм, записанных в кубическом фоторефрактивном кристалле ВТО среза (110) при приложении к нему внешнего постоянного электрического поля 5кВ/см.

К числу наиболее интенсивно разрабатываемых регистрирующих сред для динамической голографии относятся фоторефрактивные кристаллы класса 23, в частности, кристаллы силленит-типа $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) [1]. Изучение условий оптимизации взаимодействующих световых волн в кубических фоторефрактивных кристаллах расширяет возможности голографических устройств на их базе [1-2].

В этой работе проведена поляризационно-ориентационная оптимизация дифракционной эффективности фазовых и амплитудно-фазовых (смешанных) голограмм в кристалле ВТО среза (110) при совместном проявлении электрооптического, пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов, а также оптической активности кристалла при приложении внешнего постоянного электрического поля.

На рис. 1 изображены зависимости максимальной дифракционной эффективности η^{\max} фазовых (кривая 1) и амплитудно-фазовых (кривая 2) голограмм, записанных в кристалле ВТО среза (110) толщиной 7.7 мм от ориентационного угла θ при амплитуде внешнего постоянного электрического поля $E_0 = 5\text{кВ/см}$. Предполагается, что вектор внешнего электрического поля направлен вдоль волнового вектора голографической решетки. Отношение интенсивности взаимодействующих световых пучков на входе в кристалл 1/10, угол схождения пучков в воздухе $2\varphi_0 = 23^\circ$, остальные параметры кристалла ВТО взяты из [3].

Из рис. 1 видно, что графики зависимости $\eta^{\max}(\theta)$, рассчитанные для фазовой и амплитудно-фазовой голограмм, имеют различную симметрию. Максимальные значения дифракционной эффективности графика зависимости $\eta^{\max}(\theta)$ для фазовой голограммы совпадают при изменении ориентационного угла θ на 180° , что соответствует симметрии поворотной оси второго порядка. Симметрия графика зависимости $\eta^{\max}(\theta)$ для амплитудно-фазовой голограммы ниже, чем для фазовой голограммы. Это обусловлено тем, что дифракционные вклады амплитудной и фазовой составляющих смешанной голограммы в зависимости от значения ориентационного угла θ могут как когерентно складываться, так и вычитаться. Результатом этого является изменение максимальных значений дифракционной эффективности в локальных максимумах кривой $\eta^{\max}(\theta)$ для смешанной голограммы относительно фазовой голограммы.

Абсолютные максимальные значения дифракционной эффективности фазовых голограмм при $E_0 = 5\text{кВ/см}$ имеют одно значение $\eta = 11.13\%$ и достигают при $\theta = 51^\circ$ и $\Psi = 32^\circ$; $\theta = 129^\circ$ и $\Psi = 20^\circ$; $\theta = 231^\circ$ и $\Psi = 32^\circ$; $\theta = 309^\circ$ и $\Psi = 20^\circ$ (см. кривые 1 и 3). Минимальные значения максимальной дифракционной эффективности имеют место при $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 270^\circ$. У ориентационной зависимости максимальной дифракционной эффективности амплитудно-фазовой голограммы максимальные значения наблюдаются

при $\theta = 51^\circ$ и $\Psi = 31^\circ$; $\theta = 309^\circ$ и $\Psi = 19^\circ$ и достигает значения 14.67%. Минимальное значение максимальной дифракционной эффективности амплитудно-фазовой голограммы имеет место при $\theta = 180^\circ$. В ориентационной зависимости максимальной дифракционной эффективности амплитудно-фазовой голограммы наблюдается по два локальных максимума при $\theta = 129^\circ$ и $\theta = 231^\circ$ (кривая 2).

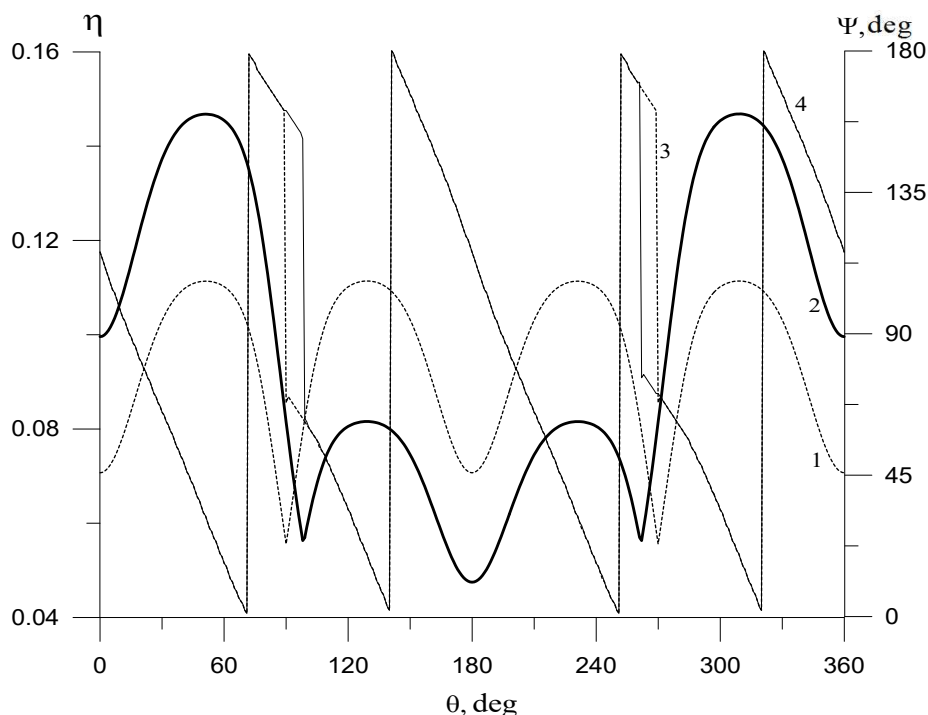


Рис. 1. Ориентационные зависимости максимальной дифракционной эффективности η голограммы и азимута Ψ считывающего света, при котором достигается максимальная дифракционная эффективность голограммы: 1 – $\eta^{\max}(\theta)$ фазовой голограммы; 2 – $\eta^{\max}(\theta)$ амплитудно-фазовой голограммы; 3 – $\Psi(\theta)$ фазовой голограммы; 4 – $\Psi(\theta)$ амплитудно-фазовой голограммы.

Таким образом, исследована зависимость максимально достижимой за счет выбора азимута линейной поляризации считывающего света дифракционной эффективности амплитудно-фазовой голограммы в кубическом оптически активном фоторефрактивном пьезокристалле ВТО среза (110) от ориентационного угла в присутствии внешнего постоянного электрического поля. Показано, что учет амплитудной составляющей качественно изменяет зависимость максимальной дифракционной эффективности смешанной голограммы от ориентационного угла по сравнению с соответствующей ориентационной зависимостью фазовой голограммы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (договор от 22.03.2021 №1410/2021) в рамках Государственной программы научных исследований №6 «Фотоника и электроника для инноваций» на 2021–2025 гг. (задание 6.1.14).

Список литературы

1. L. Solymar, D.J. Webb, A. Grunnet-Jepsen The physics and applications of photorefractive materials. – Oxford: Clarendon Press, 494 p., 1996.
2. Шепелевич В.В. Голография в фоторефрактивных оптически активных кристаллах. Минск : Изд. центр БГУ, 2012.
3. А.В. Макаревич, В.В. Шепелевич, В.Н. Навныко и др. Дифракционная эффективность смешанных пропускающих голограмм в фоторефрактивном оптически активном пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ произвольного среза // Кристаллография, Т. 64, № 5, с. 782–788, 2019.

ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИМЕСНО- ДЕФЕКТНЫХ ЦЕНТРОВ В АЛМАЗЕ

Д. А. Переседова¹, В. С. Рипенко^{1,2}

¹Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: dasha.d4@mail.ru

²Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр. Академический, 2/3

Работа посвящена изучению катодолюминесценции в алмазах с различным примесно-дефектным составом. Облучение алмазных образцов проводилось электронным пучком (энергия электронов до 300 кэВ) на ускорителе типа НОРА. Получены спектры катодолюминесценции образцов в температурном диапазоне от 72 К до 500 К

Среди веществ, встречающихся в природе, алмаз является одним из наиболее ценных кристаллических веществ, применяющихся как в науке, так и промышленности. Алмаз имеет уникальные свойства, такие как, твердость, прочность, высокая плотность укладки атомов в решетке. Данный кристалл является химически инертным и имеет высокую радиационную стойкость, что позволяет создавать устройства, работающие в химически активных и агрессивных средах. Трудность обработки алмаза приводит к ограничению мест его использования. В настоящее время алмазы используются для создания фотодетекторов ультрафиолетового или вакуумного ультрафиолетового излучения. Такие детекторы могут быть использованы в профилометрах, системах обнаружения открытого пламени. В качестве полупроводника алмаз можно использовать в PIN-диодах [1]. Для исследования оптических свойств кристаллов используются различные методы, такие как фото-, катодо-, рентгенолюминесценция, КР-спектроскопия и т. д. [2, 3].

Целью работы является изучение спектров катодолюминесценции алмазов с различным примесно-дефектным составом при температуре от 72 К до 500 К.

В статье рассматриваются исследование катодолюминесценции примесно-дефектных центров в алмазе. Облучение образцов проводилось пучком электронов на ускорителе типа NORA. При малых временах облучения такой тип радиационного воздействия является методом не разрушаемого контроля совершенства кристаллической структуры синтетического кристалла.

В ходе работы были получены спектры катодолюминесценции двух алмазных образцов.

На рис. 1 представлен спектр катодолюминесценции алмаза при температурном воздействии. Можно заметить, что при увеличении температуры происходит уширение от 1 нм до 3,3 нм на полувысоте пика рекомбинации свободных экситонов, вызванное увеличением колебаний атомов кристаллической решетки. Так же на графике имеется максимум экситонной полосы на 235 нм и видно, что данный максимум смещается до 236,4 нм с повышением температуры.

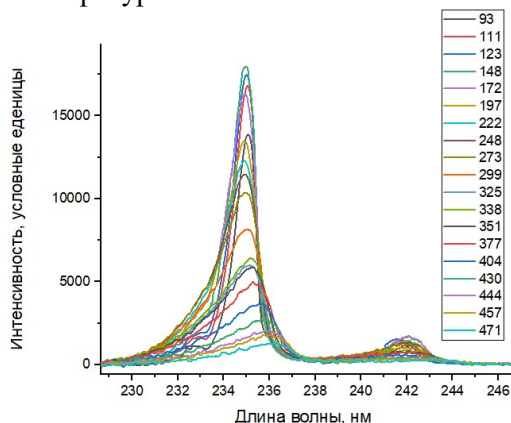


Рис. 1. Спектры экситонной катодолюминесценции образца С78 при температурах 90–470 К.

На рис. 2 представлен спектр алмаза с NV-центрами. Видно, что с уменьшением температуры образца проявляются линии в спектрах катодолюминесценции. Бесфоновая линия на 585 нм соответствует NV^0 -центру. Также проявляется линия самопоглощения на 636 нм, что соответствует отрицательно заряженным азот-вакансионным центрам NV^- [4]. При увеличении температуры спектр уширяется, бесфоновые линии уходят.

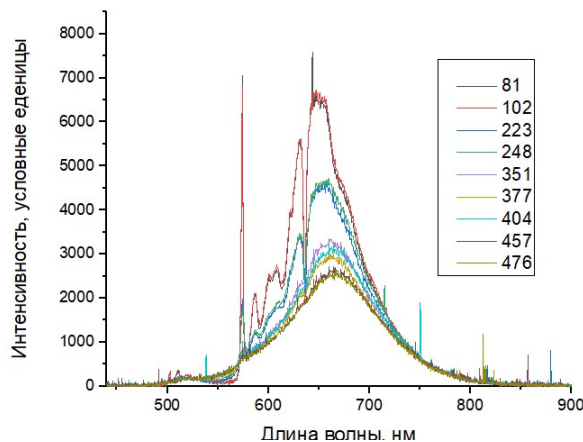


Рис. 2. Спектры катодолюминесценции образца с NV-центрами С43 при температурах 81–476 К.

В результате проведенных исследований получены спектры катодолюминесценции ВДВТ-алмазов в широком температурном диапазоне.

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0048.

Список литературы

1. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела / Москва: издательство «Высшая школа» 2000
2. В. А Пустоваров. Люминесценция твердых тел / Учебное пособие / Екатеринбург: Издательство Уральского университета, 2017
3. А. В Москвин. Катодолюминесценция, ч. 1, М.- Л., 1948
4. Zaitsev A.M., [Optical properties of diamond: A data handbook], Springer-Verlag, Berlin, 502 p. (2001).

СИНТЕЗ И ПРИМЕНЕНИЕ СОСТАВНЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ КОРРЕЛЯЦИОННОГО РАСПОЗНАВАНИЯ ОБЪЕКТОВ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕМЕННОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ

Е.К. Петрова^{1*}, Р.С. Стариков¹, Е.Ю. Злоказов¹, Н. А. Троценко¹, Т.Ш. Фазлиев¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Российская Федерация, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31
*E-mail: ЕКPetrova@mephi.ru

Аннотация – На основе инвариантных составных фильтров были получены результаты численных экспериментов по корреляционному распознаванию объектов на сценах с различной освещённостью.

Корреляционный метод распознавания является быстрым и эффективным способом классификации объектов. Суть корреляционного метода состоит в вычислении корреляционного отклика между входным изображением и эталоном [1-4]. По форме и высоте корреляционного сигнала можно судить о принадлежности входного изображения к классу эталона. На практике очень сложно получить два одинаковых изображения, поэтому эталонный объект заменяется на составной инвариантный фильтр (ИФ), в котором содержится информация о предполагаемом искажении. За счет инвариантности по отношению к каким-либо геометрическим искажениям, таким как поворот, изменение освещённости или контрастности изображения объекта, инвариантные фильтры удобны и эффективны для решения практических задач распознавания образов. В данной работе был использован фильтр с двумя видами искажений: пространственный поворот и изменения освещенности объекта.

ИФ можно реализовать в когерентных оптико-цифровых дифракционных корреляторах изображений, схемы которых базируются на пространственно-временных модуляторах света (ПВМС). Такие системы обладают значительным быстродействием и параллелизмом за счет оптических свойств линз, выполняющих Фурье-преобразование.

Освещённость тестового объекта играет важную роль при его распознавании. На слишком темном или слишком светлом изображении объекта не видны характерные детали, которые могут быть использованы в качестве признаков при классификации. На рисунке 1 приведены примеры различных по освещенности изображений «объектов интереса». Кроме того, на качество распознавания влияет количество и расположение источников освещения. Объекты в естественном и в искусственном свете могут иметь совершенно разное соотношение яркостных и контрастных участков, которые входят в один из аспектов формирования ИФ [5].



Рис. 1. Примеры изображений с различной освещенностью

Синтез ИФ происходит на основе тренировочного набора изображений с учетом особенностей исследуемого объекта. Анализ и коррекция цвета объекта реализуется путём манипуляций с цветовыми каналами изображения [6]. Был синтезирован ИФ с минимальной энергией корреляции (МІСЕ) на основе тренировочного набора изображений «объекта интереса». Для работы с корреляционным сигналом применяются

стандартные метрики: высота корреляционного пика (SNR) и отношение «пик–энергия корреляции» [1].

В работе проведены численные эксперименты по корреляционному распознаванию изображений с различной освещенностью. Численные эксперименты были разделены на две подхода:

В первом случае в качестве тренировочного набора, на котором рассчитывается ИФ используется набор фотографий масштабной модели объекта. Освещение объекта было реализовано с помощью неподвижного относительно объекта заполняющего света, производимого восемью источниками излучения.

Для второго тренировочный набор синтезируется программным способом на основе виртуальной 3D модели. Применено движение источников освещения относительно объекта при пространственном повороте.

Для обоих случаев были реализованы ситуации:

- Тренировочный набор содержит изображения с постоянным уровнем освещенности, от 800 до 2000 ЛК (рис 1(а))
- Тренировочный набор имеет в своем составе изображения с нормальной (рис 1(а)), низкой (рис 1(в)) и высокой освещенностью (рис 1(б)).

Тестовые наборы и сцены имеют произвольную освещенность.

Объединение этих двух подходов при синтезе ИФ повышает качество корреляционного распознавания сцен с различными «объектами интереса». А использование трехмерных моделей позволяет автоматизировать процесс распознавания, повысить скорость синтеза фильтра и минимизировать предварительную обработку тренировочного набора. В ходе численного моделирования получены корреляционные сигналы, позволяющие локализовать и классифицировать объекты на входной сцене.

Список литературы

1. Kumar B. V. K. V., Mahalanobis A., Juday R. D. Correlation Pattern Recognition. Cambridge University Press, 2005.
2. Goodman J. W. Introduction to Fourier Optics. San Francisco, USA: McGrawHill, 1968. Дж Гудмен. Введение в Фурье оптику. М: Мир, 1970.
3. Lugt A. V. Signal detection by complex spatial filtering // IEEE Transactions on Information Theory. 1964. Vol. 10, no. 2. P. 139–145.
4. MINACE Filters: Recognition of the Images Received from Various Independent Sources / N. Evtikhiev, E. Petrova, R. Starikov et al. // Physics Procedia. 2015. Vol. 73. P. 246 – 250. 4th International Conference of Photonics and Information Optics, PhIO 2015, 28-30 January 2015, Moscow, Russian Federation.
5. «Исследование методов синтеза корреляционных фильтров, инвариантных к освещенности сцены». Д.С. Гончаров, Н.М. Пономарев, Р.С. Стариков, Н.А. Троценко, Т.Ш. Фазлиев // Сборник научных трудов. VIII Международная конференция по фотонике и информационной оптике. НИЯУ МИФИ, Москва, 2019. С. 725–726.
6. Features of the Invariant Correlation Filter Application for Recognition of Color Subpixel Images. Goncharov, D.S., Petrova, E.K., Ponomarev, N.M. et al. Radiophys Quantum El 63, 605–611 (2021). <https://doi.org/10.1007/s11141-021-10083-x>

ЗАВИСИМОСТЬ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ТРОА ДЕТЕКТОРА ОТ ДАВЛЕНИЯ И ТИПА ГАЗА

А.Н. Куряк, Д.А. Помазкин, Б.А.Тихомиров, М.В. Тригуб

*Институт оптики атмосферы им. В.В. Зуева СО РАН
634055 Томск, пл. Академика Зуева, 1, Россия,
E-mail: dap@iao.ru*

Водород характеризуется много большими по сравнению с другими газами удельной теплоемкостью, коэффициентом теплопроводности, скоростью звука и меньшей динамической вязкостью. Поэтому в исследованиях поглощения излучения, например, водяным паром в смесях с водородом при давлениях $P_{H_2} \gg P_{H_2O}$ оптико-акустическим (ОА) методом лазерной спектроскопии сложнее получить полезный сигнал ТРОА (time resolved optoacoustic) детектора с отношением S/N (сигнал/шум) таким же, как, например, в смесях водяного пара с азотом. Одной из причин отсутствия микрофонного сигнала при поглощении УФ лазерных импульсов водяным паром в смесях с водородом в камере ТРОА детектора [2] может быть несогласованность частотных характеристик микрофона со спектром сигнала давления. Цель настоящей работы – исследование зависимостей амплитуды сигналов ТРОА детектора при поглощении излучения коротких лазерных импульсов водяным паром в бинарных смесях с водородом, азотом и гелием от давления уширяющих газов с использованием микрофона МК-301 (100 кГц).

Форма ОА сигнала давления при поглощении коротких лазерных импульсов в газе зависит от радиуса лазерного пучка w_0 , скорости звука V , времени тепловыделения τ и теплоемкости газа C_p и определяется формулой [1]:

$$p(r,t) = \frac{kE}{(2\pi\varepsilon)^{3/2}} \left(\frac{V}{w_0} \right)^{1/2} \frac{\beta}{C_p} F(t'), \quad (1)$$

где $\varepsilon = (\tau^2 + w_0^2/2V^2)^{1/2}$, $t' = (t - w_0/V)/\varepsilon$,

$$F_{\max}(t' \cong -0,3895) \approx 1,5926, \quad F_{\min}(t' \cong 1,235) \approx -0,7318, \quad \tau_{FWHM} \approx 1,316\varepsilon,$$

коэффициент расширения $\beta = 1/273$. Функция $F(t')$ характеризует временную форму сигнала давления, которая состоит из импульса сжатия и импульса разрежения. В соответствии с (1) сигнал давления представляет собой биполярный импульс, представленный на Рис. 1. Если процесс тепловыделения быстрый, т. е. $\tau \ll w_0/V$, то амплитуда импульса сжатия $\Delta p \sim V^2/C_p$.

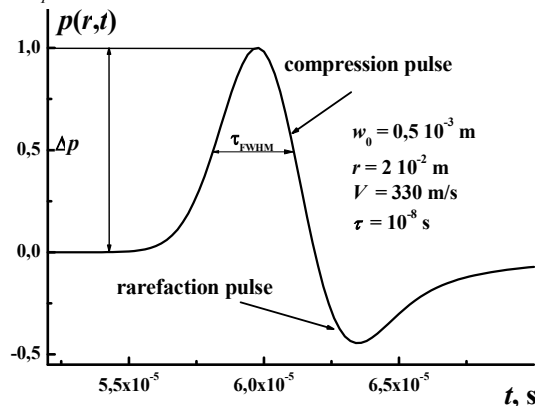


Рис. 1. Форма сигнала давления при поглощении короткого лазерного импульса.

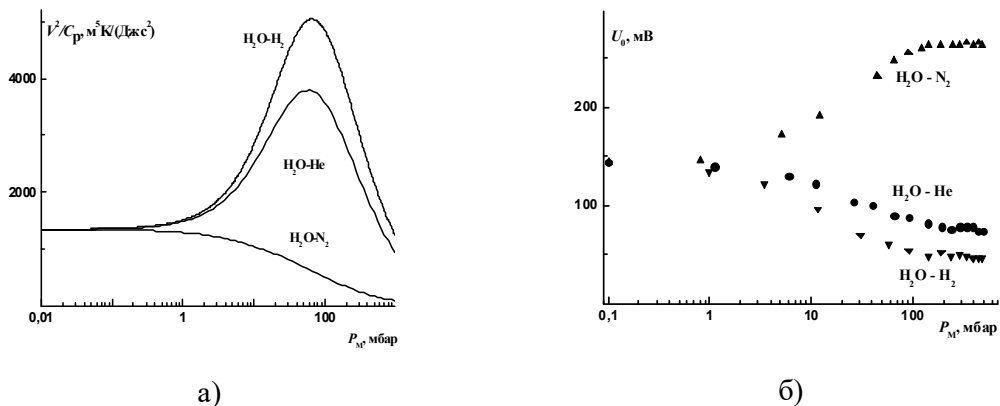


Рис. 2. Амплитуда ОА сигнала в зависимости от давления буферного газа. Расчетные зависимости (а) не соответствуют результатам эксперимента (б).

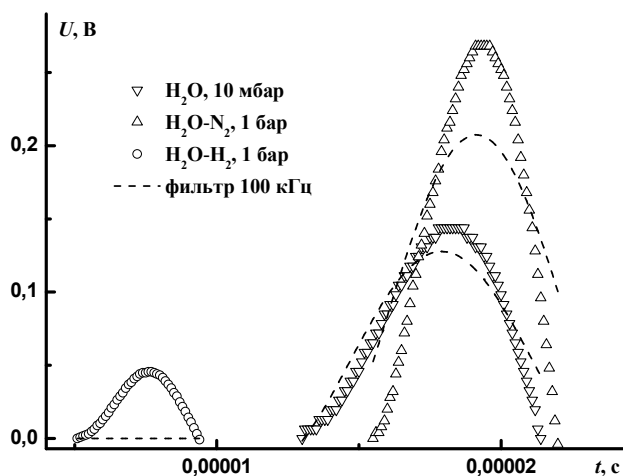


Рис. 3. Временная развертка импульсов сжатия сигнала ТРОА детектора. Значки – эксперимент, штриховые линии – экспериментальные импульсы сжатия после фильтра с полосой пропускания 100 кГц.

Таким образом, в настоящей работе установлено, что причиной потери чувствительности ТРОА детектора для смесей водяного пара с водородом в работе [2] является не физика взаимодействия молекул H_2O и H_2 при поглощении УФ лазерных импульсов водяным паром, а инструментальный эффект, связанный с большой скоростью звука в водороде при недостаточно широкой рабочей полосе частот микрофона МК-221 (20 кГц).

Список литературы

1. Heritier J.-M. Electrostrictive limit and focusing effects in pulsed photoacoustic detection // Opt. Comm. 1983. V.44. №4. P.267–272.
2. Kapitanov V.A., Troitskii V.O., Tikhomirov B.A., Tyryshkin I.S. Pulse photoacoustic spectroscopy of water vapor in UV spectral region with space-time resolution of signals // Proceedings SPIE. 1996. V.3090. P.204-207.

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ БЕСПРИМЕСНЫХ АЛМАЗОВ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ОТ 12 К ДО 460 К

А. С. Попова^{1*}, В.С. Рипенко^{1,2}

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, просп. Ленина, д. 36

²Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, просп. Академический, д. 2/3

*E-mail: popova_31_03@mail.ru

В работе представлены результаты расчетов спектров поглощения беспримесных ВДВТ (высокое давление, высокая температура) алмазов. Спектры получены при температурах от 12 К до 460 К. Рассмотрены различные методы определения ширины запрещенной зоны для пяти синтетических образцов при температуре 12 К.

Работа посвящена исследованию спектров поглощения при температурах от 12 до 460 К, а также сравнению различных методов аппроксимации спектров и определению с их помощью ширины запрещенной зоны синтетических ВДВТ алмазов. Рассмотренные в работе методы позволяют более точно определить ширину запрещенной зоны алмазов.

В работе использовалось 8 беспримесных НРНТ алмазов. Спектры пропускания образцов были сняты на гелиевом криостате при температурах от 12 К до 460 К с шагом 10 К. Затем, по формуле (1) [3] рассчитаны и по формуле (2) [3] аппроксимированы показатели поглощения.

$$\alpha(E) = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{(1-R)^2}{2T} + \sqrt{\frac{(1-R)^4}{4T^2} + R^2} \right) \quad (1)$$

где $T(\lambda)$ – коэффициент пропускания, R – коэффициент отражения от одной грани, $\alpha(E)$ – коэффициент поглощения, d – толщина алмаза.

$$\alpha(E) = \alpha_{max} + \frac{\alpha_{min} - \alpha_{max}}{1 + \exp(K(E - E_0))} \quad (2)$$

где α_{mi} (α_{max}) – минимальный (максимальный) показатель поглощения, K – коэффициент, связанный с наклоном сигмовидной функции, E_0 – энергетическая координата, при которой коэффициент поглощения находится между α_{min} и α_{max} .

Для расчета ширины запрещенной зоны использовались спектры поглощения для 12 К, т. к. с увеличением температуры, в спектре поглощения появляется тепловое уширение. Ширина запрещенной зоны равна максимуму производной от значения точки перегиба в спектре поглощения.

В данной работе рассматриваются 5 методов аппроксимации спектра поглощения для определения точных значений ширины запрещенной зоны:

$$\alpha(E) = \alpha_{max} + \frac{\alpha_{min} - \alpha_{max}}{1 + \exp(K(E - E_0))}, \sqrt{\alpha(E)}, \alpha(E)^2, \sqrt{\frac{\alpha(E)}{E}}, \sqrt{\alpha(E) * E}$$

На рис. 1 представлен график значений, полученных разными методами.

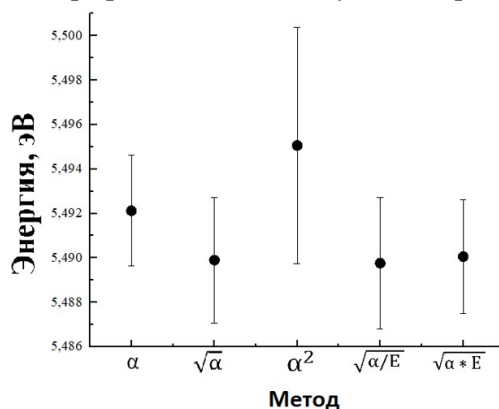


Рис. 1. График зависимости значений ширины запрещенной зоны от методов ее определения

По полученным из графика результатам было определено среднее значение запрещенной зоны, равное 5,491 эВ.

В результате проведенной работы получены спектры поглощения беспримесных алмазов в температурном диапазоне от 12 К до 460 К; определена ширина запрещенной зоны таких алмазов, равная 5,491 эВ. Полученное значение ширины запрещенной зоны входит в диапазон литературных данных.

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0048.

Список литературы

1. Clark C.D., Dean P.J., Harris P.V. Intrinsic Edge Absorption in Dimond // The Royal Society of London – 2014. – vol. 277. – No. 1370 (Feb. 11. 1964). pp. 312-329.

2. Казючиц Н.М., Макаренко Л.Ф., Русецкий М.С., Шуленков А.С. Чувствительные элементы на основе синтетического алмаза для контрольно-измерительных приборов АЭС // Доклады Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники. – 2015. – №. 2 (88). – С. 139-143.

3. A.R. Zanatta “Revisiting the optical bandgap of semiconductors and the proposal of a unified methodology to its determination,” Scientific Reports, vol 9, article number: 11225, 2019.

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СРЕДОЙ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ РАДИАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

С. А. Щербак^{1,2*}

¹Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН
194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8/3

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29

*E-mail: Sergegtn@yandex.ru

В работе представлена теоретическая модель, описывающая генерацию второй оптической гармоники (ГВГ) осесимметричной средой под воздействием сильно сфокусированного радиально поляризованного светового пучка. Проанализированы различия диаграмм направленности излучения второй гармоники (ВГ) для различных ненулевых компонент тензора квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$. Установлено, что диаграммы излучения существенно зависят от степени фокусировки излучения на границу среды. Построенная модель применима для анализа ГВГ интерфейсами, плёночными покрытиями с осевой симметрией и поляризованными стёклами.

Проблема фокусировки света – один из ключевых вопросов при изучении нелинейного взаимодействия света с веществом. Особый интерес здесь представляют радиально поляризованные световые волны, сфокусированные объективами с высокой числовой апертурой (NA). Вблизи фокальной плоскости такие волны обладают значительной продольной компонентой электрического поля [1]. Такое распределение поля падающей волны позволяет получать нелинейный оптический отклик, сильно отличающийся от случая линейно поляризованного света, что обеспечивается компонентами нелинейных тензоров, «работающими» в нетипичных конфигурациях. В частности, использование радиальных световых пучков даёт возможность получения сигнала ВГ от высокосимметричных материалов при нормальном падении фундаментальной волны. В настоящей работе представлен анализ особенностей ГВГ осесимметричной средой под воздействием сильно сфокусированного радиально поляризованного светового пучка.

При построении теоретической модели использовался подход, идейно близкий к описанному в [2,3]. Выражения, представленные в [2], позволили описать распределения продольной и радиальной компонент электрического поля падающей световой волны вблизи фокальной плоскости у границы раздела двух сред. Затем, используя нелинейные материальные соотношения для осесимметричной среды, было определено распределение квадратичной поляризации среды, которое в соответствии с формулами дипольного излучения позволяет рассчитать диаграмму направленности излучения ВГ.

При моделировании использовались следующие параметры: числовая апертура объектива NA=0.9, показатели преломления сред из которой и на которую падает свет: $n_1=1.0$, $n_2=1.51$, фундаментальная длина волны $\lambda = 1064$ нм, нелинейность считалась чисто поверхностной и расчёты приводились для различных ненулевых компонент тензора квадратичной нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$ осесимметричной среды (в общем виде ненулевые компоненты χ_{zzz} , χ_{zxx} и χ_{xzx}). Падающий на фокусирующий объектив луч считался лучом Бесселя-Гаусса наименьшего порядка [2,3].

На рис. 1 представлены результаты моделирования: распределение компонент электрического поля падающей (фундаментальной) волны в поперечной (а,б) и продольной (в,г) плоскостях; диаграмма направленности излучения ВГ для случая ответственных за ГВГ компонент $\chi^{(2)}$: $\chi_{zxx} = 1$ (д), $\chi_{xzx} = 1$ (е), $\chi_{zzz} = 1$ (ж), значения компонент приведены в произвольных единицах, остальные компоненты считаются нулевыми. Карты распределения компонент электрического поля падающей волны построены с независимыми цветовыми шкалами для лучшей визуализации. Фактические значения максимумов продольной и радиальной компонент поля соотносятся как $\max(E_z) \approx 2 \max(E_r)$, то есть продольная (z) компонента поля при такой фокусировке превышает

радиальную вдвое. Диаграммы направленности излучения второй гармоники ожидаемо являются осесимметричными, но заметно различаются в зависимости от ответственных за ГВГ компонент $\chi^{(2)}$. В случае $\chi_{zxx} = 1$ (рис. 1д) диаграмма направленности имеет вид двух полых вложенных конусов. Для $\chi_{xzx} = 1$ (рис. 1е) диаграмма представляет собой один полый конус. Качественно это же наблюдается и для $\chi_{zzz} = 1$ (рис. 1ж), но в этом случае диаграмма обладает заметным плечом с внутренней стороны конуса (см. сечение диаграммы направленности на наложенной кривой на рис. 1ж). Таким образом, форма диаграммы направленности излучения позволяет выделить доминирующие компоненты $\chi^{(2)}$.

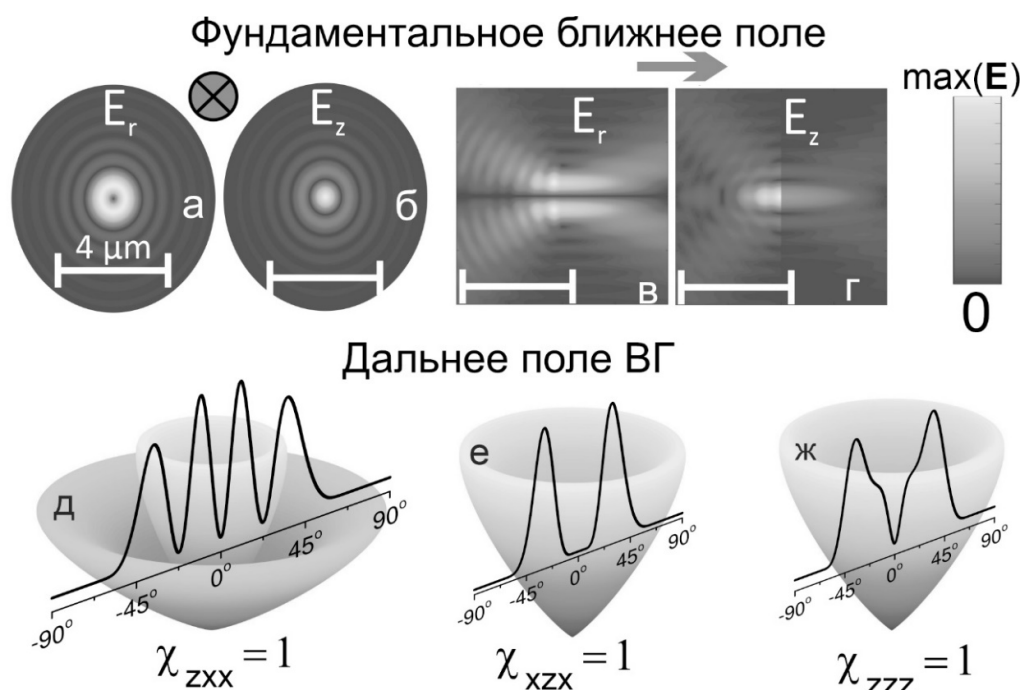


Рис. 1. Распределение компонент электрического поля падающей (фундаментальной) волны вблизи фокуса в поперечной (а, б) и продольной (в, г) плоскостях и диаграммы направленности излучения ВГ для случаев $\chi_{zxx} = 1$ (д), $\chi_{xzx} = 1$ (е), $\chi_{zzz} = 1$ (ж); наложенные кривые – сечение диаграммы направленности как функция полярного угла

Следует отметить, что радиальная и продольная компоненты фундаментального поля имеют различный характер пространственного распределения вблизи фокальной плоскости (см. рис. 1а-г). По этой причине смещение фокальной плоскости объектива от нелинейного интерфейса приводит к изменению вкладов различных компонент $\chi^{(2)}$ в ГВГ, т. е. к изменению формы диаграммы направленности излучения ВГ. Таким образом, помимо очевидного критерия амплитуды сигнала, вид диаграммы направленности излучения ВГ также является критерием фокусировки падающей световой волны на поверхность.

Исследование поддержано Российским научным фондом, проект 21-72-00048.

Список литературы

1. B. Hao, J. Leger. Experimental measurement of longitudinal component in the vicinity of focused radially polarized beam // Opt. Express., vol. 15, № 6, p. 3550, 2007.
2. D.P. Biss, T.G. Brown. Cylindrical vector beam focusing through a dielectric interface // Opt. Express, vol. 9, № 10, p. 490, 2001.
3. A. Ohtsu. Second-harmonic wave induced by vortex beams with radial and azimuthal polarizations // Opt. Commun., vol. 283, № 20, pp. 3831–3837, 2010.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ФОТОННЫХ ПАР С ШИРОКОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПОЛОСОЙ

О.А. Ермишев, М.А. Смирнов, А.Ф. Хайруллин, Н.М. Арсланов *

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева,
Казанский квантовый центр 420111 г. Казань, ул. К. Маркса, д. 10.*

*E-mail: narkis@yandex.ru

На основе численных и аналитических расчетов оптимизирована структура оптических волноводов в нелинейных кристаллах, дисперсионные профили которых позволяют генерировать фотонные пары с большой шириной спектральной полосы. Проведена оценка степени квантовой запутанности генерируемых квантовых состояний света с помощью их разложения по модам Шмидта.

Для интегральных квантовых фотонных устройств большое значение приобретает создание отдельных источников фотонов, интегрированных в оптический чип. При этом такой источник должен обладать возможностью определения и контроля времени вылета одиночного фотона, как, например, в волноводно-резонаторной интегральной системе с квантовой памятью и контролирующим полем [1,2]. Другим перспективным вариантом системы генерации одиночного фотона является использование параметрических процессов спонтанной генерации пар фотонов, что позволяет определять время сигнального фотона по детектированию холостого фотона [3,4]. Генерацию фотонной пары можно осуществлять непосредственно на интегральном волноводе, выполненном на нелинейном кристалле. При этом благодаря влиянию параметров волноводной структуры на дисперсионные характеристики распространяющегося света в таких кристаллах можно создавать условия для генерации фотонных пар с крайне высокой шириной спектрального профиля [5]. Широкий спектр в сочетании с малой шириной полосы корреляции означает высокую степень частотно-временной запутанности, что может быть использовано в методах высокоразмерного кодирования квантовой информации [6].

Было проведено численное моделирование такого интегрального источника в системе COMSOL, на основе которого была оптимизирована структура оптических волноводов в нелинейных кристаллах, дисперсионные профили которых позволяют генерировать фотонные пары с большой шириной спектральной полосы (более 100 ТГц). Также проведена оценка степени квантовой запутанности генерируемых квантовых состояний света с помощью их разложения по модам Шмидта.

Исследование проведено при финансовой поддержке Минобрнауки России Рег. номер НИОКТР 121020400113-1.

Список литературы

1. Macha T. et al. Nonadiabatic storage of short light pulses in an atom-cavity system //Physical Review A. – 2020. – Т. 101. – №. 5. – С. 053406.
2. Arslanov N. M., Moiseev S. A. Fast Quantum Memory on a Single Atom in a High-Q Cavity //Journal of Russian Laser Research. – 2021. – Т. 42. – №. 4. – С. 378-387.
3. Signorini S., Pavesi L. On-chip heralded single photon sources //AVS Quantum Science. – 2020. – Т. 2. – №. 4. – С. 041701.
4. Petrovkin K. V. et al. Broadband quantum light on a fiber-optic platform: from biphotons and heralded single photons to bright squeezed vacuum //Laser Physics Letters. – 2019. – Т. 16. – №. 7. – С. 075401.
5. Javid U. A. et al. Ultrabroadband Entangled Photons on a Nanophotonic Chip //Physical review letters. – 2021. – Т. 127. – №. 18. – С. 183601.
6. Bessire B. et al. Versatile shaper-assisted discretization of energy–time entangled photons //New journal of physics. – 2014. – Т. 16. – №. 3. – С. 033017.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ МЕТОДА КАЛИБРОВКИ ВОЛОКОННОГО VISAR НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА – БРИЛЛЮЭНА

А.А. Тавлеев^{1*}, П.В. Кубасов¹, В.Г. Каменев¹, Ю.Д. Арапов¹

¹Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н.Л. Духова»
127030, г. Москва, ул. Суцёвская, д. 22
* E-mail: alaltav@mail.ru

Представленная работа направлена на решение задачи по созданию универсального метода калибровки лазерно-оптических измерительных комплексов и на расширение рабочего диапазона измеряемых скоростей. В докладе приводятся результаты оценок и экспериментальных исследований влияния нелинейных оптических эффектов на основе вынужденного рассеяния света в оптических волокнах на характеристики доплеровских лазерных систем диагностики типа VISAR.

Принцип работы создаваемого устройства основан на возникновении нелинейного эффекта вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) под воздействием лазерного излучения в оптических волокнах. В результате выполненной работы на основе рассмотрения параметров нелинейного эффекта в оптических трактах при различных условиях, сформулированы концепции метода калибровки измерительных комплексов типа VISAR.

При проведении газодинамических экспериментов применяются лазерно-интерферометрические приборные комплексы на основе эффекта Доплера. В настоящее время не существует поверочных стендов на основе эталонов скорости для измерительных комплексов, регистрирующих параметры быстропротекающих процессов. Существующие приборные комплексы поверяются как средства измерений частоты модуляции оптических сигналов. Поэтому создание поверочного стенда на основе эталонов скорости является актуальной задачей.

Наиболее простым способом является регистрация яркости интерференционного поля фотоприёмником при условии параллельности волновых фронтов разных плеч интерферометра. При сложении двух волн с близкими частотами образуются биения.

В схеме VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) фотоприемник регистрирует интенсивность биений, возникающих при интерференции лазерных лучей, отраженных от движущейся поверхности в разные моменты времени. Упрощенная схема лазерной измерительной системы, выполненной по схеме Fixed Cavity VISAR приведена на (рис. 1).

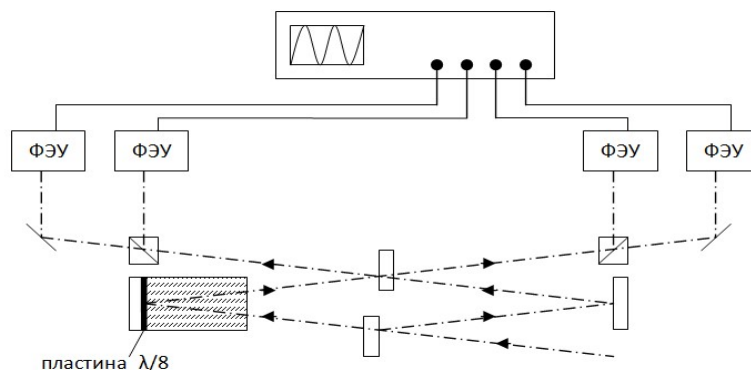


Рис. 1. Схема Fixed Cavity VISAR

Отраженный от контролируемой поверхности либо выходящий из оптического волокна свет собирается линзой в квазипараллельный пучок и направляется в интерферометр. В нём свет расщепляется светоделителем на два луча равной интенсивности, которые направляются в оптически симметричные "плечи" интерферометра. Одно из плеч содержит стеклянную линию задержки, вследствие чего время двукратного про-

хождения света в этом плече больше, чем в противоположном, на некоторую величину Δt . После отражения от зеркал оба луча возвращаются на светоделитель, где происходит их наложение и интерференция. Для выполнения требования параллельности волновых фронтов геометрические пути света в двух плечах интерферометра должны различаться на строго определенную величину (1):

$$\Delta h = h \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (1)$$

где h , n – длина и показатель преломления линии задержки.

В этом случае время задержки равно (2):

$$\tau_3 = \frac{2h}{c} \left(n - \frac{1}{n} \right) \quad (2)$$

где c – скорость света в вакууме.

В последнее время широкое распространение получает волоконная схема данного интерферометра. Вариант её реализации, использованный в работе совместно со стандартом калибровочных сигналов приведён на рис. 2.

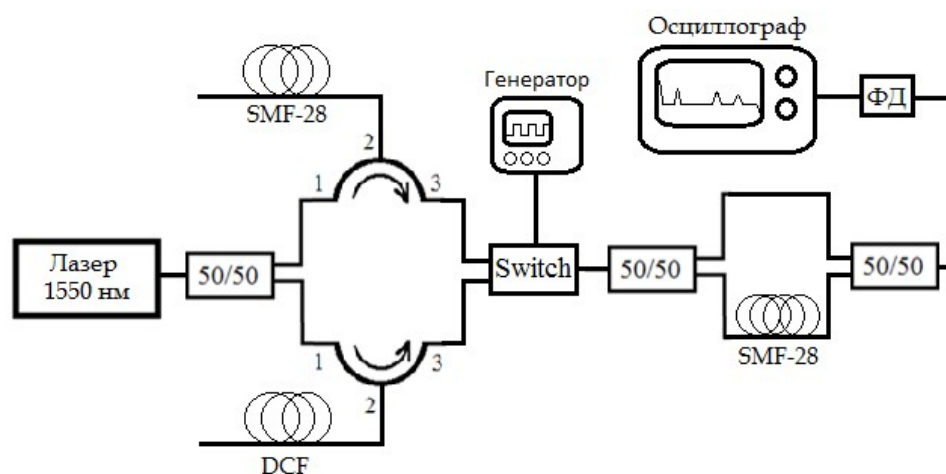


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

Излучение эрбиевого лазера (1550 нм) поступает на делитель и распределяется между двумя волокнами в отношении 1:1. Рассеянное назад ВРМБ-излучение от обеих катушек возвращается через циркуляторы и поступает на два входа волоконного переключателя. Волоконный переключатель управляется последовательностью прямоугольных импульсов, подаваемых с электрического генератора, и попеременно переключается между двумя входами, подавая на выход сигнал то с первого, то со второго канала. При этом на выходе формируются световые прямоугольные импульсы разной частоты, непрерывно сменяющие друг друга. Этот сигнал далее подаётся на делитель и распределяется по двум плечам волоконного интерферометра. Одно из плеч напрямую соединено с сумматором, второе – содержит волоконную линию задержки.

При суммировании сигналов с двух плеч, благодаря наличию линии задержки, происходит смешивание сигналов с двумя разными частотами и их интерференция в форме биений. Сигнал биений поступает на высокочастотный фотоприёмник и далее регистрируется осциллографом.

Таким образом, предложена оригинальная схема, позволяющая формировать калибровочные линии в лазерно-интерферометрических приборных комплексах типа VISAR, проведено экспериментальное макетирование данной схемы совместно со схемой регистрации VISAR и экспериментально подтверждена работоспособность предложенного решения, экспериментально получена доплеровская линия на частоте 1,122 ГГц, которая соответствует скорости 800 м/с.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ВТОРИЧНОГО ПЕРЕНОСА И КЛАСТЕРИЗАЦИИ ЭРБИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ МАЛОМОДОВОГО ИТТЕРБИЙ-ЭРБИЕВОГО УСИЛИТЕЛЯ

Ф. Р. Якупов^{1,2*}, М. А. Черников², А. И. Баранов^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

141701, Российская Федерация, Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

*E-mail: iakupov.fr@phystech.edu

²ООО НТО «ИРЭ-Полус»

141190, Российская Федерация, Фрязино, пл. Введенского, д.3

В работе приведены результаты экспериментального и теоретического исследования процессов, возникающих в усилителе на основе волокна, легированного ионами иттербия и эрбия (ytterbium-erbium doped fiber amplifiers, YEDFA). Среди них процессы апконверсии (up-conversion, UC), перенос возбуждения от ионов иттербия ионам эрбия (energy transfer, ET), в том числе на возбужденный уровень (secondary energy transfer, SET). Предложенная модель позволяет анализировать режимы работы усилителя и оптимизировать его параметры. При включении в модель вторичного переноса и кластеризации эрбия парами достигается соответствие результата расчета с экспериментальными данными в широком диапазоне мощностей входных сигнала и накачки.

Лазерные источники и усилители инфракрасного диапазона (ИК) широко применяются в задачах телекоммуникации, технологиях обработки материалов и др. Лазерное излучение 1.55 μm особенно привлекательно, так как кварц имеет минимум поглощения на этих длинах волн. Лазерные источники и усилители на основе волокон, легированных ионами иттербия и эрбия, широко используются для генерации и усиления излучения этого спектрального диапазона. Однако, есть несколько эффектов, критическим образом влияющих на эффективность таких усилителей.

В YEDFA выходное излучение лазерных диодов ($\sim 960 \text{ nm}$) используется в качестве накачки, которое поглощается ионами иттербия. От ионов иттербия возбуждение передается ионам эрбия (ET), которые безызлучательно релаксируют на уровень $^4\text{I}_{13/2}$ с широким спектром люминесценции в окрестности 1.55 μm [1, 2]. Так как ионы эрбия имеют большое количество энергетических уровней, возникают процессы апконверсии (UC) [3], перенос энергии от иттербия возбужденному эрбию (SET) [4]. Помимо этого, для уменьшения влияния нелинейных эффектов необходимо уменьшить длину активного волокна. Следовательно, требуется увеличить концентрацию активных ионов, однако, при достижении определенной концентрации ионы эрбия начинают объединяться в кластеры. В кластерах, ввиду сильного взаимодействия ионов между собой, процессы UC протекают значительно быстрее.

В научной литературе процессы ET, SET, UC и кластеризации широко освещены по-отдельности для случая одномодовых усилителей как с теоретических, так и с экспериментальных позиций. В данной работе представлена модель, в основе которой лежат скоростные уравнения [1], учитывающие пространственное распределение интенсивности поперечных оптических мод (случай маломодового излучения), профиль легирования, профиль показателя преломления и паразитные отражения от торцов усилителя.

В хорошо известных скоростных уравнениях слагаемое (число провзаимодействовавших ионов иттербия или эрбия в единице объема в единицу времени), описывающее ET, имеют вид:

$$C_{\text{ET}} \times N_1 \times N_2,$$

где N_1 и N_2 плотности населенности уровней $\text{Yb}(^2\text{F}_{5/2})$ и $\text{Er}(^4\text{I}_{15/2})$ соответственно. В представленную в работе модель включены слагаемые, описывающие SET:

$$C_{\text{SET}} \times N_1 \times N_3,$$

где N_1 и N_3 плотности населенности уровней $\text{Yb}(^2\text{F}_{5/2})$ и $\text{Er}(^4\text{I}_{13/2})$ соответственно.

В модели рассматриваются кластеры, состоящие из двух ионов эрбия. Учитываются уровни ${}^4I_{15/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ и, как следствие, два состояния кластера – оба иона в ${}^4I_{15/2}$ (первое состояние), один в ${}^4I_{15/2}$, другой в ${}^4I_{13/2}$ (второе состояние). В случае, если оба иона оказываются в состоянии ${}^4I_{13/2}$, мгновенно (с точки зрения времени процессов, учитываемых в модели) протекает процесс УС, приводящий к тому, что один ион оказывается в ${}^4I_{15/2}$. По этой причине в рамках модели такое состояние невозможно.

Численное решение представленных уравнений позволяет рассчитывать спектр выходного излучения (рис. 1), эффективность и модовый состав выходного излучения для различных конфигураций усилителя (к примеру, для различных длин активного волокна) в широком диапазоне мощностей накачки и сигнала.

В работе рассмотрен подход, позволяющий делать оценки параметров ET, SET, УС и степени кластеризации, необходимых для расчета, на основе экспериментальных данных.

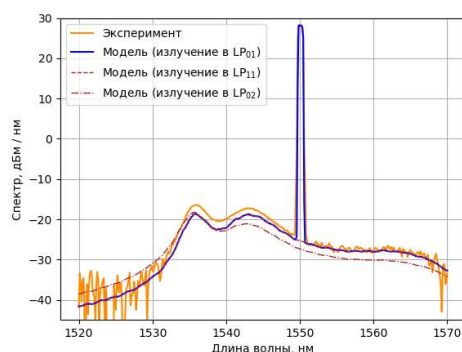


Рис. 1. Спектр выходного излучения усилителя, полученный в эксперименте, и спектры сигнала и усиленной спонтанной люминесценции в различных модах, рассчитанные с помощью модели.

Сопоставление экспериментальных данных и результатов моделирования (спектры усиления, зависимости мощностей выходного сигнала и усиленной спонтанной люминесценции от мощности накачки) демонстрирует важность учета вторичного переноса между активными ионами и кластеризации. В случае, если отказаться от учета этих процессов, эффективность усилителя становится завышенной.

Список литературы

1. M. Karasek, Optimum design of Er³⁺-Yb³⁺ codoped fibers for large-signal high-pump-power applications // IEEE J. Quantum Electron., vol. 33, pp. 1699–1705, 1997.
2. S. Taccheo, G. Sorbello, S. Longhi, and P. Laporta, Measurement of the energy transfer and upconversion constants in Er–Yb-doped phosphate glass // Opt. Quantum Electron., vol. 31, pp. 249–262, 1999.
3. P. Myslinski, D. Nguyen, and J. Chrostowski, Effects of concentration on the performance of erbium-doped fiber amplifiers // J. Light. Technol., vol. 15, pp. 112–120, 1997.
4. G. A. Sefler, W. D. Mack, G. C. Valley, and T. S. Rose, Secondary energy transfer and nonparticipatory Yb³⁺ ions in Er³⁺-Yb³⁺ high-power amplifier fibers // JOSA B, vol. 21, pp. 1740–1748, 2004.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ПОМОЩИ ГЕНЕРАТОРА ПИРСА

К. В. Зотов^{1*}, И. В. Грищенко^{1,2}, О.А. Рябушкин²

¹*Московский физико-технический институт (государственный университет)
141701, Российская Федерация, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9*

*E-mail: kirill.zotov@phystech.edu

²*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)
141190, Российская Федерация, Фрязино, пл. Введенского, д. 1*

Представлен метод измерения оптического поглощения нелинейно-оптических кристаллов, основанный на пьезоэлектрической резонансной лазерной калориметрии. Исследуемый нелинейный кристалл используется в качестве частотно-селективного элемента в контуре обратной связи РЧ автогенератора. Резонансная частота, в таком случае, легко определяется по частоте генерируемых колебаний. Предложенный метод наряду с традиционной пьезоэлектрической резонансной лазерной калориметрией был использован для измерения коэффициента оптического поглощения кристалла трибората лития при воздействии мощного лазерного излучения.

Одним из основных факторов, ограничивающих выходную мощность после нелинейного преобразования частоты, является оптическое качество используемого нелинейного кристалла. В случае излучения большой мощности даже малое поглощение может привести к значительному неравномерному нагреву кристалла и нарушению условий фазового синхронизма. Таким образом, важно определять коэффициенты оптического поглощения нелинейно-оптических кристаллов, а также контролировать их температуру при лазерном воздействии. Однако использование традиционных датчиков температуры, таких как термодпары и термисторы, нежелательно, так как они поглощают рассеянное лазерное излучение, что приводит к дополнительному нагреву и искажает измерения.

Метод пьезорезонансная лазерной калориметрии (ПРЛК) [1] использует пьезоэлектрические свойства нелинейно-оптических кристаллов. Для оценки изменения температуры кристалла при взаимодействии с лазерным излучением используется эквивалентная температура, рассчитываемая по изменению резонансной частоты [2]. В традиционной методике ПРЛК частота резонанса определяется измерением частотного отклика кристалла, что требует применения синхронного детектирования и сканирования частоты в широком диапазоне (~1 кГц). Мы предлагаем использовать нелинейно-оптический кристалл в качестве частотно-селективного элемента в цепи обратной связи РЧ автогенератора (например, генератора Пирса). В таком случае частоту пьезоэлектрического резонанса можно будет определить, измеряя частоту выходных колебаний генератора.

Зависимость коэффициента оптического поглощения кристалла трибората лития на длине волны 1070 нм в диапазоне 100 – 500 Вт была измерена предложенной методикой и классической методикой ПРЛК. Кристалл помещался на две пластины из плавленого кварца между двумя электродами из медной проволоки. Этот конденсатор использовался в схеме генератора Пирса с цифровым инвертором в качестве усилителя (рис.1). Для измерений по классической методике ПРЛК он был подключен к внешнему РЧ генератору и синхронному детектору.

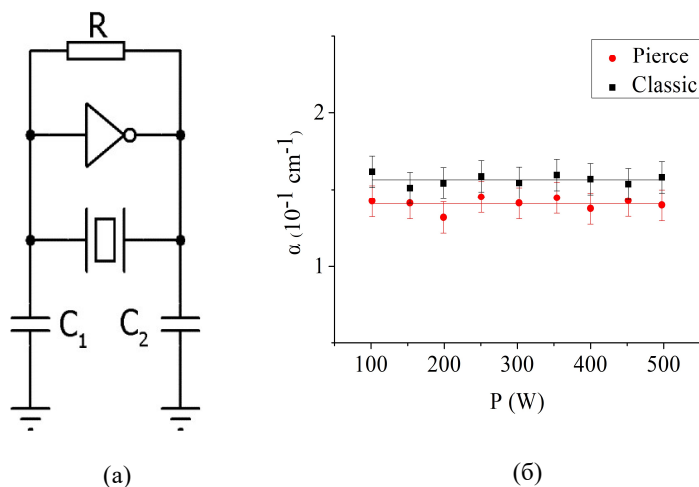


Рис. 1. (а) – схема генератора Пирса с логический инвертором в качестве усилителя,
 (б) - зависимость коэффициента оптического поглощения от мощности лазерного излучения.

Результаты измерений представлены на рис. 1б. Из приведенного графика следует, что коэффициент оптического поглощения кристалла трибората лития не зависит от мощности лазерного излучения в диапазоне 100–500 Вт. Значение коэффициента поглощения, полученное предложенной методикой $\alpha_{\text{Pierce}} = (1,56 \pm 0,10) \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, полученное классическим методом ПРЛК $\alpha_{\text{class}} = (1,41 \pm 0,10) \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Значения, полученные двумя методами, совпадают в пределах погрешности.

Список литературы

1. Ryabushkin O. A. et al. Acousto-Resonance Spectroscopy of Nonlinear-Optical Crystals in Process of Laser Frequency Conversion //Journal of Modern Physics. – 2013. – Т. 4. – №. 5. – С. 23-28.
2. Ryabushkin O. A. et al. Equivalent temperature of nonlinear-optical crystals interacting with laser radiation //Journal of the European Optical Society-Rapid publications. – 2011. – Т. 6.

Научное издание

**Енисейская Фотоника – 2022.
Всероссийская научная конференция
с международным участием.**

Тезисы докладов.

Т. 1

Сдано в набор 25.08.22
Подписано в печать 03.09.22
Формат 60×84/16. Гарнитура Таймс.
Объем 12,4 усл. печ. л.
Тираж 250 экз.
Издательство ИФ СО РАН

Отпечатано в типографии И.П. Дворядкина И.Д.
г. Красноярск, Академгородок, 50, стр. 28, оф. 156
тел. 290-72-32, 8-963-180-99 76
e-mail: darma@akadem.ru