

ХII международный симпозиум  
по фотонному эхо и когерентной  
спектроскопии (ФЭКС-2021)  
памяти профессора  
Виталия Владимировича  
САМАРЦЕВА

СБОРНИК ТЕЗИСОВ  
ЭЛЕКТРОННОЕ ИЗДАНИЕ



г. Казань  
25 – 30 октября 2021 г.

**ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук»  
Академия наук Республики Татарстан  
Казанский (Приволжский) федеральный университет  
Институт спектроскопии Российской академии наук  
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
Московский педагогический государственный университет**

**ХII МЕЖДУНАРОДНЫЙ СИМПОЗИУМ  
ПО ФОТОННОМУ ЭХО И КОГЕРЕНТНОЙ  
СПЕКТРОСКОПИИ (ФЭКС-2021)  
ПАМЯТИ ПРОФЕССОРА  
ВИТАЛИЯ ВЛАДИМИРОВИЧА  
САМАРЦЕВА**



**СБОРНИК ТЕЗИСОВ  
ЭЛЕКТРОННОЕ ИЗДАНИЕ**

**г. Казань  
25 – 30 октября 2021 г.**

УДК 535.3  
ББК 22.343

**ХII международный симпозиум по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (ФЭКС-2021) памяти профессора Виталия Владимировича САМАРЦЕВА:** Сборник тезисов. г. Казань, 25-30 октября 2021 г. / под ред. д.ф.-м.н., проф. РАН А.А. Калачева и д.ф.-м.н., проф. РАН А.В. Наумова [Электронное издание]. – Москва: Тривант, 2021. – 446 с.: ил.

ISBN 978-5-89513-501-3

В сборнике представлены материалы ХII международного симпозиума по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (ФЭКС – 2021), посвященного памяти профессора Виталия Владимировича Самарцева. Симпозиум ФЭКС-2021 был организован Федеральным исследовательским центром «Казанский научный центр Российской академии наук» в сотрудничестве с Академией наук Республики Татарстан, Казанским (Приволжским) федеральным университетом, Институтом спектроскопии Российской академии наук, Физическим институтом им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Московским педагогическим государственным университетом и проходил в период с 25 по 30 октября 2021 г. в Казани. С 27 по 29 октября 2021 г. совместно с ФЭКС-2021 была организована XXV юбилейная международная молодежная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Генеральным спонсором мероприятия выступило ООО «Компания «АЗИМУТ ФОТОНИКС».

ФЭКС-2021 продолжает серию конференций по актуальным проблемам когерентной и квантовой оптики и оптической спектроскопии, которые проводятся в РФ при участии представителей зарубежных научно-исследовательских коллективов. Первый и второй симпозиумы были организованы в Казани в 1973 и 1981 гг. В дальнейшем ФЭКС стал проводиться раз в 4 года (1985 – Харьков, 1989 – Куйбышев, 1993 – Волга-лазер-тур, 1997 – Йошкар-Ола, 2001 – Новгород Великий, 2005 – Калининград, 2009 – Казань, 2013 – Йошкар-Ола, 2017 – Калининград). Основные научные направления работы симпозиума: актуальные проблемы когерентной и квантовой оптики; фотонное эхо; оптические когерентные и кооперативные явления; эффекты нелинейного взаимодействия излучения с веществом; материалы и методы фотоники; спектроскопия ультрабыстрых процессов; спектроскопия и микроскопия квантовых излучателей; квантовая оптика и квантовые технологии; атомная оптика и нанооптика; плазмоника и нанофотоника.

Материалы сборника могут представлять интерес для ученых и специалистов, работающих в области когерентной, нелинейной и квантовой оптики, оптической спектроскопии и смежных дисциплин, а также студентов и аспирантов, желающих получить представление о последних научных достижениях в данной области естествознания.

Постоянный web-адрес международного симпозиума по фотонному эхо и когерентной спектроскопии: [www.pecs.su](http://www.pecs.su).

© Казанский (Приволжский) федеральный университет, 2021

© ФИЦ «Казанский научный центр РАН», 2021

© Институт спектроскопии РАН, 2021

© Авторы, 2021

**Организаторы**

ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук» (ФИЦ КазНЦ РАН)  
 Академия наук Республики Татарстан (АН РТ)  
 Казанский (Приволжский) федеральный университет (КФУ)  
 Институт спектроскопии Российской академии наук (ИСАН)  
 Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)  
 Московский педагогический государственный университет (МПГУ)

**Программный комитет**

**Сопредседатель:** Калачев А.А. – д.ф.-м.н., проф. РАН, директор ФИЦ КазНЦ РАН, зав. кафедрой КФУ (Казань)

**Сопредседатель:** Наумов А.В. – д.ф.-м.н., проф. РАН, руководитель ТОП ФИАН, зав. отделом ИСАН, зав. кафедрой МПГУ (Москва)

**Ученый секретарь:** Каримуллин К.Р. – к.ф.-м.н., с.н.с. ИСАН, МПГУ, ФИАН (Москва)

**Члены программного комитета:**

Акимов Пуа (TU Dortmund, Germany)	Кулик С.П. (МГУ, Москва)
Андреев А.В. (МГУ, Москва)	Маймистов А.И. (НИЯУ МИФИ, Москва)
Белоненко М.Б. (ВГУ, Волгоград)	Масалов А.В. (ФИАН, Москва)
Bushev P. (Univ. Saarland, Germany)	Наумов А.В. (ИСАН/МПГУ/ФИАН, Москва)
Виноградов Е.А. (ИСАН, Москва)	Попов И.И. (ПГТУ, Йошкар-Ола)
Долгих Г.И. (ТОИ ДВО РАН, Владивосток)	Пранц С.В. (ТОИ ДВО РАН, Владивосток)
Задков В.Н. (ИСАН, ВШЭ, Москва)	Pchenitchnikov M. (Groningen, Netherlands)
Калачев А.А. (ФИЦ КазНЦ РАН, Казань)	Rebane A. (Montana University, USA)
Кандидов В.П. (МГУ, Москва)	Рубцова Н.Н. (ИФП СО РАН, Новосибирск)
Козлов С.А. (ИТМО, Санкт-Петербург)	Сазонов С.В. (НИЦ КИ, Москва)
Колачевский Н.Н. (ФИАН, Москва)	Салахов М.Х. (АН РТ, Казань)
Котова С.П. (ФИАН, Самара)	Федоров М.В. (ИОФАН, Москва)
Kocharovskaya O. (Texas A&M Univ., USA)	Чекалин С.В. (ИСАН, Москва)
Kroll S. (University of Lund, Sweden)	Чиркин А.С. (МГУ, Москва)

**Организационный комитет**

**Председатель:** Калачев А.А. – д.ф.-м.н., проф. РАН, директор ФИЦ КазНЦ РАН (Казань)

**Заместитель председателя:** Латыпов И.З. – к.ф.-м.н., зав. лаб. ФИЦ КазНЦ РАН (Казань)

**Секретарь оргкомитета:** Шмелев А.Г. – к.ф.-м.н., с.н.с. ФИЦ КазНЦ РАН (Казань)

**Члены организационного комитета:**

Акатьев Д.О.	ФИЦ КазНЦ РАН	Магарян К.А.	МПГУ, ИСАН
Аржанов А.И.	МПГУ, ИСАН	Митрофанова Т.Г.	ФИЦ КазНЦ РАН
Голованова А.В.	ИСАН, МПГУ	Никифоров В.Г.	ФИЦ КазНЦ РАН
Жарков Д.К.	ФИЦ КазНЦ РАН	Савостьянов А.О.	ИСАН, ФИАН
Каримуллин К.Р.	ИСАН, МПГУ, ФИАН	Турайханов Д.А.	ФИЦ КазНЦ РАН
Леонтьев А.В.	ФИЦ КазНЦ РАН	Шкаликов А.В.	ФИЦ КазНЦ РАН
Лозинг Н.А.	ИСАН, МПГУ, ВШЭ	Шмелев А.Г.	ФИЦ КазНЦ РАН



**Самарцев Виталий Владимирович (29.10.1939 – 18.07.2021)**

Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук», заслуженный деятель науки Республики Татарстан и Российской Федерации, основатель и бессменный руководитель международного симпозиума по фотонному эху и когерентной спектроскопии и международных чтений по квантовой оптике

Из решения симпозиума ФЭКС-2021:

В работе симпозиума приняли участие специалисты научно-исследовательских институтов и высших учебных заведений РФ, а также представители зарубежных научно-исследовательских организаций и университетов – всего 160 участников из 45 организаций (из них 94 – молодые ученые, студенты и аспиранты в возрасте до 35 лет). Представлено: 11 пленарных лекций, 15 приглашенных докладов, 74 устных доклада, 55 стендовых докладов; всего – около 300 авторов из 12 стран (РФ, Беларусь, Узбекистан, Украина, Израиль, Испания, Германия, Нидерланды, Польша, Румыния, США, Швеция).

На заключительном заседании 30 октября 2021 года участники ФЭКС-2021 единогласно проголосовали за принятие следующего решения:

...

5. Учитывая предложение программного и организационного комитетов присвоить международному симпозиуму по фотонному эху и когерентной спектроскопии и международным чтениям по квантовой оптике общее название: «Самарцевские Чтения» и проводить их в дальнейшем каждые два года как одно мероприятие.

6. Сформировать постоянно действующий программный комитет международной научной конференции «Самарцевские чтения» из числа ведущих российских и зарубежных специалистов, работающих в области когерентной, нелинейной и квантовой оптики, и поручить ему организацию и проведение «I Самарцевских Чтений (ФЭКС/IWQO-2023)» (международное название: 1st Samartsev Workshop (PECS/IWQO-2023)) осенью 2023 года в г. Светлогорск Калининградской области.

Казань, 30.10.2021 г.

## Оглавление

<b>ПРИГЛАШЕННЫЕ И ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ .....</b>	<b>17</b>
<b>СПИН-ЗАВИСИМОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ И ТОЧКАХ</b>	
И.А. Акимов.....	18
<b>СВЕТОВЫЕ ПУЛИ В ГРАФЕНОВЫХ СИСТЕМАХ: ОТ ИДЕАЛЬНЫХ СИСТЕМ К РЕАЛЬНЫМ</b>	
М.Б. Белоненко, Н.Н. Конобеева .....	20
<b>КОГЕРЕНТНАЯ РАДИООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ</b>	
В.В. Белых.....	22
<b>НЕЛОКАЛЬНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КУБИТА С РЕЗЕРВУАРОМ И ИХ СОБСТВЕННЫЕ ВЕКТОРА СОСТОЯНИЙ</b>	
Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина .....	24
<b>НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДАХ</b>	
И.В. Дзедолик .....	29
<b>ЛАЗЕРНО-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ</b>	
Г.И. Долгих .....	31
<b>МЕРЦАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ</b>	
И.Ю. Еремчев, М.А. Князева, А.О. Тарасевич, А.В. Наумов .....	33
<b>ТЕОРИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ</b>	
А.М. Камчатнов.....	35
<b>СЮРПРИЗЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ ИМПУЛЬСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ</b>	
М.В. Мельник, А.Н. Цыпкин, А.А. Дроздов, И.Р. Арцер, М.С. Гусельников, А.О. Исмагилов, И.О. Воронцова, М.О. Жукова, С.А. Козлов .....	37
<b>КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДИНОЧНЫХ ИОНОВ</b>	
Н.Н. Колачевский .....	40
<b>МАНИПУЛЯЦИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ В ОПТИКО-КОНВЕКТИВНЫХ ЛОВУШКАХ</b>	
С.П. Котова, А.В. Коробцов, Н.Н. Лосевский, А.М. Майорова, С.А. Самагин .....	41
<b>КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ: ЧТО ПРОИСХОДИТ В РОССИИ И В МИРЕ</b>	
С.П. Кулик .....	45
<b>ФАНТОМНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ В КЛАССИЧЕСКОМ И КВАНТОВОМ СВЕТЕ</b>	
С.А. Магницкий.....	47

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ СРЕД С ТОПОЛОГИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ	
А.И. Маймистов.....	50
СОСТОЯНИЯ ШРЕДИНГЕРОВСКОГО КОТА В ПРОЦЕССЕ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ	
Р. Сингх, Г.Г. Амосов, А.В. Масалов .....	52
В.В. САМАРЦЕВ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА	
А.В. Масалов .....	55
ТЕОРЕМА ПЛОЩАДЕЙ ФОТОННОГО ЭХА В РЕЗОНАТОРЕ И ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ СРЕДЕ	
С.А. Моисеев, Р.В. Урманчеев.....	57
О ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНАХ В НЕРАВНОВЕСНЫХ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СРЕДАХ	
С.В. Сазонов .....	61
ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА СЛАБЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ОТКЛИКОВ АНСАМБЛЕЙ НАНОЧАСТИЦ	
Я.А. Фофанов, В.В. Манойлов, И.В. Заруцкий, А.С. Курапцев.....	65
ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ, РАСПРОСТРАНЕНИЯ И САМОВОССТАНОВЛЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ В ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ	
С.В. Чекалин, Е.Д. Залозная, А.Е. Дормидонов, В.П. Кандидов, В.О. Компанец, А.А. Мельников.....	68
СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МНОГОПИКСЕЛЬНОЙ АМПЛИТУДНОЙ И ФАЗОВОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ КОГЕРЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
А.С. Чиркин, Д.П. Агапов, П.П. Гостев, С.А. Магницкий .....	72
СПИНОВАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В КРИСТАЛЛАХ И НАНОКРИСТАЛЛАХ ПЕРОВСКИТОВ	
Д.Р. Яковлев.....	74
<b>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....</b>	<b>76</b>
АКТИВНЫЕ ОБЪЕКТЫ, ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ И БОЗОН ХИГГСА ВО ФРАКТАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ	
В.С. Абрамов .....	77
ТЕОРИЯ ФАНТОМНЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ФОРМИРУЕМЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИФОТОНОВ СПР-ИСТОЧНИКА	
Д.П. Агапов, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин.....	81
КВАНТОВАЯ МЕТРОЛОГИЯ ЗА ПРЕДЕЛОМ ГЕЙЗЕНБЕРГА В ПРИСУТСТВИИ ПОТЕРЬ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ АТОМНЫХ СОЛИТОНОВ В ПРИСУТСТВИИ ПОТЕРЬ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ АТОМНЫХ СОЛИТОНОВ	
А.П. Алоджанц, Д.В. Царёв, Т.В. Нго .....	84

УНИПОЛЯРНЫЙ СВЕТ: ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ	
Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов .....	88
СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В КОМПЛЕКСНЫХ СЕТЕВЫХ СТРУКТУРАХ	
А.Ю. Баженов, М.М. Никитина, А.П. Алоджанц .....	91
АВТОБАЛАНСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКЕ	
К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов .....	94
ШАБЛОННЫЙ СИНТЕЗ SERS-АКТИВНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ	
С.А. Бедин, Е.П.Кожина .....	96
ИЗМЕРЕНИЕ АЗИМУТА АНИЗОТРОПИИ МЕТОДОМ ФАНТОМНОЙ ПОЛЯРИМЕТРИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИФОТОНОВ	
И.А. Беловолов, Д.П. Агапов, С.А. Магницкий.....	98
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА НА ДИНАМИКУ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА В ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ	
Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко .....	100
РАМАНОВСКАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА КРЕМНИЙ- ВАКАНСИОННЫХ ЦЕНТРАХ В АЛМАЗЕ	
А.Д. Бережной, А.И. Закиров, А.А. Калачев.....	102
НЕПЕРТУБАТИВНОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ МЕТОДОМ ИНТЕГРИРОВАНИЯ ПО ТРАЕКТОРИЯМ	
А.А. Бирюков.....	105
УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ, ДОПИРОВАННЫЕ БОРОМ, КАК ОСНОВА ДЛЯ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ	
С.В. Борознин, И.В. Запороцкова, Н.П. Борознина, Е.С. Дрючков, Ю.В. Бутенко, М.Б. Белоненко .....	107
МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ ДНК ПРИ ДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
А.Н. Бугай .....	109
ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ МОДА В ОПАЛОПОДОБНОМ ПЛАЗМОННО-ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ	
А.Ф. Валитова, А.В. Корюкин, А.Р. Газизов, М.Х. Салахов .....	111
КВАНТОВЫЕ ГЕЙТЫ ДЛЯ КУДИТОВ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ НА ОСНОВЕ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ	
Е.А. Вашукевич, Т.Ю. Голубева, Ю.М. Голубев.....	115
АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ОТРАЖЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ С ВНЕДРЁННЫМ РЕЗОНАНСНЫМ СЛОЕМ	
К.Ю. Веревкина, И.Ю. Верёвкин, В.В. Яцышен, М.Б. Белоненко.....	118

КВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ И УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГИЕЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ	
Р.Х. Гайнутдинов, А.И. Гарифуллин, М.А. Хамадеев .....	120
ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ НА ДИНАМИКУ СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ПРОЗРАЧНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ	
И.Ю. Гейнц, Е.Д. Залозная .....	124
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АНСАМБЛЕЙ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ	
М.Г. Гладуш.....	126
УПРАВЛЯЕМАЯ ИМПУЛЬСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ С ПОМОЩЬЮ ОДНОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК	
Ю. Гладуш, А. Мкртчян, Д. Копылова, Д. Красников, А. Насибулин .....	128
АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ВНЕДРЕНИЯ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧА В ИНТЕРНЕТ ВЕЩЕЙ	
Р.К. Гончаров, А.А. Сантьев, Э.О. Самсонов, В.И. Егоров .....	130
КОМПЛЕКСНЫЕ КЭЛЕРОВЫ МНОГООБРАЗИЯ И КВАНТОВАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ	
А.В. Горохов, Г.И. Ерёменко .....	134
УСТОЙЧИВОСТЬ МЕТОДА ОБРАТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ БЕРНУЛЛИ В ЗАДАЧАХ ФОТОДЕТЕКТИРОВАНИЯ	
П.П. Гостев, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин .....	136
УСИЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК $Ag_2S$ ЗА СЧЕТ ДЕКОРИРОВАНИЯ ИХ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАЗМОННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ Au	
И.Г. Гревцева, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Т.С. Кондратенко, А.С. Перепелица, Т.А. Чевычелова, В.Н. Дерепко .....	139
РАДИАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНОЙ НАНОАНТЕННЫ “КУБ-В-ЧАШКЕ”	
А.В. Грициенко, С.П. Елисеев, Н.С. Курочкин, П.В. Лега, А.П. Орлов, А.С. Ильин, А.Г. Витухновский .....	140
НАБЛЮДЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В АНСАМБЛЯХ NV-ЦЕНТРОВ В АЛМАЗЕ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ	
Р.А. Ахмеджанов, Л.А. Гушин, И.В. Зеленский, В.А. Низов, Н.А. Низов, Д.А. Собгайда	147
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ЯЧЕЙКА КАК ГЕНЕРАТОР СПЕКЛ-СТРУКТУР ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ	
Н.Н. Давлетшин, Д.А. Иконников, В.С. Сутормин, Ф.А. Барон, А.М. Вьюнышев.....	149
ВЫСОКОДОБОТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОРЕЗОНАТОР ИЗ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА	
А.Н. Данилин, Г.Д. Слинков, К.Н. Миньков, В.Е. Лобанов, И.А. Биленко .....	151
ТРЕХМЕРНЫЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ ЭЙРИ-БЕССЕЛЯ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	
Ю.В. Двужилова, И.С. Двужилов, И.А. Челнынцев, Т.Б. Шилов, М.Б. Белоненко .....	155

ПЛАЗМОН-ЭКСИТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СМЕСЯХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS И СЕРЕБРЯНЫХ НАНОСФЕР	
В.Н. Дерепко, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов .....	157
КВАНТОВАЯ КОММУНИКАЦИЯ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ МОДУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
В.И. Егоров, Э.О. Самсонов, В.В. Чистяков, А.В. Козубов, А.А. Гайдаш, С.В. Смирнов, Ф.Д. Киселев, А.Е. Иванова, Б.А. Наседкин, Р.К. Гончаров, Д.Н. Кириченко, Б.Е. Первушин, А.В. Зиновьев, И.М. Филипов, Ю.А. Адам, А.А. Сантьев, Г.П. Мирошниченко, А.Д. Киселёв, С.Э. Хоружников, С.А. Козлов .....	161
ТРЕХМЕРНЫЕ КОМПЛЕКСНЫЕ ВИХРЕВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РЕШЕТКИ	
Д.А. Иконников, С.А. Мысливец, В.Г. Архипкин, А.М. Вьюнышев .....	164
ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ВО ВРЕМЕНИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАЕМЫХ ФОТОНОВ	
Р.Р. Ишкинин, М.А. Хамадеев .....	167
ЭФФЕКТЫ МЕЖМОДОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ДИНАМИКЕ ЛИНДБЛАДА СМЕШАННЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ	
А.Д. Киселев, А.А. Гайдаш, А.В. Козубов, Г.П. Мирошниченко, Раним Али .....	169
АТАКА С КВАНТОВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ: НА ПУТИ К СОВМЕСТНОЙ ОЦЕНКЕ ПРОТОКОЛЬНЫХ И АППАРАТНЫХ УЯЗВИМОСТЕЙ	
А.В. Козубов, А.А. Гайдаш, Г.П. Мирошниченко.....	171
ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В МАССИВЕ ПРИМЕСНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК	
Э.Г. Федоров, Н.Н. Конобеева, М.С. Мохов, Н.Н. Розанов, М.Б. Белоненко .....	173
МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ И ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ В ОПТОВОЛОКОННОЙ СВЯЗИ	
И.А. Кук, Дж. Гибни, И.Р. Габитов .....	175
РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ТРЕХМЕРНОМ НЕУПОРЯДОЧЕННОМ АТОМНОМ АНСАМБЛЕ В ВОЛНОВОДЕ	
А.С. Курапцев, И.М. Соколов .....	179
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ РАСТЯНУТОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА	
Н.М. Лебедев, К.Н. Миньков, И.А. Биленко.....	181
ГЕНЕРАЦИЯ ВЕКТОРНЫХ ПЛАТИКОНОВ И ГИБРИДНЫХ ПЛАТИКОН-СОЛИТОННЫХ КОМПЛЕКСОВ В ВЫСОКОДОБОТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ МОДУЛИРОВАННОЙ НАКАЧКОЙ	
В.Е. Лобанов, А.Е. Шитиков, Р.Р. Галиев, Н.М. Кондратьев.....	185
МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТОВО-ОПТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА КВАНТОВЫХ КОМПЬЮТЕРАХ ИВМ	
С.Д. Манько, Д.Н. Фроловцев, С.А. Магницкий .....	190

УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКЕ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ	
А. Мкртчян, Ю. Гладуш, С. Комракова, П. Ан, А. Голиков, В. Ковалюк, Г. Гольцман, А. Нашибулин .....	193
ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СПЕКТРАХ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ: ОБОБЩЕНИЕ МОДЕЛИ НЕЗАВИСИМЫХ БОЗОНОВ	
Л.Я. Набиева, А.А. Гарифуллин, Р.Х. Гайнутдинов .....	196
РОЛЬ МНОГОФОНОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В АПКОНВЕРСИОННЫХ ПРОЦЕССАХ НАНОЧАСТИЦ YVO <sub>4</sub> : Yb, Er	
В.Г. Никифоров .....	201
СВЕРХБЫСТРОЕ УПРАВЛЕНИЕ СУБВОЛНОВЫМИ РЕШЕТКАМИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ	
А.В. Пахомов, Р.М. Архипов, И.В. Бабушкин, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов.....	203
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ CORE/SHELL СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag <sub>2</sub> S	
А.С. Перепелица, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, И.Г. Гревцева, Т.С. Кондратенко, С.В. Асланов .....	207
НЕСИММЕТРИЧНАЯ КОРРЕКЦИЯ ОШИБОК В СЕТЯХ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧА	
И. Петров, Н. Борисов, А.С. Тайдуганов.....	211
ПРОБЛЕМА ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ НЕКЛАССИЧЕСКОГО МНОГОМОДОВОГО СВЕТА	
Е.Н. Попов, А.И. Трифанов .....	214
ФОТОННОЕ ЭХО НА ЭКСИТОНАХ И ТРИОНАХ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ЛОВУШКАХ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ	
И.И. Попов, К.А. Волков, А.А., Гладышева, А.Г. Козырев, А.Ю. Леонтьев, А.В. Мороз, Н.И. Сушенцов, Р.В. Юсупов.....	217
ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВОЕ БИФОТОННОЕ ПОЛЕ: МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА	
П.А. Прудковский .....	222
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДИАЛЬНОГО ИНДЕКСА ЛАГЕР-ГАУССОВЫХ МОД В МОДЕЛИ РАМАНОВСКОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ	
Д.Д. Решетников, А.С. Лосев .....	226
ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК 2D СВЕРХРЕШЁТКИ ТРЁХУРОВНЕВЫХ $\lambda$ -ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ: ЭФФЕКТЫ ДЕФАЗИРОВКИ СОСТОЯНИЙ	
И.В. Рыжов, А.О. Строганова, Р.Ф. Маликов, А.В. Малышев, В.А. Малышев.....	230
ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ ФУНКЦИОНАЛИЗАЦИИ АМОРФНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПОКРЫТИЙ МЕТОДАМИ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ И ТЕРМО-АССИСТИРУЕМОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА	
С.В. Сапарина, С.С. Харинцев .....	234

ВЛИЯНИЕ ТИПА ПАССИВИРУЮЩЕГО ЛИГАНДА НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОДЕТЕКТОРОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ КОЛЛОИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ HgSe	
Д. Соколова, А.В. Кацаба, С.А. Амброзевич, В.Ф. Разумов .....	238
ОБНАРУЖЕНИЕ КОГЕРЕНТНОЙ ДИНАМИКИ ТЕМНЫХ ЭКСИТОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ InGaAs/GaAs С ПОМОЩЬЮ СПИН-ЗАВИСИМОГО ФОТОННОГО ЭХА	
И.А. Соловьев, Ю.В. Капитонов, И.А. Югова, С.А. Елисеев, Ю.П. Ефимов, В.А. Ловцюс, С.В. Полтавцев .....	241
ВЛИЯНИЕ ВОДНО-МИЦЕЛЛЯРНЫХ СРЕД НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГИДРОФОБНЫХ ПОРФИРИНОВ	
А. Старухин, Ю. Король, Т. Павич, А. Романенко, Л. Гайна .....	243
ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ГАЗАХ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ДВУХЧАСТОТНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА	
С.Ю. Стремоухов, А.В. Андреев	245
КВАНТОВОЕ ХЭШИРОВАНИЕ НА ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЯХ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ	
Д.А. Турайханов, Д.О. Акатьев, А.В. Васильев, Ф.М. Аблаев, А.А. Калачев .....	247
ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СОЛИТОНЫ В КВАДРАТИЧНО НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ	
С.В. Сазонов, Н.В. Устинов .....	251
МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕТИ КВАНТОВОЙ КОММУНИКАЦИИ, ПОСТРОЕННОЙ ПО ТОПОЛОГИИ «ЗВЕЗДА»	
М.А. Фадеев, В.В. Чистяков .....	255
ФАЗОВОЕ УПРАВЛЕНИЕ СТЕПЕНЬЮ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ЗАПУТАННОСТИ БИФОТОНОВ	
Д.Н. Фроловцев, С.А. Магницкий .....	258
УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МАТЕРИАЛАХ С БЛИЗКИМ К НУЛЮ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ	
А.В. Харитонов, С.С. Харинцев .....	260
БЫСТРОЕ СОХРАНЕНИЕ ФОТОННОГО КУБИТА В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ВОЛНОВОДНО РЕЗОНАТОРНОЙ СХЕМЕ	
Ю.А. Харламова, Н.М. Арсланов, С.А. Моисеев .....	264
ЭХО-СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОКОМПОЗИТОВ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ	
О.Х. Хасанов, Г.А. Русецкий, О.М. Федотова, Т.Г. Митрофанова, В.В. Самарцев .....	267
ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕКЛОВАНИЯ ПОЛИМЕРА С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОПЛАЗМОННОЙ МЕТАПОВЕРХНОСТИ	
Е.А. Черных, С.С. Харинцев	269
ОПТИЧЕСКИЕ ЧАСТОТНЫЕ ГРЕБЕНКИ В ЛАЗЕРЕ С ПЕРЕКЛЮЧАЕМЫМ УСИЛЕНИЕМ В РЕЖИМЕ ЗАТЯГИВАНИЯ	
А.Е. Шитиков, В.Е. Лобанов, Н.М. Кондратьев, Е.А. Лоншаков, И.А. Биленко .....	273

## САМОВОЗДЕЙСТВИЕ И ФОРМИРОВАНИЕ АКСИАЛЬНО НЕСИММЕТРИЧНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ В КОЛЬЦЕВОМ ЛАГЕРР-ГАУССОВОМ ПУЧКЕ С ВОЗМУЩЕНИЯМИ

А.А. Дергачев, Ф.И. Сойфер, С.А. Шленов .....277

## КИНЕТИКА НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НОВЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ

А.Г. Шмелев, Е.О. Митюшкин, А.В. Леонтьев, Д.К. Жарков, В.Г. Никифоров, В.С. Лобков .....279

**СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....281**

## КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПСЕВДОТЕПЛОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЫХОДЕ МНОГОМОДОВОГО ВОЛОКНА

Д.П. Агапов, П.П. Гостев, И.А. Беловолов, С.А. Магницкий, Е.А. Мамонов, Д.Н. Фроловцев, А.С. Чиркин .....282

## ПЛОЩАДЬ ЭФФЕКТИВНОГО УСИЛЕНИЯ, КАК ФАКТОР ОПТИМИЗАЦИИ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУР ДЛЯ SERS-СПЕКТРОСКОПИИ

С.Н. Андреев.....284

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК  $Ag_2S$  В ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С НАНОЧАСТИЦАМИ  $TiO_2$ 

С.В. Асланов, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, А.С. Перепелица .....286

## ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СЖАТЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОД ЛАГЕРРА-ГАУССА В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЙНИЯ

Е.Н. Башмакова, Е.А. Вашукевич, Т.Ю. Голубева, Ю.М. Голубев .....292

## ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ НИТРИДА И ОКСИНИТРИДА ЦИРКОНИЯ С БЛИЗКОЙ НУЛЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

А.Р. Газизов, М.Х. Салахов, С.С. Харинцев .....295

## ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТОПОЛОГИЙ НА СТОЙКОСТЬ ОДНОНАПРАВЛЕННОГО КЛЮЧЕВОГО ТРАНСПОРТА В МАГИСТРАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ СЕТЯХ

А.А. Гайдаш, А.В. Козубов, Г.П. Мирошниченко.....299

## ЗАТЯГИВАНИЕ ЛАЗЕРА НА МШГ РЕЗОНАТОР С ЗЕРКАЛОМ

Р.Р. Галиев, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, И.А. Биленко .....302

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В МАССИВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Е.Н. Галкина, М.Б. Белоненко.....304

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДЕЛИТЕЛЯ ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДА ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

Л.Р. Гилязов, М.Э. Сибгатуллин, Н.М. Арсланов .....308

## ЦИФРОВЫЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ И АНАЛИЗА АСМ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПОЛИМЕРНЫХ ТРЕКОВЫХ МЕМБРАН

А.В. Голованова, А.И. Аржанов, М.А. Домнина, К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов .....311

## УСИЛЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЧАСТОТНЫЕ ГРЕБЕНКИ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ЗАТЯГИВАНИЯ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ С НОРМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

А.Е. Шитиков, В.Е. Лобанов, К.Н. Миньков, Н.М. Кондратьев, И.К. Горелов,  
И.А. Биленко .....313

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ СЖАТЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И МЕТОДА РЕДУКЦИИ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ МНОГОМОДОВОГО ВОЛОКНА

П.П. Гостев, Д.А. Балакин, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин .....317

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АП-КОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОРОШКОВ  $\text{SrF}_2:\text{Ho}$  И  $\text{SrF}_2:\text{Ho}, \text{Yb}$  ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ НА УРОВЕНЬ  $^5\text{I}_7$  ИОНОВ  $\text{Ho}^{3+}$ 

С.В. Гущин, С.В. Кузнецов, А.А. Ляпин, В.Ю. Пройдакова, П.А. Рябочкина, П.П. Федоров,  
М.В. Чернов .....320

## ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ КРИВОЙ НАСЫЩЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

А.И. Давлетханов, Ю.Г. Гладуш, А.А. Мкртчян, А.Г. Насибулин .....323

## УНИВЕРСАЛЬНЫЙ И ДОСТУПНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С БОЛЬШИМ ЗНАЧЕНИЕМ ОБЛАСТИ СВОБОДНОЙ ДИСПЕРСИИ

Н.Ю. Дмитриев, К.Н. Миньков, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, А.Н. Данилин,  
И.А. Биленко .....326

## ОДНОФОТОННЫЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ МИКРОПОЛОСКОВЫЙ ДЕТЕКТОР С РАЗРЕШЕНИЕМ ЧИСЛА ФОТОНОВ

М.А. Дрязгов, Н.О. Симонов, Ю.П. Корнеева, А.А. Корнеев .....330

СИНТЕЗ И ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В АПКОНВЕРСИОННЫХ НАНОЧАСТИЦАХ  $\text{Yb}, \text{Er}:\text{YVO}_4$ 

Д.А. Клезович, К.В. Писцова, А.В. Пашкевич, О.Х. Хасанов, Д.К. Жарков, Н.М. Лядов,  
А.Л. Шмакова, А.Г. Шмелев, А.В. Леонтьев, В.Г. Никифоров .....334

## УМЕНЬШЕНИЕ ОШИБКИ ТЕЛЕПОРТАЦИИ С ПОМОЩЬЮ КУБИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ЗАТВОРА

Э.Р. Зинатуллин, С.Б. Королев, Т.Ю. Голубева .....336

## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОВ МЕТОДОМ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

А.В. Казанцева, С.С. Харинцев .....339

## ВЛИЯНИЕ МАТРИЦЫ И ПОВЕРХНОСТИ НА ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НАНОКОМПОЗИТАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ: ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

А.И. Аржанов, Е.П. Кожина, К.А. Магарян, К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов .....341

ДВА МЕХАНИЗМА МЕРЦАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ КОЛЛОИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSeS/ZnS	
М.А. Князева, А.О. Тарасевич, И.Ю. Еремчев, А.В. Наумов .....	344
SERS-СПЕКТРОСКОПИЯ НА МИКРОТРЕЩИНАХ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ ТРЕКОВЫХ МЕМБРАН	
Н.П. Ковалец, Е.П. Кожина, И.В. Разумовская, С.А. Бедин, А.А. Пирязев, А.В. Наумов..	346
SERS-АКТИВНЫЕ ПОДЛОЖКИ С МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИМИ НАНОПРОВОЛОКАМИ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ШАБЛОННОГО СИНТЕЗА	
Е.П. Кожина, И.М. Долуденко, С.А. Бедин .....	349
ЗАТЯГИВАНИЕ ПРИ СИЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ И ЛАЗЕР С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ	
Р.Р. Галиев, Н.М. Кондратьев .....	351
КВАНТОВЫЕ МОДЕЛИ ДЛЯ ЗАДАЧ ПОИСКА МИНИМАЛЬНОГО ПУТИ ОБХОДА	
А.В. Корюкин .....	354
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ОТКЛИК АПКОНВЕРСИОННЫХ НАНОЧАСТИЦ $YVO_4:Yb, Er$ В БИОЛОГИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР	
А.Л. Шмакова, А.В. Леонтьев, Д.К. Жарков, А.Г. Шмелев, В.Г. Никифоров .....	356
ОСОБЕННОСТИ СОВМЕСТНОГО ВЛИЯНИЯ ДВИЖЕНИЯ АТОМОВ И СВЕРХТОНКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА РЕЗОНАНС КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ И В ЯЧЕЙКАХ С АНТИРЕЛАКСАЦИОННЫМ ПОКРЫТИЕМ СТЕНOK	
К.А. Баранцев, А. Курапцев, А. Литвинов, И.М. Соколов .....	357
ПРИМЕНЕНИЕ ЦЕПОЧЕК БГКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАРНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ: МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИСПУСКАНИЯ	
Н.А. Лозинг, Е.А. Смирнова, М.Г. Гладуш.....	358
ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ, ОТРАЖЕННОЙ ОТ ИНТЕГРАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА НА СПЕКТР МНОГОЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРНОГО ДИОДА	
Е.А. Лоншаков, Н.М. Кондратьев, А.Е. Уланов, Д.А. Чермошенцев, А.Е. Шитиков .....	360
ВЛИЯНИЕ ДЕФАЗИРОВКИ НА ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК МЕТАПОВЕРНОСТИ ТРЕХУРОВНЕВЫХ КВАНТОВЫХ V - ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ	
Д.Я. Байрамдурдыев, Р.Ф.Маликов, И.В.Рыжов, В.А.Мальшев .....	365
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВТОРЫХ МОМЕНТОВ ОПЕРАТОРОВ СТОКСА С УЧЕТОМ МЕЖМОДОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	
С.С. Медведева, А.А. Гайдаш, А.В. Козубов, Г.П. Мирошниченко, А.Д. Киселев .....	369
ИЗГОТОВЛЕНИЕ ВЫСОКОДОБОРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С МОДАМИ ТИПА ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТОЧЕЧНОГО АЛМАЗНОГО ТОЧЕНИЯ	
К.Н. Миньков, Н.Ю. Дмитриев, А.Н. Данилин, И.А. Биленко.....	371
МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА	
М.А. Москаленко, В.Г. Катасонов, А.И. Трифанов .....	375

ТРЕХМЕРНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ DHPSPF-НАНОСКОПИЯ КОЛЛОИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ (КВАНТОВЫХ ТОЧЕК)	
И.Ю. Еремчев, Д.В. Прокопова, Н.Н. Лосевский, И.Т. Мынжасаров, С.П. Котова, А.В. Наумов .....	376
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЙАНИЯ В КРИСТАЛЛЕ РРКТР ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ	
Б.А. Наседкин, А.О. Исмагилов, Д. Альхалил, А.П. Литвин, А.Н. Цыпкин .....	379
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ GeV-ЦЕНТРОВ В CVD АЛМАЗАХ	
И.Ю. Еремчев, А.Ю. Нелюбов, К.Н. Болдырев, В.Г. Ральченко, В.С. Седов, А.В. Наумов, Л. Кадор.....	381
ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СИГНАЛОВ В ЭХО-ГОЛОГРАФИИ	
Э.И. Низамова, Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, Е.Н. Ахмедшина .....	384
СВЕРХБЫСТРАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ СЕРЕБРА	
Л.А. Нуртдинова, А.В. Петров, Р.В. Юсупов .....	387
ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ КУМАРИНА	
А.В. Осадченко, И.А. Захарчук, С.А. Амбросевич, А.С. Селюков, Н.Ю. Володин, Д.А. Чешцов, С.М. Долотов, В.Ф. Травень.....	391
СЛИЯНИЕ ЛИНИЙ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ МНОГОРЕЗОНАТОРНОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ	
Н.С. Перминов, К.А. Золина, С.А. Моисеев .....	394
ЛОГИЧЕСКИЕ ОПЕРАЦИИ С ИЗОБРАЖЕНИЯМИ В АККУМУЛИРОВАННОЙ ЭХО ГОЛОГРАФИИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭФФЕКТОВ ЗАПИРАНИЯ И СТИРАНИЯ ИНФОРМАЦИИ	
Г.И. Гарнаева, Л.А. Нефедьев, Э.И. Низамова, А.Р. Сахбиева .....	398
ПРОЯВЛЕНИЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАРНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В СПЕКТРАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИСПУСКАНИЯ	
Е.А. Смирнова, Н.А. Лозинг, М.Г. Гладуш.....	402
СУПРАМОЛЕКУЛЯРНЫЕ КОМПЛЕКСЫ НА ОСНОВЕ МЕЗО-ЗАМЕЩЕННЫХ ПОРФИРИНОВ С ПОЛИСАХАРИДАМИ	
А. Старухин, Т. Павич, А. Романенко, Л. Гайна .....	404
ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИКИ ФОТОНОВ ДЛЯ ПРОВЕРКИ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ МЕРЦАНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СУБМИКРОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПЕРОВСКИТОВ	
А.О. Тарасевич, Дж. Ли, А.В. Наумов, И.Ю. Еремчев, И.Г. Щеблыкин .....	406
ТРАНСФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МОД В ФАЗОВОМ МОДУЛЯТОРЕ	
Е.Н. Попов, А.И. Трифанов .....	408

НЕМАРКОВСКАЯ ДИНАМИКА СИСТЕМЫ ДВУХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ В РЕЖИМЕ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ С БОЗОННЫМ РЕЗЕРВУАРОМ	
В.А. Михайлов, Н.В. Трошкин.....	410
ОБОБЩЕННЫЕ ЛЕСТНИЧНЫЕ ОПЕРАТОРЫ	
Г.В. Тушавин, А.И. Трифанов.....	413
ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ	
О. Федотова, А. Гусаков, Г. Русецкий, О. Хасанов, А. Федотов, Т. Смирнова, У. Сапаев, И. Бабушкин.....	415
АНАЛИЗ ИСТОЧНИКОВ СТАТИСТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ БИФОТОННЫХ СПР-ИСТОЧНИКОВ	
Д.Н. Фроловцев, С.А. Магницкий, А.В. Дёмин.....	417
ДИНАМИКА ЛАЗЕРНЫХ ФИЛАМЕНТОВ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ	
В.А. Халяпин, А.Н. Бугай.....	420
ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ДЛЯ ДОПИНГ-АНАЛИЗА ЗАПРЕЩЁННЫХ В СПОРТЕ СУБСТАНЦИЙ	
М.С. Хецева, А.И. Аржанов, И.Ю. Еремчев, К.А. Магарян, К.Р. Каримуллин, Н.А. Коверга, Е.П. Кожина, Д.Р. Курмалеев, А.Ю. Нелюбов, А.О. Тарасевич, А.В. Наумов.....	422
ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРА, СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ПО РЕЗОНАТОРУ ФАБРИ-ПЕРО С КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ	
Э.О. Чиглинцев, К.С. Кудеяров, А. А. Головизин, А. С. Борисенко, Н.О. Жаднов, И.В. Заливако, Д.С. Крючков, Г.А. Вишнякова, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский .....	426
ИЗГОТОВЛЕНИЕ ВЫСОКОДОБРОТНЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ ИЗ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ И ТРИСУЛЬФИДА МЫШЬЯКА	
Т.С. Тебенева, А.Е. Шитиков, О.В. Бендеров, В.Е. Лобанов, К.Н. Миньков, И.А. Биленко, А.В. Родин, И.В. Скрипачев .....	429
ВОЛОКОННЫЕ-ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ СУЖЕННЫХ ВОЛОКОН	
О.П. Шиндяев, А.В. Шкаликос .....	432
СПОНТАННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕЩЕНИЕ В ОПТИЧЕСКИХ НАНОВОЛОКНАХ	
А.Л. Шмакова, А.А. Шухин, А.А. Калачев.....	436
СПИСОК УЧАСТНИКОВ ФЭКС-2021. ....	438

## Приглашенные и пленарные доклады

# СПИН-ЗАВИСИМОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ И ТОЧКАХ

И.А. Акимов<sup>1,2,\*</sup>

*Experimentelle Physik 2, Technische Universität, Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany*

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

\*e-mail: ilja.akimov@tu-dortmund.de

В докладе представлен обзор по спектроскопии спин-зависимого фотонного эха при резонансном возбуждении заряженных экситонных комплексов в полупроводниковых наноструктурах. Изменение сигнала двух- и трех- импульсного фотонного эха при приложении поперечного магнитного поля позволяет получить богатую информацию о динамике оптической и спиновой поляризации трионов и резидентных электронов. Ярким примером является долгоживущее спин-зависимое фотонное эхо от резидентных носителей заряда, которое наблюдается даже в ансамбле InGaAs/GaAs квантовых точек несмотря на сильное неоднородное уширение оптических переходов. В CdTe/CdMgTe квантовых ямах по затуханию долгоживущего эха измерены времена перескока резидентных электронов между узлами локализации в плоскости ямы. В работе обсуждаются осцилляции Раби и оптический контроль за временем появления фотонного эха, который осуществляется при помощи замораживания дефазировки и рефазировки экситонов в квантовых точках в случае резонансного возбуждения дополнительным  $2\pi$ -импульсом.

**Ключевые слова:** четырехволновое смешение в импульсном режиме, фотонное эхо, осцилляции Раби, спиновый резонанс, легированные полупроводники, квантовые ямы, квантовые точки, экситоны, трионы, спиновая поляризация, спиновая релаксация, спинтроники

Когерентный оптический отклик, возникающий после резонансного возбуждения квантовых излучателей последовательностью оптических импульсов несёт богатую информацию об энергетической структуре и динамических свойствах исследуемой системы. В прямозонных полупроводниковых наноструктурах на основе соединений III-V и II-VI неоднородное уширение оптических переходов приводит к достаточно быстрой дефазировке поляризации на временах короче 1 пс. В свою очередь когерентный отклик определяется фотонным эхом, которое затухает на временах около 100 пс. Ранее нами было показано, что зеемановское расщепление спиновых уровней резидентных электронов в поперечном магнитном поле приводит к появлению квантовых биений фотонного эха на частоте ларморовой прецессии [1-4]. При этом в магнитном поле удается осуществить когерентный перенос оптического возбуждения в спиновый ансамбль резидентных электронов и наблюдать долгоживущее фотонное эхо при резонансном возбуждении последовательностью трех импульсов (трех-импульсное эхо). Ранее долгоживущее эхо наблюдалось на оптических переходах, соответствующих локализованным трионам ( $X^{\square}$ ) и экситонам, связанных на доноре ( $D^0X$ ), в CdTe/CdMgTe ямах [5,6] а также на  $D^0X$  переходах в объемном ZnO [7]. Последние измерения на ансамбле самоорганизованных InGaAs/GaAs квантовых точек показывают возможность наблюдения долгоживущего спин-зависимого эха даже в том случае, когда неоднородное уширение оптических переходов существенно больше энергии связи триона. При этом время затухания эха порядка 4 нс соответствует времени спиновой дефазировки ансамбля резидентных электронов, которое на порядок превышает время жизни трионов 400 пс.

В недавней работе [8] мы сравнили результаты измерений спиновой динамики резидентных электронов в CdTe/CdMgTe квантовых ямах с плотностью около  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  методами спин-зависимого фотонного эха и Керровского вращения накачка-зонд с временным разрешением. При этом нам удалось получить уникальную информацию о прыжках электронов проводимости между узлами локализации. Если прыжки подавлены (при низких температурах и сильной локализации), оба метода дают одинаковое время затухания сигналов эха и зонда-накачки, что соответствует поперечной спиновой релаксации электронов. С другой

стороны, когда скорость перескока становится сопоставимой со скоростью спиновой релаксации, затухание фотонного эха ускоряется. Напротив, в экспериментах с накачка-зонд время затухания увеличивается из-за динамического усреднения флуктуирующего эффективного ядерного магнитного поля, что увеличивает спиновую когерентность.

Возможность контроля за моментом излучения фотонного эха в InGaAs/GaAs квантовых точках при помощи дополнительных оптических импульсов исследовалась в работе [9]. Мы разработали метод, позволяющий заморозить дефазировку поляризации экситонов в квантовых точках с помощью управляющего резонансного лазерного импульса с площадью, кратной  $2\pi$ . В случае двух-импульсного эха управляющий импульс замедляет оптическую расфазировку, либо рефазировку ансамбля экситонов во время своего действия. Это приводит к опережающим или запаздывающим эхо-сигналам в зависимости от времени возбуждения управляющим импульсом. Таким образом мы продемонстрировали смещения сигнала на времена около 5 пс, что превышает длительность эха (4 пс). Предложенный протокол можно использовать для получения и более длительных временных сдвигов при помощи увеличения длительности управляющих импульсов.

### Литература

1. L. Langer et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 157403 (2012).
2. S.V. Poltavtsev et al., Phys Rev. B **101**, 081409 (2020).
3. S.V. Poltavtsev et al., Phys. Rev. Res. **2**, 023160 (2020).
4. A.V. Trifonov et al., <https://arxiv.org/abs/2103.13653> accepted in Phys. Rev. B (2020).
5. L. Langer et al., Nat. Photonics **8**, 851 (2014).
6. M. Salewski et al., Phys. Rev. X **7**, 031030, (2017).
7. Полтавцев С.В., Югова И.А., Акимов И.А., Яковлев Д.П., Bayer M., ФТТ 2018, Т.**60**, С. 1587.
8. A.N. Kosarev et al., Phys. Rev. B **100**, 121401 (2019).
9. A.N. Kosarev et al., Comm. Phys. **3**:228 (2020).

## SPIN-DEPENDENT PHOTON ECHO IN SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS AND DOTS

I.A. Akimov<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44221 Dortmund, Germany*

<sup>2</sup>*Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia*

\*e-mail: [ilja.akimov@tu-dortmund.de](mailto:ilja.akimov@tu-dortmund.de)

An overview of spin-dependent photon echo spectroscopy under resonant excitation of charged exciton complexes in semiconductor nanostructures is presented. Photon echo resulting from two- and three-pulse sequences in quantum well and dots subject to transverse magnetic field provide rich information on the optical- and spin- polarization dynamics of trions and resident electrons. A striking example is the long-lived spin-dependent photon echo from resident carriers which is observed even in self-organized InGaAs/GaAs quantum dots despite the strong inhomogeneous broadening of optical transitions. In CdTe/CdMgTe quantum wells the decay of the long-lived echo is used to determine the hopping times of resident electrons between the localization sites. We study Rabi oscillations and optical control of the photon echo timing, which is carried out by freezing of dephasing and rephasing of excitons in quantum dots in the case of an additional powerful optical  $2\pi$  pulse.

**Keywords:** Transient four-wave mixing, Photon echoes, Rabi oscillations, Electron spin resonance, Doped semiconductors, Quantum wells, Quantum dots, Excitons, Trions, Spin polarization, Spin relaxation, Spintronics

# СВЕТОВЫЕ ПУЛИ В ГРАФЕНОВЫХ СИСТЕМАХ: ОТ ИДЕАЛЬНЫХ СИСТЕМ К РЕАЛЬНЫМ

М.Б. Белоненко\*, Н.Н. Конобеева

*Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр-т Университетский 100  
\*e-mail: mbelonenko@yandex.ru*

Данная работа посвящена исследованию распространения световой пули в графеновых системах, как в идеальных, так и реальных (содержащих примеси, испытывающих деформации и др.). Построены модели взаимодействия световых пуль с такими средами. Изучены особенности динамики локализованного оптического импульса от различных параметров задачи. Выявлены контролирующие параметры, позволяющие управлять интенсивностью, а также формой световой пули.

**Ключевые слова:** световые пули, углеродные нанотрубки, графен, примеси, растяжение.

В последние два десятилетия возрос интерес исследователей к так называемым световым пулям, под которыми понимаются импульсы высокой энергии, сохраняющие свою пространственную и временную локализацию, и распространяющиеся в среде без изменения их формы [1]. Возникновение световых пуль связано балансом между процессами дифракции, нелинейности и аномальной дисперсии. Также стоит отметить, что их существование получило и экспериментальное подтверждение [2–4].

В этой связи нужно сказать, что особенно привлекательными с точки зрения стабильного распространения световых пуль являются среды, содержащие графеновые системы (углеродные нанотрубки (УНТ), графен) [5, 6].

Отметим, что математическая модель, описывающая взаимодействие электромагнитного излучения с веществом, как идеальным, так и реальным имеет следующий вид:

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{A}) = 0 \quad (1)$$

где  $\mathbf{A}$  – векторный потенциал электрического поля,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды, которая содержит графеновый материал,  $c$  – скорость света,  $\mathbf{j}$  – плотность тока проводимости. Далее в зависимости от размерности задачи необходимо учесть соответствующее количество ненулевых компонент векторного потенциала и определить величину плотности тока вдоль оси УНТ:

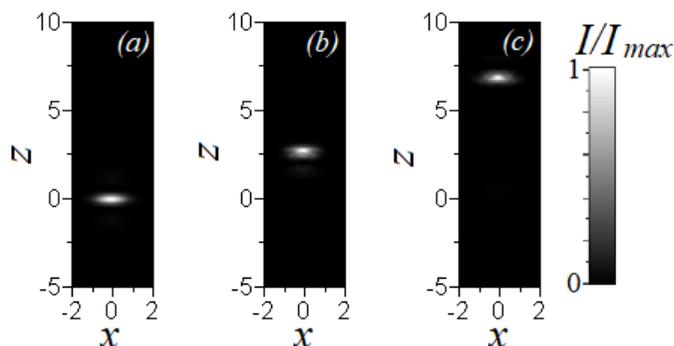
$$\mathbf{j} = 2e \sum_{s=1}^m \int_{1st\ BZ} \mathbf{v} \cdot f(p, s) dp \quad (2)$$

здесь  $e$  – заряд электрона,  $\mathbf{v} = \partial E / \partial \mathbf{p}$  – скорость электрона,  $E$  задает электронный энергетический спектр,  $f(p, s)$  – функция распределения электронов по квазиимпульсу  $p$  и числам  $s$ , характеризующим квантование импульса электрона по периметру нанотрубки (графена в случае больших  $m$ ), интегрирование по квазиимпульсу ведется по первой зоне Бриллюэна.

В рамках исследования были изучены следующие системы: идеальные углеродные нанотрубки (графен) в одно-[7, 8], двух-[9] и трехмерных случаях, УНТ с примесями в рамках модели сильного электрон-электронного взаимодействия [10], модели с многоуровневыми примесями [11]. А также углеродные нанотрубки под действием механического растяжения [12].

При этом исследовались различные формы импульса: Гаусса - в 1D, 2D и 3D случаях, а также импульсы с поперечным сечением Матьё, Бесселя и Эйри [13] в 2D и 3D случаях.

Типичная эволюционная картина интенсивности световой пули в зависимости от координат представлена на рис. 1.



**Рис. 1.** Зависимость интенсивности 2D световой пули от координат при ее распространении по образцу в различные моменты времени: а)  $t=0$ ; б)  $t=4.5$  отн. ед.; в)  $t=9$  отн. ед.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (проект № 0633-2020-0003).

### Литература

1. Silberberg Y. // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 1282.
2. Eilenberger F., Minardi S., Szameit A. et al. // Opt. Express. 2011. V. 19(23). P. 23171.
3. Renninger W.H., Wise F.W. // Nat. Commun. 2013. V. 4(1). P. 1719.
4. Panagiotopoulos P., Whalen P., Kolesik M. et al. // Nat. Photonics. 2015. V. 9(8). P. 543.
5. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века. М.: Техносфера, 2003. 336 с.
6. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al. // Science. 2004. Vol. 306. P. 666.
7. Belonenko M.B., Demushkina E.V., Lebedev N.G. // J. Russian Laser Res. 2006. V. 27. P. 457.
8. Янюшкина Н.Н., Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г. // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 108. № 4. С. 658.
9. Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г., Попов А.С. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. Вып. 9. С. 506.
10. Kotov V.N., Pereira V.M., Uchoa B. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 075433.
11. Hu E.T., Yue G.Q., Zhang, R.J. et al. // Renewable Energy. 2015. V. 77. P. 442.
12. Vozmediano M.A.H., Katsnelson M.I., Guinea F. // Physics Reports. 2010. V. 496. P. 109.
13. Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1499.

## LIGHT BULLETS IN GRAPHENE SYSTEMS: FROM PERFECT SYSTEMS TO REAL

M.B. Belonenko\*, N.N. Konobeeva

Volgograd State University  
400062, Volgograd, University avenue 100  
\*e-mail: mbelonenko@yandex.ru

This work is devoted to the study of a light bullet propagation in graphene systems, both in ideal and real (containing impurities, undergoing deformations, etc.). Models of interaction of light bullets with such media are constructed. The features of the dynamics of a localized optical pulse from various parameters of the problem are studied. Revealed the control parameters, which allow us to control the intensity and shape of the light bullet.

**Key words:** light bullets, carbon nanotubes, graphene, impurities, tension.

# КОГЕРЕНТНАЯ РАДИООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

**В.В. Белых**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
119991, Москва, Ленинский просп. 53  
e-mail: belykh@lebedev.ru*

В докладе будет представлен обзор новых методов управления спиновыми состояниями в твердотельных системах с помощью оптического и радиочастотного излучений. Эти методы позволяют определять основные параметры спиновой системы и значительно увеличивать время спиновой когерентности отвязывая электронную спиновую подсистему от ядерной подсистемы.

**Ключевые слова:** спин, спектроскопия накачка-зондирование, ЭПР, редкоземельные ионы.

Когда магнитное поле приложено к ансамблю электронных спинов, они совершают прецессию Лармора с частотой заданной магнитным полем. Если к системе дополнительно приложить слабое радиочастотное (РЧ) магнитное поле, осциллирующее с частотой близкой к ларморовской, возникает электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) [1]. Открытие ЭПР Э.К. Завойским привело к появлению целого направления диагностики спиновых свойств с использованием РЧ или микроволнового поля.

Альтернативными, а иногда и комплиментарными методами спиновой физики являются оптические методы, основанные на явлении оптической ориентации [2]. Одним из наиболее прямых и универсальных является метод накачки-зондирования с детектированием Фарадеевского или Керровского вращения, дающий прямой доступ к динамике спинового ансамбля [3]. Здесь также возможно наблюдение резонанса, т.н. резонансного спинового усиления (РСУ), когда частота следования лазерных импульсов кратна частоте спиновой прецессии [4].

Оптические и радиочастотные методы управления спиновыми состояниями можно комбинировать, в том числе реализуя РЧ протоколы возбуждения когерентной спиновой прецессии и ее детектирования оптическим импульсом [5,6]. При этом в полупроводниках оказалось возможным наблюдение комбинированного резонанса ЭПР и РСУ при совпадении частот повторения лазерных импульсов, осциллирующего поля и ларморовской прецессии [7]. Двойной резонанс обладает неожиданными свойствами: амплитуда спинового сигнала возрастает квадратично при увеличении амплитуды радиочастотного поля, а при дальнейшем ее увеличении резонанс раздваивается.

Однако, наиболее необычно проявление комбинированного РСУ-ЭПР резонанса в неоднородной спиновой системе, когда ларморовские частоты спинов отдельных электронов имеют разброс вследствие разброса  $g$  факторов или присутствия случайных внутренних магнитных полей. В этом случае время дефазировки прецессии спинового ансамбля  $T_2^*$  обычно гораздо короче времени когерентности отдельных спинов  $T_2$ . Ширина резонансов ЭПР и РСУ по отдельности определяется неоднородным временем  $T_2^*$ . Для того чтобы измерить настоящее время спиновой когерентности  $T_2$  применяют более сложные методы спинового эха. Мы показали, что при комбинированном резонансе РСУ-ЭПР происходит стимулирование оптического спинового усиления РЧ полем. В результате, ширина стимулированного РСУ резонанса, возникающего при сканировании частоты РЧ поля относительно частоты следования лазерных импульсов, определяется однородным временем спиновой когерентности  $T_2$ . Более того, оказалось, что РЧ поле также отвязывает электронную спиновую систему от флуктуирующей ядерной спиновой системы, приводя к значительному увеличению однородного времени спиновой когерентности  $T_2$ . В системе ионов  $\text{Ce}^{3+}$  в матрице YAG нам

удалось достичь рекордно узкого резонанса шириной менее 50 Гц, и измерить время спиновой когерентности 9 мс [8]. При этом неоднородное время спиновой дефазировки  $T_2^*$  в данной системе составляет всего 30 нс, а время спиновой когерентности, измеренное традиционным методом спинового эха, и подверженное влиянию флуктуирующего ядерного окружения, составляет 5 мкс.

Работа выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-598) в ФИАН.

### Литература

1. Schweiger A., Jeschke G. Principles of pulse electron paramagnetic resonance. – Oxford University Press, 2001.
2. Meier F., Zakharchenya B. P. (ed.). Optical orientation. – Elsevier, 2012.
3. Yakovlev D. R., Bayer M. Coherent spin dynamics of carriers // Spin Physics in Semiconductors. – Springer, Cham, 2017. – P. 155-206.
4. Kikkawa J. M., Awschalom D. D. Resonant spin amplification in n-type GaAs // *Physical Review Letters*. – 1998. – V. 80. – No. 19. – P. 4313.
5. Belykh V. V., Yakovlev D. R., Bayer M. Radiofrequency driving of coherent electron spin dynamics in n-GaAs detected by Faraday rotation // *Physical Review B*. – 2019. – V. 99. – No. 16. – Art. No. 161205.
6. Belykh V. V., Yakovlev D. R., Bayer M. Optical detection of electron spin dynamics driven by fast variations of a magnetic field: a simple method to measure T1, T2, and T2\* in semiconductors // *Scientific Reports*. – 2020. – V. 10. – No. 1. – P. 1-10.
7. Belykh V. V., Sob'yanin D. N., Korotneva A. R. Resonant spin amplification meets electron spin resonance in n-GaAs // *Physical Review B*. – 2020. – V. 102. – No. 7. – Art. No. 075201.
8. Belykh V. V., Korotneva A. R., Yakovlev D. R. Stimulated resonant spin amplification reveals millisecond electron spin coherence time of rare-earth ions in solids // *Physical Review Letters*, accepted, arXiv:2105.13674. – 2021. – V. 127. – Art. No. 157401.

## COHERENT RADIOOPTICAL SPECTROSCOPY OF ELECTRON SPIN DYNAMICS IN SOLIDS

V.V. Belykh

*P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences  
119991 Moscow, Leninskiy prosp. 53  
e-mail: belykh@lebedev.ru*

In the talk I will provide an overview of new methods for controlling spin states in solid-state systems using optical and radiofrequency radiation. These methods make it possible to determine the main parameters of the spin system and significantly elongate the spin coherence time by decoupling the electron spin subsystem from the nuclear subsystem.

**Key words:** spin, pump-probe spectroscopy, EPR, rare-earth ions.

# НЕЛОКАЛЬНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КУБИТА С РЕЗЕРВУАРОМ И ИХ СОБСТВЕННЫЕ ВЕКТОРА СОСТОЯНИЙ

Р.Х. Гайнутдинов<sup>1,\*</sup>, А.А. Мутыгуллина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт прикладных исследований, Академия наук РТ  
420111, Казань, Россия, ул. Баумана 20*

<sup>2</sup>*Институт физики, Казанский федеральный университет  
420008, Казань, Россия, ул. Кремлевская 18*

\*e-mail: renat.gainutdinov@kpfu.ru

Для дальнейшего изучения природы квантовых вычислений необходимо разрабатывать новые теоретические и экспериментальные методы. В данной работе исследуется динамика кубита при взаимодействии с резервуаром. Данное взаимодействие, будучи нелокальным описывается с помощью формализма обобщенной квантовой динамики, который является универсальным методом описания нелокальных взаимодействий, не требующий деталей и определяемый из общих соображений. Показано, как обобщенная квантовая динамика позволяет определять вектора состояний в системе кубит-резервуар. Выведена формула, которая определяет вероятность того, что система кубит-резервуар будет обнаружена в перепутанном состоянии кубита и резервуара.

**Ключевые слова:** нелокальные взаимодействия, взаимодействие кубита с резервуаром, собственные состояния глобальной системы.

Для крупномасштабных квантовых вычислений требуется большое время когерентности квантовых битов. В настоящее время, с одной стороны, эта проблема решается за счет улучшения экспериментальной реализации кубитов, и, как следствие, был достигнут значительный прогресс [1-4]. Однако обычные способы решения проблем декогеренции и дефазировки могут иметь некоторые ограничения. Например, как недавно было показано, для сверхпроводящих цепей ионизирующее излучение приводит к разрыву куперовских пар в сверхпроводнике и сокращает время жизни кубита как  $\Gamma_1 \approx 1/4 \text{ мс}^{-1}$  [5]. Это может означать, что необходимо разработать новую теоретическую основу для дальнейшего изучения природы квантовых вычислений и увеличения времени жизни кубита. В общем случае окружение состоит из практически бесконечного числа степеней свободы и действует на кубит как одно целое, называемое резервуаром. Такое эффективное взаимодействие нелокально как в пространстве, так и во времени, и, следовательно, динамика в системе является негамильтоновой (немарковской). Кроме того, при решении задач физики многочастичных систем нужно начинать с модельных гамильтонианов. Было показано, что уравнение Шрёдингера не является самым общим динамическим уравнением, совместимым с современными представлениями квантовой физики, и более общее уравнение движения было выведено в [6]. Фундаментальная природа обобщенного динамического уравнения (ОДУ) проявляется не только в том, что оно расширяет квантовую динамику на случай, когда динамика управляется нелокальным во времени взаимодействием, но и в том, что в отличие от уравнения Шрёдингера, которое содержит гамильтониан взаимодействия, вид ОДУ не зависит от особенностей взаимодействия (эти особенности содержатся в граничном условии для уравнения), что позволяет находить формальные решения различных физических задач из первых принципов, которые также не зависят от особенностей взаимодействия. Будучи эквивалентным уравнению Шрёдингера в случае мгновенных взаимодействий, ОДУ допускает обобщение на случай, когда динамика определяется нелокальным во времени взаимодействием. Предсказательная сила этого уравнения была продемонстрирована на примере нуклон-нуклонного ( $NN$ ) взаимодействия в работе [7]. Здесь мы показываем, что формализм обобщенной квантовой динамики является универсальным, иными словами позволяет описывать динамику системы на примере взаимодействия кубита с резервуаром из общих соображений, избегая деталей.

ОДУ было получено как прямое следствие двух основных принципов физики. Первый из них — это принцип, который заключается в основном постулате канонической формулировки квантовой физики: «Состояния квантовой системы описываются векторами в гильбертовом пространстве, а физические наблюдаемые описываются операторами, действующими в этом пространстве». Второй принцип — это принцип суперпозиции амплитуд вероятности: «Амплитуда вероятности события, которое может произойти несколькими разными способами, представляет собой сумму амплитуд вероятности для каждого из этих способов», который был сформулирован Фейнманом на основе анализа явления квантовой интерференции как важнейшего явления в квантовой физике. Разделяя эти альтернативы на разные классы, этот постулат можно использовать по-разному. В подходе Фейнмана используется класс альтернатив, связанных с полностью заданными траекториями частиц в пространстве-времени, и постулируется, что амплитуда вероятности имеет фазу, пропорциональную действию, вычисляемую классически для соответствующего пути. Однако оказывается, что канонический формализм, основанный на использовании векторов и операторов, более глубок и эффективен при решении многих физических задач. С другой стороны, как было показано в [6], существует класс альтернатив, который позволяет использовать принцип суперпозиции в рамках формализма гильбертова пространства. К этому классу альтернатив относятся процессы с полностью заданными моментами начала и окончания взаимодействия в квантовой системе. С таким классом альтернатив принцип суперпозиции позволяет представить амплитуду вероятности нахождения квантовой системы в состоянии  $|\Psi_2\rangle$  в момент  $t$ , если в момент  $t_0$  она находилась в состоянии  $|\Psi_1\rangle$ , матричным элементом оператора эволюции  $U(t, t_0)$  [6]:

$$\langle\Psi_2|U(t, t_0)|\Psi_1\rangle = \langle\Psi_2|\Psi_1\rangle + \int_{t_0}^t dt_2 \int_{t_0}^{t_2} dt_1 \langle\Psi_2|\tilde{S}(t_2, t_1)|\Psi_1\rangle, \quad (1)$$

где  $\langle\Psi_2|\tilde{S}(t_2, t_1)|\Psi_1\rangle$  - амплитуда вероятности процесса, в котором взаимодействие, приводящее к эволюции системы из состояния  $|\Psi_1\rangle$  в состояние  $|\Psi_2\rangle$ , начинается в момент  $t_1$  и заканчивается в момент  $t_2$ . Уравнение (1) можно переписать в виде

$$U(t, t_0) = \hat{1} + \int_{t_0}^t dt_2 \int_{t_0}^{t_2} dt_1 \tilde{S}(t_2, t_1). \quad (2)$$

Чтобы оператор эволюции в форме (2) был унитарным для любых  $t$  и  $t_0$  и удовлетворял закону композиции, оператор  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  должен удовлетворять уравнению [6]

$$(t_2 - t_1)\tilde{S}(t_2, t_1) = \int_{t_1}^{t_2} dt_4 \int_{t_1}^{t_4} dt_3 (t_4 - t_3)\tilde{S}(t_2, t_4)\tilde{S}(t_3, t_1). \quad (3)$$

Замечательной особенностью этого уравнения является то, что оно работает как рекуррентное соотношение и позволяет получить оператор  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  для любых  $t_1$  и  $t_2$ , следовательно, динамику системы, если  $\tilde{S}(t'_4, t'_3)$  для бесконечно малой длительности известны времена взаимодействия  $\tau = t'_4 - t'_3$ . Большую часть вклада в оператор эволюции в пределе  $t \rightarrow t_0$  вносят процессы, связанные с фундаментальным взаимодействием в системе, которое описывается в операторе взаимодействия  $H_{int}(t_2, t_1)$ . Уравнение (3) с граничным условием  $\tilde{S}_S(\tau) \xrightarrow{\tau \rightarrow 0} H_{int}^{(S)}(\tau) + O(\tau^\varepsilon)$  является наиболее общим динамическим уравнением, соответствующим современным представлениям квантовой физики. Здесь мы используем операторы из картины Шредингера  $\tilde{S}_S(\tau) = e^{-iH_0 t_2} \tilde{S}(t_2, t_1) e^{-iH_0 t_1}$ ,  $H_{int}^{(S)}(\tau) = e^{-iH_0 t_2} H_{int}(\tau) e^{-iH_0 t_1}$ , где  $H_0$  - свободный гамильтониан. В общем случае динамика квантовой системы определяется поведением оператора взаимодействия  $H_{int}^{(S)}(\tau)$  в пределе  $\tau \rightarrow 0$ . В случае, когда оператор взаимодействия имеет вид

$$H_{int}^{(S)}(\tau) = -2i\delta(\tau)H_I^{(S)}, \quad (4)$$

т.е. фундаментальное взаимодействие является мгновенным, уравнение (3) эквивалентно уравнению Шрёдингера с оператором взаимодействия  $H_I^{(S)}$  [6]. Представление принципа суперпозиции (1) в операторной форме (2) становится возможным благодаря тому, что альтернативность, в которой может произойти событие, определяется двумя параметрами  $t_1$  и  $t_2$ . Причем, в случае мгновенного взаимодействия динамика в системе определяется уравнением Шрёдингера. Это означает, что утверждения о связи между физической логикой

микромира и математической логику гильбертовых пространств и принцип суперпозиции Фейнмана, принятые для использования в операторном формализме, можно использовать как полный набор непротиворечивых постулатов. Уравнение Шрёдингера появляется как следствие этих постулатов в случае мгновенных взаимодействий. Однако, что наиболее важно, эти постулаты допускают нелокальные во времени взаимодействия. В этом случае динамика системы задается поведением оператора взаимодействия  $H_{int}^{(S)}(\tau)$  в пределе  $\tau \rightarrow 0$ .

Оператор эволюции  $U(t, t_0)$  в картине Шрёдингера можно представить в виде [7]:

$$U(t_2, t_1) = \frac{i}{2\pi} \int dx e^{-i(z-H_0)t_2} G(z) e^{-i(z-H_0)t_1}, \quad (6)$$

где

$$G(z) = G_0(z) + G_0(z)T(z)G_0(z) \quad (7)$$

и  $z = x + iy$ ,  $G_0(z) = (z - H_0)^{-1}$  - свободный оператор Грина, а

$$T(z) = i \int_0^\infty d\tau e^{-iz\tau} e^{-iH_0 t_2} \tilde{S}(t_2, t_1) e^{iH_0 t_1}. \quad (8)$$

Из уравнения (3) следует, что оператор  $T(z)$ , определенный формулой (8) удовлетворяет уравнению

$$\frac{dT(z)}{dz} = -T(z)G_0^2(z)T(z). \quad (9)$$

Это уравнение является просто энергетическим представлением уравнения движения (5). Следует подчеркнуть, что оператор Грина  $G(z)$  определяется формулой (7), а  $T(z)$  определяется уравнением (8) как преобразование Фурье  $\tilde{S}(t_2, t_1)$ , имеющее фундаментальный характер. Напротив, в гамильтоновой динамике  $T(z)$  определяется уравнением (7), а оператор Грина определяется резольвентой гамильтониана  $G(z) = (z - H)^{-1}$ . Эти два определения операторов  $G(z)$  и  $T(z)$  эквивалентны в случае, когда динамика системы порождается локальным по времени взаимодействием, описываемым гамильтонианом взаимодействия  $H_I$ . Однако определения операторов  $G(z)$  и  $T(z)$ , задаваемые уравнениями (7) и (8), остаются актуальными, даже в том случае, когда гамильтониан взаимодействия  $H_I$  и, следовательно, резольвента гамильтониана не определены должным образом, например, из-за ультрафиолетовых расходимостей, вызванных локальностью взаимодействия в пространстве и времени. Исходя из уравнений (3) и (8), оператор Грина должен удовлетворять уравнению

$$\frac{dG(z)}{dz} = -G^2(z), \quad (10)$$

Заметим, что эти уравнения не следуют из уравнения Шрёдингера и определения оператора Грина через резольвенту гамильтониана, а следуют из первых принципов. Вклад в оператор Грина  $G(z)$ , который происходит от процессов, связанных с самодействием частиц, имеет ту же структуру, что и свободный оператор Грина  $G_0(z)$ . По этой причине естественно заменить  $G_0(z)$  пропагатором  $\tilde{G}_0(z)$ , который описывает эволюцию частиц, взаимодействующих только с вакуумом и, следовательно, имеющий структуру  $\tilde{G}_0(z) = |m\rangle\langle m|(z - H_0 - C(z))^{-1}$ , где оператор  $C(z)$  имеет те же собственные векторы, что и  $H_0$ :  $C(z)|n\rangle = C_n(z)|n\rangle$ ,  $H_0|n\rangle = E_n|n\rangle$ . Соответственно, оператор  $T(z)$  следует заменить на оператор  $M(z)$ , описывающий эволюцию частиц, взаимодействующих между собой. Эти операторы связаны следующим образом:

$$G(z) = G_0(z) + G_0(z)T(z)G_0(z) = \tilde{G}_0(z) + \tilde{G}_0(z)M(z)\tilde{G}_0(z). \quad (11)$$

Подставляя оператор Грина в это выражение, можно получить следующие уравнения для операторов  $M(z)$  и  $C(z)$ :

$$\frac{dC_n(z)}{dz} = -\langle n|M(z)\tilde{G}_0^2(z)M(z)|n\rangle, \quad (12)$$

$$\frac{d\langle n|M(z)|m\rangle}{dz} = -\langle n|M(z)\tilde{G}_0^2(z)M(z)|m\rangle - \langle n|M(z)\tilde{G}_0(z)\frac{dC(z)}{dz}|m\rangle - \langle n|\frac{dC(z)}{dz}\tilde{G}_0(z)M(z)|m\rangle, \quad (13)$$

где  $|n\rangle \neq |m\rangle$ . Граничные условия для этих уравнений определяются матричными элементами обобщенного оператора взаимодействия  $B(z)$ :  $\langle n|C(z)|n\rangle \xrightarrow{|z| \rightarrow \infty} \langle n|B(z)|n\rangle$  и  $\langle n|M(z)|m\rangle \xrightarrow{|z| \rightarrow \infty} \langle n|B(z)|m\rangle$ .

Состояние глобальной системы кубита и резервуара определяется вектором  $|\Psi_{i,\mu}\rangle$ , где индекс  $i$  определяет состояние кубита как двухуровневой системы:  $e$  – возбужденное и  $g$  -

основное, а  $\mu$  – чистое состояние резервуара. Из-за почти бесконечного числа степеней свободы в резервуаре невозможно определить гамильтониан, собственные векторы которого были бы векторами состояний глобального гильбертова пространства кубит-резервуар, а взаимодействие кубит-резервуар следует рассматривать как эффективное, не являющееся локальным как в пространстве, так и во времени. По указанным выше причинам мы не можем использовать уравнение Шредингера для определения стационарных состояний глобальной системы. Однако мы можем определять стационарные состояния из первых принципов, которые подразумевают, что энергии и векторы собственных состояний определяются положением полюсов оператора Грина и их вычетом

$$G(z) = \frac{|\Psi_{i\mu}\rangle\langle\Psi_{i\mu}|}{z - E_{i\mu} - \tilde{C}_{i\mu}(z) + i\frac{\Gamma(z)}{z}}, z \rightarrow E_{i\mu} \quad (14)$$

где вектор  $|\Psi_{i\mu}\rangle$  в пределе  $z \rightarrow E_{i\mu}$  можно представить в виде

$$|\Psi_{i\mu}\rangle = \sqrt{Z_{i\mu}} \left(1 + \tilde{G}_0(E_{i\mu})M(E_{i\mu})\right) |\Psi_{i\mu}^0\rangle \quad (15)$$

с  $Z_{i\mu} = (1 - \chi_n)^{-1}$  и  $\tilde{C}_{i\mu}(z) = Z_{i\mu}^{-1} \sum_{n=2} \chi_n$  - нормированный вектор состояния кубита, одетый его взаимодействием с резервуаром. В обобщенном динамическом уравнении в форме (10) оператор  $G^2(z)$  можно записать через (11) и представить в виде

$$G^2(z) = \frac{(1 + \tilde{G}_0(z)M(z)) |\Psi_{i\mu}^0\rangle\langle\Psi_{i\mu}^0| \left(1 - \frac{dC_{i\mu}(z)}{dz}\right) |\Psi_{i\mu}^0\rangle\langle\Psi_{i\mu}^0| (1 + M(z)\tilde{G}_0(z))}{(z - E_{i\mu} - C_{i\mu}^{ren}(z))^2}, z \rightarrow E_{i\mu} \quad (16)$$

Пренебрегая зависимостью от  $z$  множителей  $1 + \tilde{G}_0(z)M(z)$  в окрестности точки  $z = E_{i\mu}$ , уравнение (10) можно переписать в виде

$$\frac{dG(z)}{dz} = - \frac{\left(1 + \tilde{G}_0(E_{i\mu})M(E_{i\mu})\right) |\Psi_{i\mu}^0\rangle\langle\Psi_{i\mu}^0| \left(1 - \frac{dC_{i\mu}(z)}{dz}\right) |\Psi_{i\mu}^0\rangle\langle\Psi_{i\mu}^0| \left(1 + M(E_{i\mu})\tilde{G}_0(E_{i\mu})\right)}{(z - E_{i\mu} - C_{i\mu}^{ren}(z))^2} =$$

$$\frac{d}{dz} \frac{(1 + \tilde{G}_0(E_{i\mu})M(E_{i\mu})) |\Psi_{i\mu}^0\rangle\langle\Psi_{i\mu}^0| (1 + M(E_{i\mu})\tilde{G}_0(E_{i\mu}))}{z - E_{i\mu} - C_{i\mu}^{ren}(z)}, z \rightarrow E_{i\mu} \quad (17)$$

Здесь мы учли уравнение (12). Из этого также следует, что  $z$  можно установить равным  $E_{i\mu}$  не только в  $M(z)$ , но и в  $\tilde{G}_0(z)$ , и тот факт, что в пределе  $z \rightarrow E_{i\mu}$  оператор Грина, удовлетворяющий уравнению (10), имеет вид (14) становится очевидным.

Уравнение (15) можно переписать в виде

$$|\Psi_{i\mu}\rangle = \sqrt{Z_{i\mu}} |\Psi_{i\mu}^0\rangle + \sum_{\nu} a_{i\nu} |i; \nu, \mu\rangle, \quad (18)$$

где

$$a_{i\nu} = \sqrt{Z_{i\mu}} \frac{\langle i; \nu, \mu | M(E_i) | \Psi_{i\mu}^0 \rangle}{E_i - E_{\nu} - \tilde{C}(E_i - E_{\nu}) + i0}. \quad (19)$$

Таким образом,  $\sqrt{Z_{i\mu}}$  — это амплитуда вероятности найти систему в голом состоянии  $|\Psi_{i\mu}^0\rangle$ , а  $a_{i\nu}$  - амплитуда вероятности найти систему в одном из виртуальных состояний. Соответственно, полная вероятность найти систему в одном из виртуальных состояний  $P_{virt} = \sum_{\nu} |a_{i\nu}|^2$ . Фактически,  $Z_{i\mu}$  — это константа перенормировки оператора Грина  $Z_2$ . Как следует из формул (12) и (19)

$$P_{virt} = \sum_{\nu} |a_{i\nu}|^2 = Z_{i\mu} \langle \Psi_{i\mu} | M(E_{i\mu}) \tilde{G}_0^2(E_{i\mu}) M(E_{i\mu}) | \Psi_{i\mu} \rangle = \frac{\chi_{1\mu}}{\chi_{1\mu} - 1}. \quad (20)$$

Сумма значений  $Z_{i\mu}$  и  $P_{virt}$  должна быть равна единице, и в этом случае  $Z_{i\mu} + P_{virt} = \frac{1}{1 - \chi_{1\mu}} + \frac{\chi_{1\mu}}{\chi_{1\mu} - 1} = 1$ . Полная вероятность найти систему в виртуальном состоянии определяется производной функции собственной энергии, которая в используемом нами представлении принимает форму уравнения (12) в базисе голых состояний  $|i, \mu\rangle$ .

Показано, как обобщённая квантовая динамика позволяет определять собственные вектора состояний в системе кубит-резервуар. Важно отметить, что собственное состояние глобальной системы является суперпозицией двух состояний: состояния, в котором взаимодействия между кубитом и резервуаром не происходит, и состояния, в котором происходит обмен частицами

между кубитом и резервуаром. Выведена формула, которая определяет вероятность того, что система кубит-резервуар будет обнаружена в перепутанном состоянии кубита и резервуара. В дальнейшем будет показано, что данная вероятность определяет процессы дефазировки и декогеренции, следовательно, этими процессами можно управлять.

### Литература

1. Najer D., Söllner I., Sekatski P. et al. // Nature. 2019. V. 575. P. 622.
2. Haroche S., Brune M., Raimond J. M. // Nat. Phys. 2020. V. 16. P. 243.
3. Blais A., Girvin S.M., Oliver W.D. // Nat. Phys. 2020. V. 16. P. 247.
4. Clerk A. A., Lehnert K. W., Bertet P. et al. // Nat. Phys. V. 16. P. 257.
5. Vepsäläinen A. P., Karamlou A. H., Orrell J. L. et al. // Nature. 2020. V. 584. P. 551.
6. Gainutdinov R. Kh. // J. Phys. A. Math. Gen. 1999. V. 32. № 30. P. 5657.
7. Gainutdinov R. Kh. and Mutyullina A. A. // Phys. Rev. C. 2002. V. 66, P. 014006.

## NON-LOCAL INTERACTION OF THE QUBIT WITH THE RESERVOIR AND THEIR EIGENSTATES VECTORS

R.Kh. Gainutdinov<sup>1,\*</sup>, A.A. Mutyullina<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Tatarstan Academy of Sciences, Institute of Applied Research  
Bauman str., 20, Kazan, Russia, 420111*

<sup>2</sup>*Kazan Federal University  
Kremlevskaya str., 18, Kazan, Russia, 420008*

\*e-mail: renat.gainutdinov@kpfu.ru

To further explore the nature of quantum computing, new theoretical and experimental methods need to be developed. In this paper, we investigate the dynamics of a qubit interacting with a reservoir. This interaction, being nonlocal, is described using the generalized quantum dynamics formalism, which is a universal method for describing nonlocal interactions that does not require details and is determined from general considerations. It is shown how generalized quantum dynamics allows one to determine the state vectors in the qubit-reservoir system. A formula is derived that determines the probability that the qubit-reservoir system will be detected in the entangled state of the qubit and reservoir.

**Key words:** nonlocal interactions, interaction of a qubit with a reservoir, eigenstates of the global system.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДАХ

И.В. Дзедолик

*Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского  
295007, Россия, Симферополь, пр. Вернадского, 4  
e-mail: igor.dzedolik@cfuv.ru*

Проанализирована динамика плазмонного сигнала, возбужденного в планарном волноводе на поперечной магнитной моде нелинейных поверхностных плазмон-поляритонов с помощью системы нелинейных уравнений с учетом насыщения нелинейности и потерь. Произведен сравнительный анализ параметров плазмонного сигнала, возбужденного непрерывным и импульсным мощными электромагнитными сигналами. Показано, что профиль огибающей и период кноидальной плазмонной волны зависят от мощности возбуждающего сигнала, а уединенная плазмонная волна в форме суммы светлого и темного солитонов устойчива в телекоммуникационном диапазоне, но неустойчива в видимом диапазоне длин волн возбуждающего сигнала.

**Ключевые слова:** планарный плазмонный волновод, нелинейный поверхностный плазмон-поляритон, кноидальная волна, солитон.

Электромагнитное поле оптической частоты возбуждает эванесцентные волны, распространяющиеся вдоль границы диэлектрической и проводящей (металлической) сред при выполнении соответствующих граничных условий [1]. Такие волны обусловлены гибридизацией электромагнитных волн с волнами поляризации свободных зарядов (плазмонов) и связанных зарядов (поляритонов), т.е. возникают поверхностные плазмон-поляритоны. Граница раздела сред выступает в этом случае в качестве волноведущей структуры. Планарными плазмонными волноводами являются также такие структуры, как металлические пленки в окружении диэлектрических сред (ДМД), две металлические пленки, между которыми находится диэлектрик (МДМ), прямоугольные металлические волноводы в окружении диэлектрической среды, прямоугольные щели в металле, заполненные диэлектриком, имеющие микрометровые и нанометровые размеры. Планарные плазмонные волноводы широко используются в современных плазмонных устройствах, работающих на оптических частотах.

Металлы имеют отрицательную величину действительной части диэлектрической проницаемости на оптических частотах электромагнитного поля ниже плазменной частоты в этом металле [1]. Оптические фотоны вызывают электронные межзонные переходы в металле в результате термоэффекта, что приводит к нелинейной зависимости диэлектрической проницаемости металла [2]. Нелинейная диэлектрическая восприимчивость третьего порядка, в частности, для золота в диапазоне частот от 350 нм до 750 нм имеет сложную частотную зависимость. Действительная и мнимая части диэлектрической восприимчивости третьего порядка в видимом диапазоне меняют величину и знак от отрицательного до положительного, а при дальнейшем увеличении длины волны сигнала стремятся к нулю. Диэлектрические среды типа плавленого кварца на оптических частотах имеют положительную действительную часть восприимчивости и первого, и третьего порядка, а ее мнимая часть практически равна нулю.

В результате нелинейного отклика диэлектрической и проводящей сред при достаточной мощности возбуждающего оптического поля на границе раздела сред возникают нелинейные плазмон-поляритонные волны – кноидальные и уединенные волны (солитоны) [3-5]. Сложная частотная зависимость нелинейной диэлектрической проницаемости металлов приводит к неустойчивости плазмонного солитона в видимом диапазоне. Но на телекоммуникационных длинах волн сигнала (более 800 нм) нелинейный отклик благородных металлов равен нулю, но нелинейный отклик диэлектриков может поддерживать солитонный плазмонный сигнал.

Получена и проанализирована система нелинейных уравнений для поперечной магнитной моды нелинейных поверхностных плазмон-поляритонов (НППП), которая описывает их динамику при возбуждении непрерывным и импульсным мощными электромагнитными сигналами в планарном волноводе. С помощью сравнительного анализа численных и аналитических решений полученной системы уравнений показано, что профиль огибающей и период кноидальной поверхностной плазмон-поляритонной волны зависят от мощности возбуждающего электромагнитного сигнала. В телекоммуникационном диапазоне профиль огибающей уединенной плазмон-поляритонной волны описывается суммой светлого и темного солитонов. В видимом диапазоне длин волн уединенная плазмон-поляритонная волна неустойчива из-за сложной частотной зависимости нелинейной восприимчивости металлов.

Анализ свойств НППП, возбуждаемых в плазмонных волноводах, показывает, что форма огибающей и период плазмонного сигнала на выходе волновода зависят от мощности возбуждающих электромагнитных сигналов, а также от параметров волноводов и свойств окружающих их сред. Повышение мощности возбуждающего сигнала приводит к уменьшению периода выходного сигнала НППП.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-72-20154.

### Литература

1. Майер С.А. Плазмоника: теория и приложения. М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. 296 с.
2. A. Marini, M. Conforti, G. Della Valle, et al. // *New J. Phys.* 2013. V. 15. Art. no. 013033.
3. Dzedolik I.V. *Solitons and nonlinear waves of phonon-polaritons and plasmon-polaritons.* New York: Nova Science Publishers, 2016. 157 p.
4. Dzedolik I.V., Leksin A.Yu. // *J. Opt.* 2020. V. 22. No. 7. Art. no. 075001.
5. Дзедолик И.В. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 1. С. 6.

## NONLINEAR SURFACE PLASMON POLARITONS IN PLANAR WAVEGUIDES

I.V. Dzedolik

*V.I. Vernadsky Crimean Federal University  
295007, Russia, Simferopol, 4, Vernadsky Ave.  
e-mail: igor.dzedolik@cfuv.ru*

The dynamics of a plasmon signal excited in a planar waveguide at the transverse magnetic mode of nonlinear surface plasmon polaritons is analyzed using the system of nonlinear equations considering the nonlinearity saturation and losses. The comparative analysis of parameters of the plasmon signal excited by continuous and pulsed powerful electromagnetic signals has been carried out. It is shown that the envelope profile and the period of the cnoidal plasmon wave depend on the power of the exciting signal, and the solitary plasmon wave in the form of sum of light and dark solitons is stable in the telecommunication range, but it is unstable in the visible wavelength range of the exciting signal.

**Key words:** planar plasmon waveguide, nonlinear surface plasmon polariton, cnoidal wave, soliton.

## ЛАЗЕРНО-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Г.И. Долгих

*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва ДВО РАН*

*г. Владивосток, Россия*

e-mail: dolgikh@poi.dvo.ru

Рассмотрены технические характеристики и назначения лазерно-интерференционных систем исследования геосферных процессов, состоящих из лазерных деформографов, лазерных нанобарографов и лазерных измерителей вариаций гидросферного давления. Данные установки созданы на основе применения интерферометров Майкельсона различных вариантов. Созданные системы предназначены для исследования геосферных процессов в инфразвуковом и низкочастотном звуковом диапазонах.

**Ключевые слова:** лазерные деформографы, лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций гидросферного давления.

При исследовании геосферных процессов нас прежде всего интересуют закономерности их возникновения, развития и трансформации с определением первоисточника – атмосфера, гидросфера или литосфера. Неоднозначность определения первоисточника связана с тем, что практически в любом частотном диапазоне мы обнаружим в атмосфере, гидросфере и литосфере колебания и волны с почти совпадающими частотами. При этом непонятно происхождение данных колебаний и волн. Они возникли в данной геосфере или трансформировавшись пришли из одной из соседних геосфер? Понятно, что для получения ответа на данный вопрос необходимо создание измерительных систем на одном и том же физическом принципе, способных проводить измерения в практически неограниченном для земных процессов частотном диапазоне с высочайшей точностью, позволяющей исследовать начальный момент зарождения.

В настоящее время к наиболее чувствительным методам относятся лазерно-интерференционные методы, применение которых на основе использования интерферометров Майкельсона позволило создать установки, способные не только регистрировать эффекты проявления гравитационных волн, но и в ближайшем будущем способных решить проблему краткосрочного прогноза катастрофических процессов и явлений Земли. Разработанные и созданные в ТОИ ДВО РАН лазерно-интерференционные системы геосферных процессов состоят из: 1) лазерных деформографов различных вариантов (однокоординатные, двухкоординатные, мобильные) [1-3], созданных на основе применения интерферометра Майкельсона неравноплечего типа; лазерных нанобарографов [4], созданных на основе применения интерферометра Майкельсона равноплечего типа, где в качестве чувствительного элемента используется блок анероидных коробок с зеркальным напылением; лазерных измерителей вариаций гидросферного давления [5, 6], созданных на основе применения интерферометра Майкельсона равноплечего типа, где в качестве чувствительного элемента используется тонкая мембрана, закреплённая на краях, одна сторона которой контактирует с водой, а другая сторона с закреплённым на ней зеркалом входит в системы «глаз кошки», являющейся составной частью интерферометра. Все созданные установки имеют частотный диапазон от 0 (условно) до 1000 Гц. Лазерные деформографы способны регистрировать смещения участков земной коры с точностью 10 пм, лазерные нанобарографы предназначены для регистрации вариаций атмосферного давления с точностью 1 мПа, а лазерные измерители вариаций гидросферного давления предназначены для регистрации вариаций гидросферного давления с точностью 1 мкПа. С применением данного лазерно-интерференционного комплекса были решены многие фундаментальные задачи, связанные с проблемой определения первоисточника геосферных процессов на стадии их возникновения и развития.

В последние годы проводятся работы по созданию лазерных деформографов маятникового типа [7], предназначенных для измерения геосферных процессов в ограниченных частотных диапазонах с наивысшей точностью. Пространственное распределение данных лазерных деформографов маятникового типа по поверхности Земли позволит создать пространственно-распределённую лазерно-интерференционную систему [8, 9], отдельные элементы которой по техническим характеристикам превосходят систему LIGO, а также аналогичные LIGO системы, строящиеся в настоящее время.

1. Давыдов А.В., Долгих Г.И., Холодкевич Е.Д. // Физика Земли. 1997. №10. С. 51-62.
2. Долгих Г.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В. // Физика Земли. 1998. №11. С. 76-81.
3. Валентин Д.И., Долгих Г.И., Долгих С.Г., и др. // Физика Земли. 2002. №8. С. 69-73.
4. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., и др. // Физика Земли. 2004. №8. С. 82-90.
5. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. // Приборы и техника эксперимента. 2005. №6. С. 137-138.
6. Dolgikh G., Budrin S., Dolgikh S., Plotnikov A. s // Sensors. 2020. V. 20(23). P. 6998.
7. Долгих Г.И. // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37. Вып. 5. С. 24-30.
8. Долгих Г.И. // Письма в ЖТФ, 2018, том 44, вып. 20 стр. 46-52.
9. Долгих Г.И. // ПЖТФ. 2020. Т. 46. Вып.7. С. 3-7.

## LASER INTERFERENCE SYSTEMS STUDIES OF GEOSPHERIC PROCESSES

**G.I. Dolgikh**

*V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS,  
690041 Vladivostok, Russia;  
e-mail: dolgikh@poi.dvo.ru*

The technical characteristics and purposes of laser interference systems for studying geospheric processes, consisting of laser strainmeters, laser nanobarographs and laser meters of hydrosphere pressure variations, are considered. These installations are based on the use of Michelson interferometers of various variants. The developed systems are designed to study geospheric processes in the infrasound and low-frequency sound ranges.

**Keywords:** laser strainmeters, laser nanobarographs, laser meters of hydrosphere pressure variations.

# МЕРЦАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

И.Ю. Еремчев<sup>1,2,\*</sup>, М.А. Князева<sup>1</sup>, А.О. Тарасевич<sup>1</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, 108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 5

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет, 119435, Россия, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 1

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Троицкое обособленное подразделение, 108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 11

\*e-mail: eremchev@isan.troitsk.ru

В данной работе планируется рассказать о современном взгляде на вопрос о механизмах возникновения мерцания люминесценции и замедленной люминесценции в одиночных полупроводниковых нанокристаллах. Кроме того, будут представлены новые результаты исследования природы мерцания замедленной люминесценции в одиночных квантовых точках и наностержнях с использованием техники квазидновременного импульсного возбуждения на нескольких длинах волн.

**Ключевые слова:** мерцание, замедленная люминесценция, одиночные квантовые точки

Исследование полупроводниковых нанокристаллов (квантовых точек) на одиночном уровне дает возможность изучать фотофизические и спектральные явления, которые не могут быть обнаружены при ансамблевом усреднении. К таким явлениям относится мерцание люминесценции одиночных квантовых точек [1], а также спектральная диффузия [2,3]. Первый эффект представляет собой изменения интенсивности люминесценции нанокристаллов в случайные моменты времени при непрерывном (квазинепрерывном) фотовозбуждении. Второй – стохастический процесс изменения положения центра спектра люминесценции, который сопровождается коррелированным изменением ширины спектральной линии. Зачастую процесс мерцания происходит между двумя «ярким» (on-) и «темным» (off-) состояниями или между несколькими, включая дополнительные «серые» (gray) состояния. Относительное изменение интенсивности люминесценции в таком случайном процессе может достигать величин от нескольких десятков до нескольких сотен раз, что объясняется соответствующим изменением квантового выхода люминесценции из-за вариации скорости безызлучательной рекомбинации электрон-дырочной пары. В настоящее время существует несколько альтернативных феноменологических моделей, основанных на механизме Оже-рекомбинации (зарядовая модель [4]) и механизме безызлучательной рекомбинации посредством захвата носителей заряда на дефектные состояния (модель множественных рекомбинационных центров [5]). Недавние работы показали, что в мерцание могут давать вклады несколько различных механизмов безызлучательной релаксации одновременно [6,7,8].

Помимо люминесцентного сигнала с характерным временем затухания  $\sim 20$  нс (в ярком состоянии) в ансамбле квантовых точек наблюдается слабая составляющая, затухание которой происходит во временном диапазоне вплоть до десятков миллисекунд [9]. Появление этой компоненты (замедленной люминесценции) связывают с наличием метастабильных дефектных уровней, временный захват носителей заряда на которые приводит к появлению «задержанных» фотонов люминесценции. Замедленная люминесценция была обнаружена и на уровне одиночных полупроводниковых нанокристаллов. В недавней работе [10] было показано, что замедленная люминесценция не является однородной по времени на макроскопических масштабах времен, а испытывает существенные изменения интенсивности сигнала. Примечательно, что данное изменение интенсивности (мерцание замедленной

люминесценции) происходит независимо от мерцания быстрой компоненты (люминесценции) квантовых точек. Это говорит о том, что в основе мерцания этих двух компонент лежат различные механизмы.

В данной работе планируется рассказать о современном взгляде на вопрос о механизмах возникновения мерцания люминесценции и замедленной люминесценции в одиночных полупроводниковых нанокристаллах. Кроме того, будут представлены новые результаты исследования природы мерцания замедленной люминесценции в одиночных квантовых точках и наностержнях с использованием техники квазиодновременного импульсного возбуждения на нескольких длинах волн.

Исследование выполнено в рамках темы государственного задания Московского педагогического государственного университета «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства Просвещения РФ (номер государственной регистрации: АААА-А20-120061890084-9). Развитие экспериментальной техники люминесцентной спектроскопии высокого разрешения выполняется в рамках темы государственного задания Института спектроскопии РАН.

### Литература

1. M. Nirmal, B.O. Dabbousi, M.G. Bawendi, J.J. Macklin, J.K. Trautman, T.D. Harris, L.E. Brus // *Nature* 383, 802 (1996).
2. A.P. Beyler, L.F. Marshall, J. Cui, X. Brokmann, M.G. Bawendi // *Phys. Rev. Lett.* 111, 177401 (2013).
3. Podshivaylov E.A., Kniazeva M.A., Gorshlev A.A., Eremchev I.Y., Naumov A.V., Frantsuzov P.A. // *J. Chem. Phys.* 2019, 151 (17), 174710.
4. Efros A.L., Rosen M. // *Phys. Rev. Lett.* 1997, 78 (6), 1110–1113.
5. Frantsuzov P.A., Volkán-Kacsó S., Jankó B. // *Phys. Rev. Lett.* 2009, 103 (20), 207402.
6. Yuan G., Gómez D.E., Kirkwood N., Boldt K., Mulvaney P. // *ACS Nano* 2018, 12 (4), 3397–3405.
7. Park Y.S., Lim J., Makarov N.S., Klimov V.I. // *Nano Lett.* 2017, 17 (9), 5607–5613.
8. Osad'ko I.S., Eremchev I.Y., Naumov A.V. // *J. Phys. Chem. C* 2015, 119 (39), 22646–22652.
9. Whitham P.J., Knowles K.E., Reid P.J., Gamelin D.R. // *Nano Lett.* 2015, 15 (6), 4045–4051.
10. Hinterding S.O.M., Vonk S.J.W., Van Harten E.J., Rabouw F.T. // *J. Phys. Chem. Lett.* 2020, 11 (12), 4755–4761.

## LUMINESCENCE AND DELAYED LUMINESCENCE INTERMITTENCY IN SINGLE SEMICONDUCTOR NANOCRYSTALS

I.Yu. Eremchev<sup>1,2\*</sup>, M.A. Knyazeva<sup>1</sup>, A.O. Tarasevich<sup>1</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of spectroscopy RAS*

*108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya str., 5*

<sup>2</sup>*Moscow State Pedagogical University,*

*119435, Moscow, Malaya Pirogovskaya str., 29/7*

<sup>3</sup>*Lebedev Physical Institute RAS, Branch in Troitsk,*

*108840 Moscow, Troitsk, Fizicheskaya str., 11*

\*e-mail: eremchev@isan.troitsk.ru

In this work the modern view of the mechanism of the appearance of luminescence flickering and delayed luminescence in single semiconductor nanocrystals will be discussed. New results on the study of the nature of delayed luminescence intermittency in single quantum dots and nanorods using the technique of quasi-simultaneous pulsed excitation at several wavelengths will be presented.

**Key words:** blinking, delayed luminescence, single quantum dots

# ТЕОРИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

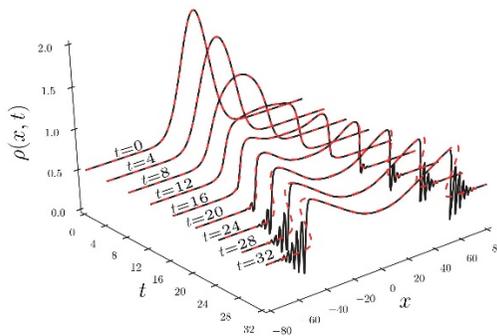
А.М. Камчатнов

*Институт спектроскопии РАН*  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая 5  
e-mail: kamch@isan.troitsk.ru

После краткого введения в физику дисперсионных ударных волн изложены основные принципы теории Гуревича-Питаевского. Показано, что такие характерные параметры дисперсионных ударных волн, как скорости распространения их краев и амплитуда ведущего солитона, могут быть рассчитаны элементарными методами для типичного класса начального импульса в виде «простой волны». Теория проиллюстрирована примерами экспериментального наблюдения дисперсионных ударных волн в нелинейно-оптических системах.

**Ключевые слова:** солитоны, дисперсионные ударные волны, нелинейная оптика

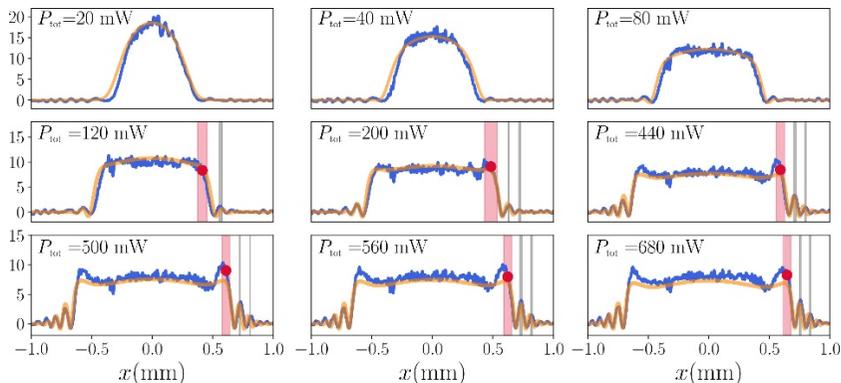
Дисперсионные ударные волны (ДУВ) являются аналогом вязких ударных волн в ситуациях, когда дисперсионные эффекты доминируют над диссипативными, так что вместо резкого скачка параметров волны образуется протяжённая эволюционирующая область нелинейных осцилляций. Поскольку характерная длина волны в этой осциллирующей структуре много меньше характерного размера всей структуры, то ДУВ может быть представлена в виде промодулированной нелинейной волны, модуляционные параметры которой медленно изменяются согласно усреднённым уравнениям. Такого рода усреднение было введено в нелинейную физику Уиземом [1], а основанная на усреднённых модуляционных уравнениях теория ДУВ была предложена Гуревичем и Питаевским [2]. К настоящему времени теория ДУВ получила большое развитие, и она была приложена к описанию ряда экспериментальных наблюдений в различных средах.



**Рис. 1.** Эволюция импульса на однородном фоне с образованием двух простых волн.

В нелинейной оптике эволюция нелинейных импульсов или световых пучков описывается различными вариантами нелинейного уравнения Шрёдингера. На рис. 1 показано распределение интенсивности света при типичной эволюции импульса с образованием двух простых волн, распространяющихся в противоположных направлениях. После опрокидывания каждой из простых волн на их фронтах образуются дисперсионные ударные волны. Движение малоамплитудного края ДУВ можно представить как распространение высокочастотного волнового пакета по изменяющемуся гладкому фону, так что движение пакета описывается уравнениями Гамильтона, а эволюция фона – бездисперсионным уравнением Хопфа. Эта

система уравнений допускает аналитическое исследование, хорошо согласующееся с численными экспериментами. Аналогичная теория может быть развита для противоположного солитонного края ДУВ, поскольку, согласно старому замечанию Стокса, имеется симметрия между распространением линейных волн и солитонов: как линейные волны, так и хвосты солитонов подчиняются одним и тем же линеаризованным уравнениям [3,4].



**Рис. 2.** Распределение интенсивности на выходе пучка света из фоторефрактивной среды при разных значениях входной мощности [5].

Был проведен эксперимент по распространению узкого пучка света на фоне широкого, когда выполнены условия образования ДУВ [5], и было найдено удовлетворительное количественное согласие теоретических предсказаний с экспериментом, как это иллюстрируется на рис. 2.

### Литература

1. Whitham G.B. // Proc. Roy. Soc. London A, 1965, V. 283, P.238.
2. Гуревич А.В., Питаевский Л.П. // ЖЭТФ, 1971, Т.65, С.590.
3. El G.A. // Chaos, 2005, V.15, P.037103.
4. Kamchatnov A.M. // Chaos, 2020, V.30, P.123148.
5. Bienaimé T. et al. // Phys. Rev. Lett., 2021, V.126, P.183901.

## THEORY AND OBSERVATIONS OF DISPERSIVE SHOCK WAVES IN NONLINEAR OPTICAL SYSTEMS

**A.M. Kamchatnov**

*Institute of Spectroscopy RAS  
108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya 5  
e-mail: kamch@isan.troitsk.ru*

After short introduction, the main principles of Gurevich-Pitaevskii theory of dispersive shock waves are presented. It is shown that the characteristic parameters of such shocks, namely, velocities of their edges and amplitudes of leading solitons, can be calculated by elementary method for the typical “simple wave” class of initial pulses. The theory is illustrated by examples of experimental observations of dispersive shock waves in nonlinear optical systems.

**Key words:** solitons, dispersive shock waves, nonlinear optics

## СЮРПРИЗЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ ИМПУЛЬСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**М.В. Мельник, А.Н. Цыпкин, А.А. Дроздов, И.Р. Арцер, М.С. Гусельников,  
А.О. Исмагилов, И.О. Воронцова, М.О. Жукова, С.А. Козлов\***

*Университет ИТМО, Физико-Технический Мегафакультет,  
197101, Санкт-Петербург, Россия, Кронверский пр. 49  
\*e-mail: kozlov@mail.ifmo.ru*

В работе представлены результаты измерения, а также теоретические оценки коэффициента нелинейного показателя преломления целого ряда жидкостей и кристаллов. Важнейшим сюрпризом нелинейной оптики ТГц излучения оказалась гигантская малоинерционная нелинейность показателя преломления диэлектрических сред. Вторым сюрпризом стали особенности самофокусировки ТГц импульсов из малого числа колебаний. А в заключении приглашенной лекции рассказано про удивительную модификацию для ТГц волн другого классического нелинейного явления – генерации гармоник.

**Ключевые слова:** терагерцовая оптика, нелинейная оптика, нелинейный показатель преломления, самофокусировка, генерация гармоник, метод z-сканирования.

В связи с созданием в последние годы источников импульсного терагерцового (ТГц) излучения высокой мощности большое внимание исследователей привлечено сегодня к изучению особенностей нелинейных явлений в поле такого излучения. В теоретической работе [1] было предсказано, что доминирующим малоинерционным механизмом нелинейности диэлектрических сред в поле ТГц волн могут оказаться ангармонические колебания атомов в молекулах вещества, и такая колебательная нелинейность сред может быть гигантской. В работе [2] было экспериментально продемонстрировано, что коэффициент нелинейного показателя преломления жидкой воды в ТГц спектральном диапазоне оказывается в миллион раз большим, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах. Обнаруженная неожиданно высокая малоинерционная нелинейность показателя преломления колебательной природы оптических материалов определяет широкие перспективы развития сверхбыстрой ТГц фотоники, основанной на эффектах самовоздействия волн.

В настоящей лекции сообщается о методике и новых результатах измерения, а также о новых теоретических оценках коэффициента нелинейного показателя преломления целого ряда жидкостей и кристаллов [3, 4]. Показано, что распространенный метод z-скан для измерения этого коэффициента для волн из малого числа колебаний требует корректировки [5]. Дан анализ методической ошибки измерений при использовании теории квазимонохроматического излучения для анализа самовоздействия волн из малого числа колебаний. Обсуждается влияние непараксиального характера распространения широкополосного ТГц излучения при его фокусировке в экспериментальной схеме z-сканирования. Показано, что ангармоническая модель молекулярного осциллятора с квадратичной и кубичной нелинейностями переходит в систему параметрически связанных уравнений с кубичными нелинейностями для поляризованности изотропной среды [6]. Показано, что времена инерционности нерезонансного колебательного механизма нелинейности оптических материалов для излучения ТГц диапазона спектра не превышают десятка фемтосекунд, а при резонансном взаимодействии может возрастать до нескольких сотен фемтосекунд.

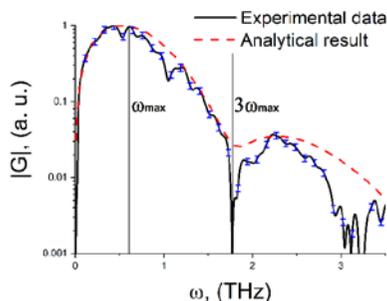
Значения нелинейного показателя преломления для некоторых материалов представлены в Таблице 1. Как видно из таблицы, важнейший сюрприз нелинейной оптики ТГц излучения – гигантская малоинерционная нелинейность показателя преломления диэлектрических сред – наблюдается для многих материалов.

**Таблица 1.** Коэффициенты нелинейного показателя преломления в ближнем ИК и ТГц диапазоне частот

Среда	$n^2$ см <sup>2</sup> /Вт в ТГц области спектра	$n^2$ см <sup>2</sup> /Вт в ИК области спектра
ZnSe	$1 \times 10^{-13}$	$3.8 \times 10^{-14}$
LiNbO <sub>3</sub>	$7 \times 10^{-11}$	$1.7 \times 10^{-15}$
Вода	$5 \times 10^{-10}$	$1.9 \times 10^{-16}$
Этанол	$9 \times 10^{-9}$	$7.7 \times 10^{-16}$

Другие обсуждаемые в настоящей лекции сюрпризы нелинейной оптики импульсного ТГц излучения связаны с тем, что генерируемые в этом спектральном диапазоне волны обычно содержат малое число колебаний электрического и магнитного полей, вплоть до всего одного полного колебания. Анализ нелинейных явлений в поле ТГц волн из малого числа колебаний показывает, что характер их протекания может качественно отличаться от того, каким мы его привыкли видеть в хорошо освоенной области нелинейной оптики импульсного квазимонохроматического излучения видимого и ближнего ИК диапазонов спектра. Так в работе [7] было показано, что классическое явление самофокусировки для волн из малого числа колебаний ТГц спектрального диапазона может проявлять весьма необычные черты, например, не наблюдаться даже при значительном превышении мощности излучения над критической мощностью самофокусировки. В настоящей лекции такое изменение характера самофокусировки впервые обсуждается для сред с аномальной групповой дисперсией, в которых возможно самосжатие волнового пакета в нелинейной среде. Показано, что реализация самофокусировки волны в этих условиях требует тем большего превышения ее мощности над критической мощностью самофокусировки, чем меньше отношение длины дисперсии к длине дифракции. При длине дифракции, меньшей длины дисперсии, временное сжатие волны начинается раньше ее пространственной самофокусировки, а при большей - наоборот.

В лекции мы рассказываем также еще об одной сюрпризе ТГц нелинейной оптики - удивительной модификации другого классического нелинейного явления - генерации гармоник. Экспериментально и теоретически показано, что при распространении ТГц импульса, содержащего всего одно полное колебание электрического поля, в среде с кубической нелинейностью вместо излучения на утроенных частотах (относительно частоты максимума спектральной плотности мощности исходного импульса) генерируется излучение на учетверенных частотах. Данный эффект представлен на рисунке 1. Из рисунка, как для экспериментальных, так и для расчетных кривых спектральной плотности ТГц излучения на выходе нелинейной среды, видно, что генерации излучения на утроенных частотах в среде с кубической нелинейностью не наблюдается. Причем в этом спектре вместо утроенной частоты относительно частоты максимума его спектральной плотности наблюдается ярко выраженный провал. Но генерируется ТГц излучение значительной энергии с учетверенной частотой. Показано, что этот эффект определяется сильной асимметрией спектра однопериодного ТГц импульса.



**Рис. 1.** Спектр генерируемого ТГц поля. Черная сплошная линия - экспериментальные данные, красная пунктирная линия - аналитические результаты, синяя линия - погрешность экспериментальных данных.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-02-00154.

### Литература

1. Dolgaleva K. et al. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. P. 023809.
2. Тсупкин А. et al. // Opt. Express. 2019. V. 27. P. 10419-10425.
3. Zhukova M. et al. // Photonics. 2020. V. 7. P. 98.
4. Тсупкин А. et al. // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. P. 054009.
5. Melnik M. et al. // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 1-8.
6. Козлов С.А. // Оптика и спектроскопия. 1995. V. 79. P. 290-292.
7. Kozlov S.A. et al. // J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys. 2019. V. 36. P. G68-G77.

## SURPRISES OF NONLINEAR OPTICS OF PULSED TERAHERTZ RADIATION

M.V. Melnik, A.N. Тсупкин, A.A. Drozdov, I.R. Artser, M.V. Guselnikov, A.O. Ismagilov, I.O. Vorontsova, M.O. Zhukova, S.A. Kozlov\*

<sup>1</sup>ITMO University, School of Physics and Engineering,  
197101, St. Petersburg, Russia, Kronverskiy pr. 49

\*e-mail: kozlov@mail.ifmo.ru

The work presents the measurement results, as well as theoretical estimates of the nonlinear refractive index coefficient of a number of liquids and crystals. The most important surprise of nonlinear optics of THz radiation is the giant low-inertia nonlinearity of the dielectric media refractive index. The second surprise are appeared to be the features of self-focusing of few-cycle THz pulses. In the conclusion, it is told about an amazing modification for the case of THz waves of the classic nonlinear phenomenon - the generation of harmonics.

**Key words:** terahertz optics, nonlinear optics, nonlinear refractive index, self-focusing, harmonic generation, z-scan method.

# КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДИНОЧНЫХ ИОНОВ

**Н.Н. Колачевский**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Ленинский проспект, 53*  
\*e-mail: kolachevsky@lebedev.ru

В докладе представлены актуальные достижения в области квантовых вычислений с фокусом на ионную платформу. Приводится сравнение различных платформ и отмечается, что системы на цепочках одиночных ионов обладают рядом существенных преимуществ. Нерешённой задачей остается масштабирование количества ионов (>100) для выполнения сложных вычислений. В докладе представлены работы по созданию ионного вычислителя в ФИАН и обсуждаются возможности преодоления этого барьера.

**Ключевые слова:** квантовые вычисления, одиночные ионы, ловушка Пауля.

Одной из признанных перспективных платформ для выполнения квантовых вычислений являются цепочки ионов, при этом квантовая информация кодируется на электронные состояния ионов. Значительный интерес к области квантовых вычислений стимулирован ожиданием значительного прогресса в области эффективного решения квантовыми вычислителями некоторых NP-задач, недоступных для классических компьютеров. В случае создания достаточно производительного и достоверного квантового вычислителя открываются возможности эффективного решения задач оптимизации, криптоанализа, поиска новых материалов.

Достоинством ионных вычислителей является идентичность кубитов, высокая степень изоляции квантовой системы от внешних полей и сильное кулоновское взаимодействие между частицами для выполнения двухкубитных операций. Продемонстрированы высокоточные методы подготовки квантовых состояний кубитов, достигнута время когерентности ионных кубитов в 1 час, достоверность однокубитной операции 99.999%, достоверность двухкубитной операции 99.9 % (при произвольной выборке ионов в цепочке). Эти значения являются рекордными для всех существующих на сегодняшний день платформ. В мире реализован ряд функционирующих ионных вычислителей (10-20 кубит).

В ФИАНе исследуется кодирование кубитов при помощи квадрупольного оптического перехода в ионе  $171\text{Yb}^+$ . Проанализированы преимущества использования данного перехода, выполнено сравнение с другими известными способами кодирования, и представлены первые результаты по экспериментальной реализации однокубитной операции на данном переходе. Продолжаются работы по созданию 5-и кубитного ионного вычислителя, обсуждаются перспективные методы манипуляции квантовыми состояниями и возможности масштабирования.

Работа поддержана РФФ 19-12-00274

## QUANTUM CALCULATIONS USING SINGLE IONS

**N.N. Kolachevsky**

*P.N. Lebedev Physical Institute RAS, Leninsky prospect 53, Moscow, Russia*  
\*e-mail: kolachevsky@lebedev.ru

Advances in the field of quantum computing with a focus on the ion platform are presented, comparison of different platforms is given. Ion chain-based systems possess several significant advantages, but the scalability remains one of the restricting factors. In this talk we present current results on development of an ion quantum computer at LPI and discuss some approaches of overcoming the scalability issue.

**Key words:** quantum computing, single ions, Paul trap.

## МАНИПУЛЯЦИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ В ОПТИКО-КОНВЕКТИВНЫХ ЛОВУШКАХ

С.П. Котова\*, А.В. Коробцов, Н.Н. Лосевский, А.М. Майорова, С.А. Самагин

*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Самарский филиал  
443011, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221*

\*e-mail: kotova@fian.smr.ru

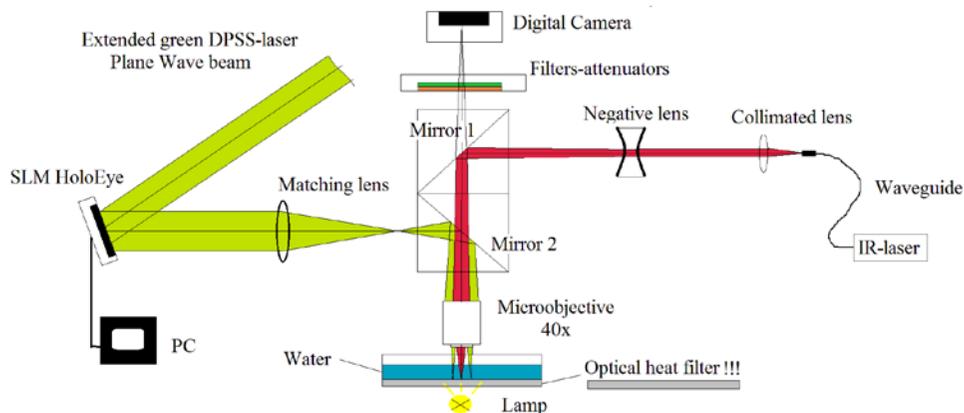
Представлены результаты исследований особенностей манипуляции микроскопическими объектами в оптико-конвективных ловушках, включая вихревые. Рассмотрены точечная и вихревые ловушки, формируемые одним лазерным источником, а также составная оптотермическая ловушка, в которой конвекционная и оптическая составляющие разделены за счет использования двух лазеров на разных длинах волн. Вихревые оптотермические ловушки реализованы за счет использования в схеме оптического пинцета пространственного модулятора света. Продемонстрированы возможности ловушек по организации областей заданной конфигурации с повышенной концентрацией микрочастиц, областей свободных от микрочастиц, а также управлению скоростью перемещения микрочастиц в вихревых оптотермических ловушках.

**Ключевые слова:** лазерный пинцет, конвекционные потоки, оптотермическая ловушка, пространственный модулятор света, вихревые пучки.

Среди методов манипулирования микро- и нанообъектами особое место занимают так называемые оптотермические или конвекционные ловушки. В таких ловушках остросфокусированный лазерный пучок используется не только для формирования оптической силы, но и для создания в среде градиента температуры, формирующего в свою очередь конвекционные потоки [1-5]. Микро- и нанообъекты в таких комбинированных, или как их еще называют, оптотермических ловушках переносятся (захватываются) возникающими потоками жидкости, поэтому можно использовать заведомо меньшие мощности (от десятых долей до нескольких десятков милливатт) по сравнению с традиционными оптическими ловушками. Конвекционные оптические ловушки характеризуются возможностью довольно быстрого перемещения объектов (в том числе поглощающих) с относительно больших расстояний, и как следствие, простотой организации областей свободных от микрочастиц и областей с их локальной повышенной концентрацией.

Особый интерес представляют вихревые конвекционные ловушки, до настоящего времени реализованные в виде колец и спирали Архимеда [4, 5], в то время как в оптических (без использования конвекционных тепловых потоков) ловушках используются весьма разнообразные вихревые пучки [6-8].

Нами рассмотрены несколько типов оптотермических ловушек. Это точечная и кольцевая ловушки, формируемые DPSS лазером на длине волны 0,53 мкм. Конвекционные потоки создавались за счет использования в качестве дна кюветы светофильтра ОС 13, поглощающего это излучение. В составной оптотермической ловушке конвекционная и оптическая составляющая разделены за счет использования двух лазеров на разных длинах волн. Схема установки для её реализации представлена на рисунке 1. Конвекционная составляющая формировалась с помощью инфракрасного лазера с длиной волны излучения 1.08 мкм (суммарная мощность в рабочей зоне от 20 мВт до 50 мВт) и теплового светофильтра на дне кюветы, поглощающего инфракрасное излучение, а оптическая составляющая - DPSS лазером с длиной волны 0.53 мкм. Вихревые оптические ловушки создавались с помощью жидкокристаллического пространственного модулятора света HOLOEYE PLUTO-2-NIR-011. Специально разработанная программа позволяла менять знак и величину топологического заряда, а также геометрические параметры формируемых ловушек.

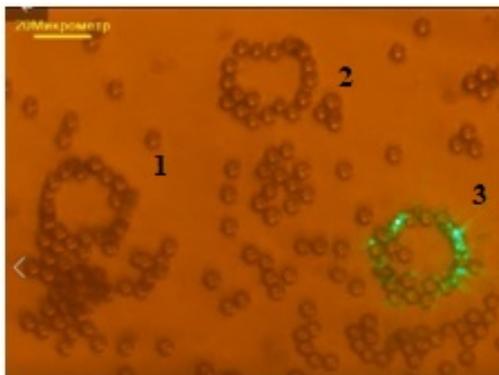


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки для формирования составной оптико-конвективной ловушки.

Промоделировано движение микрочастиц в потоках жидкости в зависимости от мощности. Показано, что для совпадения с экспериментальными данными необходим учет эффект скольжения жидкости за счет градиента температур. Также обнаружено, что при определенных значениях мощности лазерного излучения частицы уносятся восходящими потоками жидкости из поля действия лазерного пучка, захвата микрочастиц не происходит. Для захвата частиц ловушками сложной формы (кольцевая, спираль Архимеда) в горизонтальной плоскости и их удержания в вертикальном направлении необходимо добиваться баланса между силой тяжести, архимедовой силой, подъёмной силой потока жидкости и силой светового давления.

Проводились эксперименты с микрочастицами латекса различных размеров. Для частиц диаметром 4 мкм эффективный захват световым кольцом наблюдался при суммарной мощности излучения в рабочей зоне от 27 до 100 мВт. Наличие топологического заряда приводило к движению частиц по кольцу. При этом угловая скорость перемещения частиц менялась линейно в зависимости от мощности лазера.

На рисунке 2 приведен кадр из эксперимента по формированию заданных конфигураций микрочастиц с закреплением их на подложке за счет кратковременного увеличения мощности лазерного излучения. Сначала световое кольцо было сформировано в положении 1 на дне кюветы. После того, как под действием конвективных потоков, микросферы собрались на кольцо, было произведено кратковременное повышение мощности лазера в несколько раз. В результате этого повышения мощности, частицы зафиксировались на дне кюветы, образовав кольцо. Природа «прилипания» микросфер к дну кюветы при избыточном нагреве неясна и требует дополнительного изучения. Это может быть как частичное расплавление снизу латексных микросфер за счет повышения температуры подложки, так и формирование клейкого состава при термической коагуляции остатков органики, сформировавшихся на поверхности микросфер при их длительном хранении в водном растворе. Затем кювета перемещалась таким образом, что световое кольцо оказалось в положении 2. Свободные частицы устремились к световому кольцу, в то время как частицы, выстроенные вдоль кольца, остались зафиксированными на подложке. Мощность была вновь увеличена, после чего кювета была перемещена так, что световое кольцо оказалось в положении 3. Кадр иллюстрирует момент, когда это кольцо заполнено не полностью. При этом частицы вдоль двух колец (1, 2) остались зафиксированными на подложке.



**Рис. 1.** Кадр из видео, иллюстрирующий возможности оптической конвекционной ловушки для формирования заданных конфигураций микрочастиц.

В составной оптотермической ловушке возможность независимого управления мощностями лазеров, формирующих тепловую точечную и оптическую вихревую ловушку, позволяет более гибко управлять параметрами ловушки и соответственно процессом манипулирования. Были реализованы эксперименты по захвату микрочастиц латекса различных размеров на вихревое световое кольцо. Преимуществом составной оптотермической ловушки по сравнению с простой оптотермической является возможность в любой момент прекратить движение частиц к световому кольцу за счет уменьшения мощности инфракрасного лазера либо его выключения. Таким образом, тепловую составляющую ловушки (конвекционные потоки) можно использовать для быстрого переноса микрообъектов к световому кольцу, а далее манипулировать ими за счет оптической составляющей. Кроме того, наши эксперименты показали, что в составной ловушке можно изменять угловую скорость частиц 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).

Отметим, что для всех типов оптотермических ловушек наблюдалось довольно быстрое движение микрочастиц к световому кольцу с относительно больших расстояний за счет конвекции. Таким образом, благодаря конвекционным потокам удается реализовать захват частиц из относительно далеких областей, быстро перемещать их, используя относительно невысокие мощности. В возможности эффективно группировать микрообъекты в заданных конфигурациях и заключается основное преимущество оптотермической ловушки над чисто оптической. Проведенные эксперименты и предложенные технологии показывают их перспективность для биофизических задач, но это требует дополнительных исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 20-02-00671 и № 19-52-06005 МНТИ\_a).

### Литература

1. Zemánek P., Volpe G., Jonáš A., Brzobohatý O. // *Adv. Opt. Photon.* 2019. V. 11, P.577.
2. Zenteno-Hernandez J.A., Lozano J. V., Sarabia-Alonso J.A. et al. // *Opt. Lett.* 2020 V. 45. P. 3961.
3. Lin L., Hill E.H., Peng X., Zheng Y. // *Accounts of Chemical Research.* 2018. V. 51. P. 1465.
4. Flores-Flores E., Torres-Hurtado S. A., Páez R. et al. // *Biomed Opt Express.* 2015. V. 24. P. 4079.
5. Kotova S. P., Korobtsov A. V., Losevsky N. N. et al. // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 2021. V. 268. P. 107641.
6. Li L., Chang C., Yuan X. et al. // *Opt. Express* 2018. V. 26. P. 9798.

7. Afanasiev K., Korobtsov A., S. Kotova S. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V. 414, P. 012017.
8. Rodrigo J.A., Angulo M., Tatiana Alieva // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 18608.

## **MANIPULATION OF MICROSCOPIC OBJECTS IN OPTICAL CONVECTIVE TRAPS**

**S.P. Kotova\*, A.V. Korobtsov, N.N. Losevsky, A.M. Mayorova, S.A. Samagin**

*Lebedev Physical Institute, Samara Branch*  
221, Novo-Sadovaya Str., Samara, 443011, Russia  
e-mail: kotova@fian.smr.ru

The results of studies of the features of manipulation of microscopic objects in optical-convective traps, including vortex ones, are presented. Point and vortex traps formed by a single laser source, as well as a composite optothermal trap, in which the convection and optical components are separated by using two lasers at different wavelengths, are considered. Vortex optothermal traps are realized by using a spatial light modulator in the optical tweezers. The possibilities of traps for organizing regions of a given configuration with an increased concentration of microparticles, regions free of microparticles, as well as controlling the speed of movement of microparticles in vortex optothermal traps are demonstrated.

**Key words:** laser tweezers, convection flows, optothermal trap, spatial light modulator, vortex beams.

## КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ: ЧТО ПРОИСХОДИТ В РОССИИ И В МИРЕ

С.П. Кулик\*

*Центр квантовых технологий физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские горы, дом 1, стр.35*

\*e-mail: sergei.kulik@physics.msu.ru

Обсуждаются современное состояние и перспективы развития отрасли «Квантовые технологии» - ситуация в России и ведущих лабораториях мира.

**Ключевые слова:** квантовые вычисления, квантовая связь, квантовые сенсоры.

В докладе обсуждаются проблемы сквозной технологии «Квантовые технологии». Рассмотрены три основных субтехнологии.

Квантовые вычисления – создание вычислительных устройств, в основе работы которых лежат свойства квантовых систем, такие как суперпозиция, квантовая интерференция и перепутывание. Сегодня в мире, в основном, развиваются четыре направления по разработке физических систем для реализации алгоритмов квантовых вычислений: нейтральные атомы в микродипольных ловушках, фотоны в линейно-оптических системах, сверхпроводниковые системы и ионы в линейных ловушках. Степень развитости этих разработок в России различается. В целом, отечественный уровень разработок на сегодняшний день уступает общемировому. Перспективной стратегией представляется разработка квантовых вычислительных устройств среднего масштаба (до 100 кубитов) на всех четырех платформах. На этих устройствах могут быть отработаны системное ПО и определены перспективные прикладные алгоритмы. Одновременно с этим следует развивать интегрально-оптические технологии, с особым вниманием к интеграции источников одиночных фотонов и многофотонных состояний на оптические чипы.

Квантовые коммуникации – это область знаний и техники, в которой для передачи информации используются неклассические (квантовые) состояния. На сегодняшний день основные разработки сосредоточены в области создания шифраппаратуры на основе квантового распределения ключей типа «точка-точка», а также сетевых топологий - как при использовании оптоволоконных, так и атмосферных каналов связи (между стационарными и мобильными объектами). Одним из направлений квантовых коммуникаций является создание устройств квантовой памяти и квантовых интерфейсов.

Под квантовой сенсорикой понимается создание измерительных приборов, основанных на квантовых эффектах. Ожидается, что квантовые сенсоры будут иметь высокое пространственное и временное разрешение, что позволит повысить точность измерений в сравнении с существующими классическими сенсорами, а использование свойств суперпозиции, запутанности, сжатия квантовых состояний, в свою очередь, обеспечит в перспективе максимально возможную чувствительность измерения. Развитие рынка квантовых сенсоров предполагает создание основного количества инновационных продуктов, технологий и отдельных отраслевых решений в рамках трёх основных видов: часы, гравиметры, гироскопы; сенсоры электрического и магнитного поля; квантовая метрология.

## QUANTUM TECHNOLOGIES: WHAT IS HAPPENING IN RUSSIA AND IN THE WORLD

**S.P. Kulik\***

*Quantum Technology Centre Of Moscow State University*

\*e-mail: sergei.kulik@physics.msu.ru

The current state and development prospects of the "Quantum technologies" industry are discussed - the situation in Russia and the world's leading laboratories.

**Key words:** quantum computing, quantum communication, quantum sensors.

## ФАНТОМНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ В КЛАССИЧЕСКОМ И КВАНТОВОМ СВЕТЕ

С.А. Магницкий\*

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

\*e-mail: sergeymagnitskiy@gmail.com

В докладе обсуждаются ключевые аспекты развиваемого нами в последнее несколько лет нового направления фантомной оптики — фантомной поляриметрии (ФП), как в классическом, так и в квантовом свете. Анализируются общие принципы формирования оптических фантомных изображений, а также разработанные к настоящему времени методы их реконструкции из получаемых экспериментальных данных. Рассматриваются базовые идеи, лежащие в основе теории ФП в классическом свете и в потоке одиночных бифотонов. Описаны методики и схемы экспериментальной реализации ФП, включая созданную нами приборную базу, позволяющей реализовать ФП в квантовом свете: счетчик одиночных фотонов SPC-V1; время-цифровой преобразователь TDC-6; СПР-источники коррелированных фотонов и квантовый томограф. Представлены результаты первой экспериментальной реализации ФП в квантовом свете.

**Ключевые слова:** фантомные изображения, поляриметрия, спонтанное параметрическое рассеяние света, квантовая запутанность,

В настоящее время принцип фантомных изображений (ФИ), первоначально возникший в квантовой оптике, не только интенсивно развивается, распространяясь на другие спектральные диапазоны, но и довольно успешно формирует свою собственную нишу в современных технологиях формирования изображений.

Несколько лет назад мы предложили одно из новых направлений в методе ФИ — фантомную поляриметрию (ФП). Разработанная нами классическая теория ФП [1] позволила обобщить принцип, лежащий в основе фантомных изображений в классическом свете, на объекты, изменяющие состояние поляризации. Построенная теория является первой теорией, показавшей возможность реализации принципа ФП, т.е. получения фантомных поляризационных изображений двумерных объектов с пространственным разрешением. Математический аппарат теории основан на аппарате корреляционных функций и описании поляризационных свойств объекта с помощью матриц Джонса.

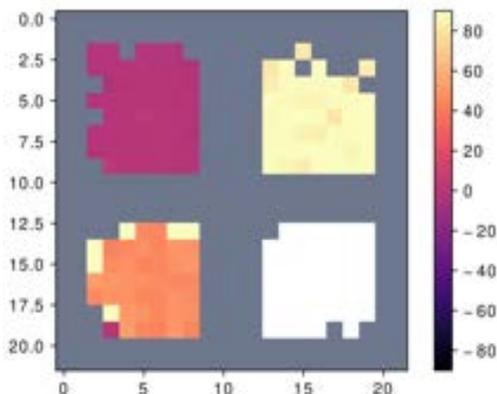
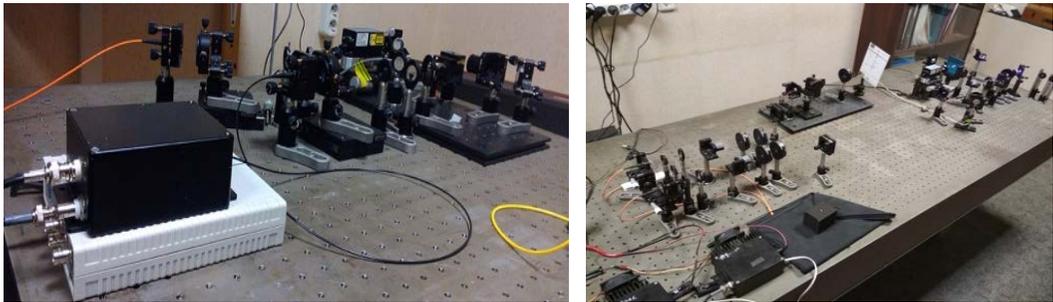


Рис. 1. Поляризационное фантомное изображение

Первая экспериментальная реализация принципа ФП [2] была нами выполнена в неполяризованном классическом свете в применении к объектам, поляризационные свойства которых обусловлены линейным дихроизмом. Полученные экспериментальные результаты подтвердили работоспособность предложенной концепции и адекватность разработанной теории в применении к объектам, обладающим линейным дихроизмом. Типичный вид фантомного поляризационного изображения четырехсекционного образца в неполяризованном свете с псевдотепловой статистикой приведен на рис.1. Шкалы даны в пикселях, полный масштаб 930  $\mu\text{m}$ ;

Для экспериментальной реализации ФП в квантовом свете требуются целый ряд приборов, которые были разработаны в нашей лаборатории [3]: время-цифровой преобразователь TDC-6, два счетчика одиночных фотонов SPC-V1, СПР-источник бифотонов и квантовый томограф, используемый для контроля квантового состояния фотонной пары, генерируемой СПР-источником. Внешний вид приборов представлен на рис.2. Счетчик одиночных фотонов предназначен для работы в видимом диапазоне [3]. Фоточувствительным элементом является лавинный фотодиод (ЛФД) SAP500FP-10/22-FC-1BV фирмы Laser Components. Время-цифровой преобразователь TDC-6 представляет собой четырехканальное устройство, ключевым элементом которого является ПЛИС FPGA Xilinx Spartan-6 XC6SLX9. Прибор отличается низким энергопотреблением, габаритами и себестоимостью, обеспечивая хорошую (порядка 20 пс) точность временной привязки. СПР-источник, предназначенный для работы в видимом и ближнем ИК диапазонах, собран по неколлинеарной двухкристальной схеме с применением специальных компенсационных кристаллов, и способен генерировать поток запутанных одиночных фотонов со скоростью от 1 до 300000 фот/сек.



**Рис. 2.** Внешний вид разработанных приборов: СПР-источника, счетчика одиночных фотонов SPC-V1 (черный корпус) и время-цифрового преобразователя TDC-6 (светлый корпус) — слева; квантового томографа -- справа

Квантовый томограф представляет собой устройство, способное измерять поляризационное квантовое состояние фотонов. Прибор вычисляет матрицу плотности двухкубитного состояния с помощью измерения проекций измеряемого состояния на 16 различных известных состояний. На основе рассчитанной матрицы плотности вычисляются характеристики квантового состояния – фиделити, линейная энтропия, энтропия фон Неймана, Concurrence, Tangle и перепутывание формирования.

В докладе также представлены результаты первой экспериментальной реализации ФП в квантовом свете. Эксперимент проводился по специальной методике с использованием постселекции. Для получения ФИ использовались запутанные по импульсу бифотоны с СПР-источника. Было восстановлено значение азимута анизотропии  $30^\circ \pm 6\%$ , т.е. доказана принципиальная возможность реализации квантовой ФП.

Теория ФП в потоке запутанных по импульсу фотонов построена на основе расчета пространственной структуры пучка фотонов СПР с помощью преобразования Боголюбова, расчета корреляционных функций токов суммирующего и многопиксельного

детекторов и трансформации поляризационного состояния фотонов с помощью адаптированных для однофотонного случая матриц Джонса.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект No 21-12-00155).

### Литература

1. A.S. Chirkin, P.P. Gostev, D.P. Agapov, and S.A. Magnitskiy // Laser Physics Letters. 2018 V. 15. №. 11. P. 115404.
2. Magnitskiy S.A., Agapov D.P. and Chirkin A.S. // Opt. Lett. 2020. V. 45. №. 13. P. 3641-3644
3. <https://labmsu.koddy.ru/subject/>
4. С.А. Магницкий, Д.П. Агапов, И.А. Беловолов, П.П. Гостев, Д.Н. Фроловцев, А.С. Чиркин // Вестник МГУ. 2021 (в печати)
5. A. Chirkin, D. Agapov and S. Magnitskiy // Opt. Lett. 2021. (в печати)

## GHOST POLARIMETRY IN CLASSIC AND QUANTUM LIGHT

**S.A. Magnitskiy\***

*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics.  
Russian Federation, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2, Faculty of Physics.  
\*e-mail: sergeymagnitskiy@gmail.com*

The report discusses the key aspects of the new direction of ghost optics - ghost polarimetry (GP), that we have been developing over the past few years both in classical and quantum light. The general principles of the formation of optical ghost images, as well as the methods developed to date for their reconstruction from the obtained experimental data, are analyzed. The basic ideas underlying the theory of GP in classical light and in a stream of single biphotons are considered. Methods and schemes for the experimental implementation of GP are described, including the instrumental base that we have created, which made it possible to implement the GP in quantum light: single photon counter SPC-V1; time-to-digital converter TDC-6; SPR sources of correlated photons and a quantum tomograph. The results of the first experimental realization of GP in quantum light are presented.

**Key words:** ghost images, polarimetry, spontaneous parametric light scattering, quantum entanglement

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ СРЕД С ТОПОЛОГИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

А.И. Маймистов\*

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

*115409, Москва, Каширское ш. 31*

*\*e-mail: maimistov@mail.ru*

Обсуждаются особенности поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы раздела обычного и топологического диэлектриков. Типичной является гибридизация ТЕ и ТМ волн, обусловленная магнитоэлектрическим эффектом. Поверхностные волны переносят спиновый и угловой момент поперечный к направлению распространения и не лежащий в плоскости раздела сред. Кубическая нелинейность третьего порядка приводит к неустойчивости волн с постоянной амплитудой и формированию кноидальной волны, период которой зависит от топологического заряда.

**Ключевые слова:** поверхностные волны, спиновый и угловой момент, топологические среды, оптическая нелинейность

Направленные электромагнитные волны могут быть разделены на два типа – поверхностные волны, бегущие вдоль границы раздела двух сред и волны в волноводах. В первом случае роль волновода выполняет поверхность раздела. Существование направленных волн и их характеристики определяются свойствами окружающих сред. Например, поверхностная ТЕ волна существует только на границе раздела оптически линейных сред с различным знаком диэлектрической проницаемости, но если одна из сред оптически нелинейная, то это ограничение снимается. Последние годы привлекало внимание использование в оптике новых сред, которым присущи топологические свойства – это топологические изоляторы и топологические полуметаллы [1-3]. Топологический изолятор (ТИ) характеризуется поверхностным магнитоэлектрическим эффектом, который приводит к повороту векторов магнитного и электрического поля при пересечении границы раздела обычного диэлектрика и ТИ. По этой причине поверхностные волны содержат все три компонента электрического и магнитного полей. В настоящем сообщении рассмотрены характерные свойства поверхностной волны, которая распространяется вдоль границы раздела ТИ и нелинейного диэлектрика.

Пусть поверхностная волна распространяющиеся вдоль границы раздела диэлектрика, обладающего нелинейной восприимчивостью третьего порядка и топологического изолятора. Оптическая нелинейность диэлектрика обеспечивает существование поверхностной волны. Для диэлектриков с положительной или отрицательной линейной диэлектрической проницаемостью можно определить плотность спинового углового момента такой волны. В [4,5] было показано, что вектор спинового углового момента имеет проекцию на нормаль к поверхности раздела, что составляет отличие от случая обычных поверхностных поляритонов или плазмон-поляритонов. Появление нормальной компоненты спинового момента связано с топологическим магнитоэлектрическим эффектом, в результате которого поляризация волны меняется при переходе через границу раздела. Дискретный характер топологического числа проявляется в дискретности величины нормальной и касательной компонент плотности спинового углового момента [4,6]. Было найдено, что рост напряженности электрического поля волны на границе раздела сред приводит к изменению величины спинового углового момента и может привести к его исчезновению.

Получено дисперсионное соотношение для этой поверхностной волны, которое в частном случае приводит к обычным дисперсионным соотношениям отдельно для каждого типа поляризации, если константу магнитоэлектрического взаимодействия положить равной нулю. Мощность, переносимая поверхностной волной, рассчитана как функция эффективного показателя преломления. Из полученной зависимости следует наличие порогового значения

мощности. Существенной особенностью является то, что вследствие магнитоэлектрического эффекта различно поляризованные по обе стороны границы раздела поверхностные волны образуют связанное состояние. Вместо двух нелинейных волн: одна ТЕ-типа, другая ТМ-типа, образуется гибридная волна.

Полученное дисперсионного соотношения для нелинейной моды позволяет вывести приближенное эволюционное уравнение для двух компонент электрического поля поверхностной волны [7]. Пренебрегая дисперсией групповых скоростей, можно найти решение системы уравнений, которое описывает периодическую волну, бегущую вдоль границы раздела линейного топологического изолятора и нелинейного диэлектрика. В рамках рассмотренной модели можно показать, что представленная в [8] поверхностная волна с постоянной амплитудой электрического поля является устойчивой, но не асимптотически устойчивой волной. Если исходить из аналогии с гармоническим осциллятором или маятником, то можно сказать, что статическая волна из [8] отвечает положению равновесия (неподвижный маятник), тогда как найденные в [7] волны отвечают малым колебаниям около положения равновесия.

В рассмотренной модели нелинейные свойства учитывались сильно анизотропной нелинейной восприимчивости третьего порядка. Кроме того, пренебрежении дисперсией групповых скоростей приводит к тому, что полученные уравнения имеют только периодическое в пространстве и времени стационарное решение.

Исследование было выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00921).

### Литература

1. Hasan M. Z., Kane C. L. // *Rev.Mod.Phys.* 2010. V. 82. P. 3045.
2. Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang // *Rev.Mod.Phys.* 2011. V. 83. P. 1057.
3. Karch A. // *Phys.Rev.* B. 2011. V.83. Art. no. 245432.
4. Маймистов А. И., Ляшко Е. И. // *Оптика и спектр.* 2018. Т. 125, №6, С. 795.
5. Маймистов А. И., Ляшко Е. И. // *Оптика и спектр.* 2019. Т. 126, №5, С. 578
6. Маймистов А. И., Ляшко Е. И. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 2. С. 328.
7. Маймистов А. И., Ляшко Е. И., С. О. Елютин // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 1. С. 7
8. Маймистов А. И., Ляшко Е. И. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2018. Т. 82. № 1. С. 27.

## NONLINEAR WAVES ON THE SURFACE OF MEDIA WITH TOPOLOGICAL CHARACTERISTICS

A. I. Maimistov\*

*National Nuclear Research University, Moscow Engineering Physics Institute  
115409, Moscow, Kashirskoe sh. 31*

\*e-mail: maimistov@mail.ru

The features of surface waves propagating along the interface of the conventional and topological dielectrics are discussed. Typical is the hybridization of TE and TM waves due to the magnetoelectric effect. Surface waves transfer the spin and angular momentum transverse to the direction of propagation and not lying in the plane of separation of the media. Cubic nonlinearity of the third order leads to instability of waves with a constant amplitude and the formation of a cnoidal wave, the period of which depends on the topological charge

**Key words:** waveguides, surface waves, topological media, optical nonlinearity.

## СОСТОЯНИЯ ШРЕДИНГЕРОВСКОГО КОТА В ПРОЦЕССЕ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

Р. Сингх\*, Г.Г. Амосов<sup>1</sup>, А.В. Масалов<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Математический институт им. В.А. Стеклова РАН  
119991, г. Москва, ул. Губкина, 8*

<sup>2</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
119991, г. Москва, Ленинский проспект, 53*

<sup>3</sup>*Центр квантовых коммуникаций НТИ, Национальный исследовательский  
технологический университет МИСиС  
119049 Москва, Ленинский проспект, д. 4  
\*e-mail: ranjit.singh@mail.ru*

В работе проведен анализ квантового состояния поля накачки и его второй гармоники, взаимодействующих в условиях точного синхронизма. Поле накачки в исходном состоянии полагалось когерентным, а второй гармоники – вакуумным. Представлены результаты численного решения уравнения Шредингера данной задачи. Показано, что состояние волны накачки в процессе преобразования приобретает сходство с состоянием Шредингерского кота. Представлены характеристики состояния полей и квазираспределения Вигнера при различных исходных условиях. Обнаружено, что формируемые состояния Шредингерского кота могут иметь высокие амплитуды  $|\alpha| > 10$ .

**Ключевые слова:** состояния Шредингерского кота, вторая оптическая гармоника, квазираспределение Вигнера.

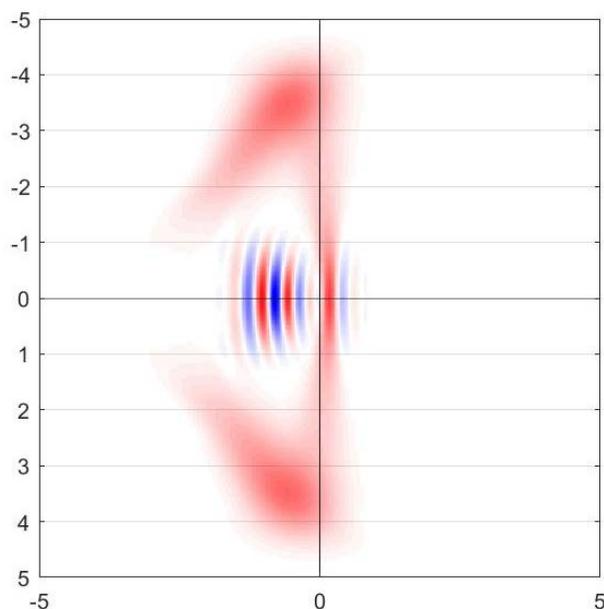
Свет в состоянии Шредингерского кота востребован в приложениях квантовых технологий. С его помощью могут быть реализованы протоколы квантовой кодировки с непрерывными переменными. Речь идет о состояниях типа  $c_1|\alpha\rangle + c_2|-\alpha\rangle$  с равными по модулю коэффициентами. Генерация света в состояниях Шредингерского кота представляет собой непростую задачу, поскольку единственный процесс, прямо ведущий к формированию состояния Шредингерского кота, основан на нелинейно-оптическом преобразовании света в кубично-нелинейной среде [1]. Для исходного света умеренной интенсивности такой процесс энергетически не эффективен. На практике состояния Шредингерского кота реализованы лишь с малыми амплитудами ( $|\alpha| < 2$ ) с помощью преобразования сжатого света [2,3]. В данной работе мы рассматриваем формирование состояний Шредингерского кота в квадратично-нелинейной среде, а именно, в процессе генерации второй оптической гармоники, где допустимы большие амплитуды состояний.

Формирование квантового состояния моды накачки в процессе генерации второй гармоники происходит в условиях нестабильности фазы. Если в классической картине эволюции поля накачки при точном синхронизме нестабильность фазы отсутствует, то при учете ненулевого начального поля на частоте второй гармоники нестабильность фазы накачки проявляется: фаза волны накачки уплывает либо в «плюс», либо в «минус» в зависимости от фазы поля второй гармоники. В квантовой картине, где исходное поле второй гармоники находится в вакуумном состоянии, в нем есть компоненты, способствующие уходу фазы накачки и в «плюс», и в «минус». В результате состояние поля накачки приобретает черты суперпозиции полей с разными фазами, т.е. становится похожим на состояние Шредингерского кота. На возможность существования этого эффекта было указано в работе [4].

В представленной работе проведен расчет квантового состояния мод поля накачки и второй гармоники, взаимодействующих в условиях точного синхронизма. Взаимодействие полей описывалось Гамильтонианом  $\hat{H} = g\hat{a}_1^{+2}\hat{a}_2 + g^*\hat{a}_1^2\hat{a}_2^+$ , где индекс 1 относится к моде

накачки, а индекс 2 – к моде второй гармоники. Поле накачки в исходном состоянии полагалось когерентным, а второй гармоники – вакуумным. Решение уравнения Шредингера данной задачи проведено в пределах числа фотонов 20. На рис.1 представлена функция Вигнера поля накачки для случая исходного состояния с  $|\alpha|^2 = 15$  и для нормированного времени эволюции  $|g|t/\hbar = 0.8$ . Видно, что имеет место сходство с состоянием Шредингеровского кота, где наличие интерференционной зоны свидетельствует о когерентности суперпозиции двух амплитуд  $\pm 3.5i$ . В работе представлены характеристики состояния полей при различных исходных условиях, которые показывают, что средние амплитуды формируемых состояний могут варьироваться в широких пределах.

Очевидно, что экспериментальная реализация представленного способа генерации поля в состоянии, близком к Шредингеровскому коту, проблематична из-за высоких амплитуд поля накачки, при которых осуществляется заметное преобразование излучения во вторую гармонику. Однако благодаря применению высокоэффективных преобразователей на основе волноводов с периодически-поляризованным ниобатом лития и микрорезонаторами уровень требуемых мощностей света снижается [5,6].



**Рис. 1.** Функция Вигнера квантового состояния поля накачки; исходное состояние накачки – когерентное с  $|\alpha|^2 = 15$ , нормированное время эволюции  $|g|t/\hbar = 0.8$ .

#### Литература

1. Miranowicz A., Tanaś R., Kielich S. // *Quantum Optics* 1990. V. 2. P. 253.
2. Ourjoumtsev A., Tualle-Brouri R., Laurat J., Grangier P. // *Science* 2006. V. 312. P. 83.
3. Sychev D.V., Ulanov A.E., Pushkina A.A., Richards M.W., Fedorov I.A., Lvovsky A.I. // *Nature Photonics* 2017. V. 11. P. 379.
4. Nikitin S.P., Masalov A.V. // *Quantum Optics* 1991. V. 3. P. 105.
5. Jia-Yang Chen, Chao Tang, Zhao-Hui Ma, et al. // *Optics Letters* 2020. V. 45. P. 3789.
6. Juanjuan Lu, Joshua B. Surya, Xianwen Liu, et al. // *Optica* 2019. V. 6. P. 1455.

## SCHRÖDINGER CAT STATES IN THE PROCESS OF SECOND HARMONIC GENERATION

R. Singh\*, G.G. Amosov<sup>1</sup>, A.V. Masalov<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Steklov Mathematical Institute of the Russian Academy of Sciences  
Gubkina Str. 8, Moscow 119991, Russian Federation*

<sup>2</sup>*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences  
Leninsky prosp. 53, Moscow 119991, Russian Federation*

<sup>3</sup>*NTI Center for Quantum Communications, National University of Science and Technology  
MISiS  
Leninsky prospekt 4, Moscow 119049, Russian Federation*

\*e-mail: ranjit.singh@mail.ru

The paper analyzes the quantum states of the pump field and its second harmonic interacting under conditions of perfect phase matching. The initial state of pump field was assumed to be coherent, and the second harmonic field was assumed to be vacuum. The results of the numerical solution of the Schrödinger equation for this problem are presented. It is shown that the state of the pump wave in the process of conversion becomes similar to the state of the Schrödinger cat. The characteristics of the state of the fields and the Wigner quasiprobability distribution under various initial conditions are presented. It was found that the formed states of the Schrödinger cat can have high amplitudes  $|\alpha| > 10$ .

**Key words:** Schrödinger cat states, second harmonic generation, Wigner quasiprobability distribution.

**В.В. САМАРЦЕВ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА****А.В. Масалов**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
119991, г. Москва, Ленинский проспект, 53  
e-mail: masalovav@lebedev.ru*

В докладе отмечена роль В.В.Самарцева в развитии исследований по квантовой оптике в России и, в частности, в научных учреждениях Казани.

**Ключевые слова:** квантовая оптика, чтения по квантовой оптике, IWQO.

Исследования В.В. Самарцева в области эхо-спектроскопии широко известны. В 90-х годах ушедшего века Виталий Владимирович расширил круг своих научных интересов в область квантовой оптики. С того времени по наши дни исследования в области квантовой оптики находятся на стадии бурного роста. Одна за другой вышли статьи с использованием сжатого света. Шло построение схем с одиночными фотонами. В 1997 году реализована телепортация квантового состояния света. В исследовательских лабораториях продемонстрированы новые применения света в необычных квантовых состояниях. Начиная с 1989 года Виталий Владимирович организовал серию семинаров «Чтения по квантовой оптике». В 1999 году Чтения приобрели статус конференции (International Workshop on Quantum Optics, IWQO). Эти Чтения проходили в Казани, куда съезжались увлеченные квантовой оптикой теоретики и экспериментаторы из Москвы, Петербурга, Самары и других городов. На организацию конференций, школ и семинаров Виталий Владимирович тратил немало сил. Главным в этой работе было не столько обеспечить представительство «мэтров», сколько стремление сделать сообщество разнообразных исследователей знакомыми друг с другом.

Немало казанских студентов вошли в науку через «дверь» конференций Самарцева.



**Рис. 1.** В.В. Самарцев на конференции «Фотонное эхо и когерентная спектроскопия» в 2009 г. (фото С.В.Чекалина)

Про научные труды Виталия Владимировича можно написать отдельный обзор, им с коллегами написаны около десятка книг по различным областям современной оптики и

спектроскопии, но здесь уместно вспомнить его титаническую работу по переводу иностранной научной литературы. В начале текущего столетия Виталий Владимирович организовал перевод фундаментального труда по квантовой оптике: Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. (Москва, Физматлит, 2000), а также книги известных авторов Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика (Москва, Физматлит, 2003). Он очень хорошо понимал, что без таких книг вырастить научную смену в России невозможно.

Виталий Владимирович был необычайно коммуникабельным человеком. С первых минут знакомства он делал собеседника приятелем, т.е. приятным в общении собеседником. Виталий Владимирович неизменно видел в собеседнике только лучшие черты и, преувеличивая их, создавал собеседнику уверенность в значимости его персоны. Как это необходимо начинающим, да и не только начинающим, физикам! Это урок настоящего Учителя. Вряд ли в современном научном сообществе мы сможем указать такого же человека, как Виталий Владимирович Самарцев – увлеченного физика, любящего своих коллег и знакомых, знающего, что нужно российскому студенчеству. Замены нет!

## V.V. SAMARTSEV AND QUANTUM OPTICS

A.V. Masalov

*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences  
Leninsky prosp. 53, Moscow 119991, Russian Federation  
e-mail: masalovav@lebedev.ru*

The role of Prof. V.V. Samartsev in the development of research on quantum optics in Russia and in scientific institutions of Kazan is described.

**Key words:** quantum optics, quantum optics workshops, IWQO.

## ТЕОРЕМА ПЛОЩАДЕЙ ФОТОННОГО ЭХА В РЕЗОНАТОРЕ И ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ СРЕДЕ

С.А. Моисеев\*, Р.В. Урманчиев

*Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский университет  
имени А.Н. Туполева  
420126, Казань, ул. Четаева 18а  
\*e-mail: samoi@yandex.ru*

Изучаются общие нелинейные закономерности формирования фотонного эха в резонаторе и оптически плотной среде на основе аналитического и численного решения уравнений для импульсной площади сигналов светового эха. Разработанный подход позволяет изучать различные протоколы формирования фотонного эха, в том числе используемых для реализации оптической квантовой памяти.

**Ключевые слова:** фотонное эхо, теорема площадей, оптически плотные среды, высокочастотный резонатор.

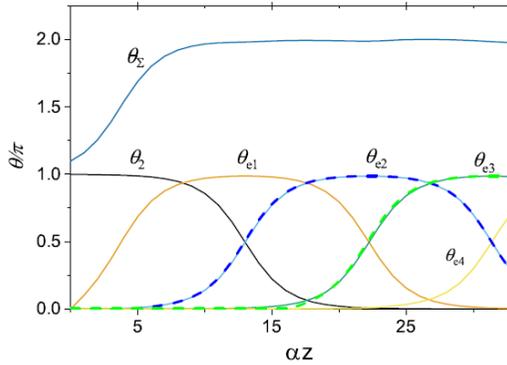
Теорема площадей, введенная Мак Коллом и Ханом в работе 1969 г. [1] дает общий инструмент исследования взаимодействия импульсов света с ансамблем резонансных двухуровневых атомов, который также полезен и в изучении резонансных взаимодействий света с трехуровневыми атомами [2]. В этом году теорема площадей празднует 50-летний юбилей в изучении фотонного эха в оптически плотных средах, начатого работами Хана и др. [3] и Хартмана и др. [4], где данная теорема была применена и позволила найти суммарную площади всех эхо-сигналов, возникающих при двухимпульсном возбуждении оптически плотной среды. Позднее было получено общее уравнение для импульсной площади произвольного сигнала эха и найдено его решение для сигнала первичного фотонного эха [5]. В настоящее время усиливается интерес к резонансному взаимодействию света с оптически плотными атомными ансамблями, связанный с задачами создания квантовой памяти на эффекте эха, что заставляет обратиться к более детальному исследованию его свойств в оптически плотных атомных средах и для атомных ансамблей в резонаторах, которые также существенно усиливают резонансное взаимодействие со светом.

Тезисы посвящены использованию теоремы площадей к формированию фотонного эха на ансамбле двухуровневых атомов в свободном пространстве и в двух типах резонаторах, начиная с более детального изучения сигналов многократного эха, начатого в работе Хана 50 лет назад.

Мы используем общее уравнение для импульсной площади произвольного эхо-сигнала, полученное в работе [5] для образца в свободном пространстве и имеющее вид:

$$\partial_z \theta(z) = \frac{1}{2} \alpha \left[ 2v_0(z) \cos^2 \frac{\theta(z)}{2} + w_0(z) \sin \theta(z) \right], \quad (1)$$

где  $\theta(z)$  – площадь эхо сигнала,  $\alpha$  – коэффициент резонансного поглощения,  $v_0(z), w_0(z)$  – резонансная фазирующаяся компонента поляризации и составляющая атомной инверсии, не имеющая осциллирующего



**Рис. 1.** Генерация нескольких импульсов эха при двухимпульсном возбуждении оптически плотной среды. Начальные площади входных импульсов равны  $\theta_1(0) = 0.1\pi$ ,  $\theta_2(0) = 0.999\pi$ .

от частотной расстройки поведения в момент времени, предшествующий генерации эха. В работе [6] были найдены начальные компоненты  $v_0(z)$  и  $w_0(z)$ , соответствующие сигналам многократного эха, следующих после сигнала первичного фотонного эха. Частный случай полученного решения представлен на рис. 1, который демонстрируют формирование устойчивой последовательности сигналов эха с нулевой общей импульсной площадью, являющихся многоимпульсным аналогом  $0\pi$ -бризера теории солитонов. Аналогичного рода решение получено для генерации устойчивой последовательности сигналов эха, имеющих общую площадь  $2\pi$ . В этих двух случаях формирование суммарной площади  $0\pi$ , или  $2\pi$  в каждой точке пространства происходит за счет сложной пространственной динамики нескольких импульсов эха, которые формируют в оптически плотной среде воспроизводящуюся последовательность сигналов, что объясняет поведение общей площади всех сигналов эха в оптической плотной среде, полученное в работе [3].

Применяя разработанный подход к формированию сигналов фотонного эха в одномодовом кольцевом резонаторе, получаем уравнение для импульсной площади произвольного сигнала эха для образца, находящегося в кольцевом резонаторе:

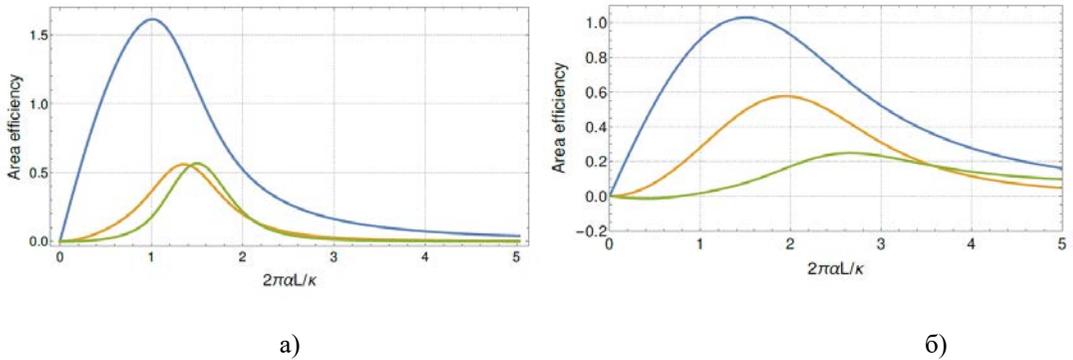
$$\Theta_e = \xi \left[ 2v_0 \cos^2 \frac{\Theta_e}{2} + w_0 \sin \Theta_e \right], \quad (2)$$

где  $\xi = 2\pi\alpha L/\kappa_S$  – коэффициент, определяющий силу связи между полем и образцом,  $\alpha L$  – оптическая плотность образца,  $\kappa_S$  – общие потери в резонаторе,  $\Theta_e$  – импульсная площадь сигнала эха, которая в случае кольцевого резонатора не зависит от  $z$ .

Также можно получить уравнение для площади произвольного сигнала эха в резонаторе Фабри-Перо:

$$\Theta_e = \xi \langle 2v_0(z) \cos^2 \frac{\Theta_e}{2} + w_0(z) \sin \Theta_e \rangle_z, \quad (3)$$

где  $\langle \dots \rangle_z = \int \dots dz$  – усреднение по  $z$  – координате атомов в резонаторе.



**Рис. 2.** Зависимость импульсной площади первичного (синяя кривая), вторичного (оранжевая кривая) и третьего по счету (зеленая кривая) фотонного эха при двухимпульсном возбуждении в кольцевом резонаторе - а) и резонаторе Фабри-Перо –б) при  $\Theta_1 = \pi/2$ ,  $\Theta_2 = 0.9\pi$ .

Решая последовательно уравнения для возбуждающих сигналов и сигналов эха, находим импульсные площади сигналов первичного эха и многократного эха при входных импульсных площадях возбуждающих импульсов  $\Theta_1 = \pi/2$ ,  $\Theta_2 = 0.9\pi$ . Решения представлены на рис.2 а), б) для различной оптической плотности атомного перехода  $\alpha L$ . Поведение импульсных площадей сигналов эха показывает, что при любой оптической плотности сигналы многократного эха всегда слабее первичного эха в отличие от случая оптически плотной среды вне резонатора, что хорошо согласуется с экспериментальными данными недавней работы [7].

Найденные решения для импульсной площади сигналов эха показали наиболее хорошее описание сигналов эха в системе атомов с большим неоднородным уширением линии. Анализ решений показывает, что теорема площадей позволяет получать аналитические решения, которые описывают общие нелинейные закономерности многоимпульсного взаимодействия света с веществом в свободном пространстве и резонаторе для широкого диапазона возможных параметров и могут использоваться для изучения протоколов квантовой памяти на фотонном эхе [8].

### Литература

1. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. 183, 457 (1969).
2. J. H. Eberly and V. V. Kozlov, Phys. Rev. Lett. 88, 243604 (2002).
3. E. L. Hahn, N. S. Shiren, and S. L. McCall, Physics Letters A 37, 265 (1971).
4. R. Friedberg and S. Hartmann, Physics Letters A 37, 285 (1971).
5. S. A. Moiseev, Opt. Spectrosc. 62, 180 (1987).
6. S. A. Moiseev, M. Sabooni, and R. V. Urmancheev, Phys. Rev. Research 2, 012026 (2020).
7. S. Weichselbaumer, et al, Phys. Rev. Lett. 125, 137701 (2020).
8. M.M. Minnegaliev, et al, Phys.Rev.B B 103, 174110 (2021).

**THE PHOTON ECHO AREA THEOREM IN A RESONATOR AND AN OPTICALLY  
DENSE MEDIUM**

**S.A. Moiseev\* , R.V. Urmancheev,**

*Kazan Quantum Center, Kazan National Research University  
420126, Kazan, 18a Chetaeva str.*

\*e-mail: samoi@yandex.ru

The general nonlinear properties of the formation of a photon echo in a resonator and an optically dense medium are studied on the basis of an analytical and numerical solution of equations for the pulse area of photon echo signals. The developed approach allows us to study various protocols for the formation of photonic echo, including those used for the implementation of optical quantum memory.

**Keywords:** photon echo, area theorem, optically dense media, high-quotient resonator.

## О ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНАХ В НЕРАВНОВЕСНЫХ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СРЕДАХ

С.В. Сазонов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182, г. Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
191991, г. Москва, Воробьевы горы, д. 1*

\*e-mail: sazonov.serгей@gmail.com

Дан обзор свойств квазимонохроматических и униполярных диссипативных солитонов электромагнитной (оптической) природы в неравновесных средах. Времена, на которых формируются рассматриваемые солитоны, превышают времена фазовой релаксации, но значительно короче времен релаксации населенностей квантовых состояний. Отмечаются различия между диссипативными и консервативными солитонами.

**Ключевые слова:** диссипативный солитон, неравновесная среда, уравнения типа «реакция – диффузия».

В последнее время большой интерес вызывают исследования оптических диссипативных солитонов [1, 2]. Вызвано это как фундаментальными, так и прикладными аспектами.

Для формирования диссипативных солитонов необходимо наличие нелинейного автономного источника энергии и ее диссипации [2]. Взаимная компенсация притока энергии и ее диссипации способна привести к образованию устойчивой локализованной структуры – диссипативного солитона. В отличие от консервативных солитонов [3] диссипативные солитоны не обладают свободными параметрами, определяемыми условиями на входе в нелинейную среду. Солитоны являются консервативными, если их временная длительность меньше всех времен релаксации. В противоположном случае солитоны являются диссипативными. Из-за диссипации необратимо теряется точная память о входных условиях. Существуют широкие области входных параметров, приводящих к формированию одних и тех же диссипативных солитонов. Т.е. зависимость от входных условий является достаточно грубой. Ситуация здесь аналогична предельному циклу в теории автоколебаний, который может формироваться из начальных условий, принадлежащих широким областям фазового пространства.

Устойчивость диссипативных солитонов по отношению к изменениям входных условий наталкивает на мысль о возможности использования данных солитонов в системах передачи, обработки и записи информации [2]. Кроме того, они могут оказаться полезными в управлении механическим движением различных микро- и нанообъектов [4].

В настоящей работе рассмотрено распространение квазимонохроматических и униполярных диссипативных солитонов в неравновесных средах. Причем время формирования  $\Delta t$  солитонов и их длительность  $\tau_p$  превышают времена фазовой релаксации  $\sim T_2$  на всех квантовых переходах, но значительно меньше времен релаксации населенностей стационарных состояний  $\sim T_1$ :

$$T_2 \ll \tau_p < \Delta t \ll T_1. \quad (1)$$

После прохождения солитонов по неравновесной среде последняя переходит в другое состояние, с другими населенностями квантовых уровней. Время жизни данного состояния порядка  $T_1$ . Такое состояние мы называем метастабильным.

В работе [5] солитоны, подчиняющиеся условию (1) названы некогерентными.

При условии (1) огибающая  $\psi$  электрического поля резонансного оптического импульса, распространяющегося вдоль оси  $z$ , подчиняется нелинейному интегро-дифференциальному уравнению типа «реакция – диффузия» [6]:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \gamma \psi - \varepsilon \psi \int_{-\infty}^{\tau} \psi^2 d\tau' + \sigma \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2}, \quad (2)$$

где  $\tau = t - z/v_g$ ,  $t$  - время,  $v_g$  - линейная групповая скорость на несущей частоте  $\omega$  импульса, а вещественные коэффициенты усиления  $\gamma$ , нелинейности  $\varepsilon$  и «диффузии»  $\sigma$  определяются начальным состоянием среды (все перечисленные коэффициенты положительны, если данное начальное состояние характеризуется инверсной населенностью квантовых уровней).

Уравнение (2) обладает точным аналитическим решением в виде диссипативного солитона [6]:

$$\psi = \psi_0 \operatorname{sech} \xi \sqrt{1 + \tanh \xi}, \quad (3)$$

где  $\xi = (t - z/v)/\tau_p$ , а скорость  $v$ , длительность  $\tau_p$  и амплитуда  $\psi_0$  определяются выражениями

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{v_g} - 3\sqrt{\frac{\gamma\sigma}{2}}, \quad \tau_p = 2\sqrt{\frac{2\sigma}{\gamma}}, \quad \psi_0 = \left(\frac{15}{32\sqrt{2}}\right)^{1/2} \left(\frac{\gamma^3}{\varepsilon^2\sigma}\right)^{1/4}. \quad (4)$$

Важно заметить, что временной профиль диссипативного солитона несимметричен относительно своего максимума [6] и что в нем отсутствуют свободные параметры. Все характеристики солитона однозначно определяются коэффициентами уравнения (2) (начальным состоянием среды) с помощью соотношений (4). Таким образом, по мере формирования солитона стирается память о входных условиях.

После прохождения данного солитона через среду инверсная разность населенностей квантовых уровней среды несколько уменьшается, но атомы не переходят в состояние, определяемое термодинамическим равновесием. Разность населенностей по-прежнему остается инверсной, но коэффициент усиления  $\gamma$  уменьшается. Изменяются также параметры нелинейности  $\varepsilon$  и «диффузии»  $\sigma$ . Т.е. среда переходит в метастабильное состояние. В такой среде, пока выполняется условие (1), может сформироваться второй диссипативный солитон, третий и т.д., пока  $\gamma > 0$ .

Распространение униполярного электромагнитного импульса в многоуровневой квантовой среде описывается уравнением типа «реакция – диффузия» [7, 8]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \alpha \frac{\partial}{\partial \tau} \left( E \int_{-\infty}^{\tau} E^2 d\tau' \right) + \beta \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2}, \quad (5)$$

где  $E$  - электрическое поле (не огибающая!) импульса, а коэффициенты нелинейности  $\alpha$  и «диффузии»  $\beta$  определяются начальным состоянием среды. Данные коэффициенты положительны, если начальные населенности квантовых уровней являются нормальными (не инверсными). Важно, что это условие противоположно аналогичному условию для

коэффициентов  $\gamma$ ,  $\varepsilon$  и  $\sigma$  в уравнении (2). Тем не менее, начальное состояние активной среды не является термодинамически равновесным.

Уравнение (5) обладает решением в виде солитонного полуволонового всплеска [7, 8]:

$$E = E_m \operatorname{sech} \xi. \quad (6)$$

При этом амплитуда и скорость солитона связаны с его длительностью выражениями

$$E_m = \frac{1}{\tau_p} \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}, \quad \frac{1}{v} = \frac{1}{v_g} - \frac{\beta}{\tau_p}. \quad (7)$$

Рассматриваемое симметричное солитоноподобное решение содержит один непрерывный свободный параметр, в качестве которого здесь выбрана временная длительность  $\tau_p$  импульса. Таким свойством обычно обладают консервативные солитоны, сохраняя в непрерывном свободном параметре память об условиях на входе в среду. Однако в нашем случае явно присутствует диссипация в виде фазовой релаксации. К тому же длительность солитоноподобного импульса значительно превышает время фазовой релаксации. Поэтому диссипативные процессы проявляют себя достаточно отчетливо. Несмотря на диссипативную природу солитоноподобного объекта (6), в нем сохраняется память о входных условиях в виде наличия непрерывного свободного параметра.

После прохождения солитона (6) среда возрастает населенности возбужденных состояний атомов. Чтобы это было возможным в реальности, атомы изначально должны находиться в неравновесном состоянии со своим окружением. При этом температура окружения должна быть выше температуры рассматриваемых атомов. Этого можно добиться, например, используя методы резонансного лазерного охлаждения конденсированных сред [9, 10]. Тогда, согласно второму началу термодинамики, тепловая энергия будет из окружения передаваться атомам. При этом униполярный солитоноподобный импульс выполняет роль переносчика данной энергии, переключая среду из исходного неравновесного состояния в другое метастабильное состояние.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-11-01157).

### Литература

1. Akhmediev N., Ankiewicz A., Soto-Crespo J.M., and Grelu Ph. // *International Journal of Bifurcation and Chaos*. 2009. V. 19. P. 262.
2. Розанов Н.Н. Диссипативные оптические и родственные солитоны. М.: Физматлит, 2021.
3. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978.
4. Dolinina D. A., Shalin A. S., and Yulin A. V. // *Письма в ЖЭТФ*. 2019. V. 110. 755.
5. Afanas'ev A. A., Vlasov R. A., Khasanov O. Kh., Smirnova T. V., and Fedotova O. M. // *JOSA B*. 2002. V. 19. P. 911.
6. Sazonov S.V. // *Phys. Rev. A*. 2021. V. 103. No 5. 053512.
7. Сазонов С.В. // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 114. № 3. С. 132.
8. Sazonov S.V. // *Laser Physics Letters*. 2021. V. 18 (in press).
9. Petrushkin S. V. and Samartsev V. V. // *Laser Physics*. 2001. V. 11. P. 948.
10. Petrushkin S. V., Shakhmuratov R. N., and Samartsev V. V. // *Laser Physics*. 2002. V. 12. P. 1387.

## ON THE DISSIPATIVE SOLITONS IN NONEQUILIBRIUM METASTABLE MEDIA

S.V. Sazonov<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*National Research Center "Kurchatov Institute"*

*123182, Moscow, Kurchatov Square, 1*

<sup>2</sup>*Lomonosov Moscow State University*

*191991, Moscow, Vorob'evy gory, 1*

e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

A review is given of the properties of quasi-monochromatic and unipolar dissipative solitons of an electromagnetic nature in nonequilibrium media. The times at which the solitons under consideration are formed exceed the phase relaxation times, but are much shorter than the relaxation times of the populations of quantum states. Differences are noted between dissipative and conservative solitons.

**Key words:** dissipative soliton, nonequilibrium medium, equations of the «reaction – diffusion» type.

# ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА СЛАБЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ОТКЛИКОВ АНСАМБЛЕЙ НАНОЧАСТИЦ

Я.А. Фофанов<sup>1,\*</sup>, В.В. Манойлов<sup>1</sup>, И.В. Заруцкий<sup>1</sup>, А.С. Курапцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт аналитического приборостроения РАН  
198103, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, д. 31-33, лит. А  
\*e-mail: yakinvest@yandex.ru*

<sup>2</sup> *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29*

Рассмотрены перспективы дальнейшего развития прецизионной лазерной поляризационно-оптической нанодиагностики. Показана принципиальная возможность разделения и сравнительного изучения случайных и регулярных вариаций слабых поляризационных откликов и связанных с ними малых вариаций параметров (свойств) разбавленных магнитных наножидкостей. Разработанные подходы и методы могут быть распространены на прецизионную поляризационно-оптическую диагностику различных объектов и систем другой природы (состава).

**Ключевые слова:** лазер, лазерная поляризационно-оптическая нанодиагностика, слабые поляризационные отклики, магнитооптика, магнитные наножидкости.

Прецизионное лазерное зондирование вещества открывает новые возможности детального исследования структурных особенностей самых различных объектов и систем. Разработанные нами подходы и методы и реализующие их аппаратные средства позволяют проводить исследования прецизионных оптических и лазерных элементов и материалов, магнитоупорядоченных кристаллов, магнитных наножидкостей, нелинейных границ раздела, многих других объектов, а также накапливать базу больших данных о поляризационных откликах исследованных объектов [1-7]. В настоящем докладе рассмотрены перспективы дальнейшего развития прецизионной лазерной нанодиагностики применительно к сравнительным исследованиям случайных и регулярных вариаций поляризационных откликов, наблюдаемых в различных условиях [5,8,9]. Полученные результаты иллюстрируются на примере откликов ансамблей магнитных наночастиц магнетита в жидкой матрице [5,10,11].

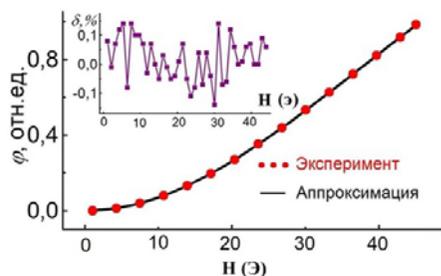


Рис. 1. Аппроксимация поляризационных откликов.

На рис. 1 показана характерная зависимость (скан) поляризационных откликов от поперечного магнитного поля  $H$ , соответствующая объемной концентрации магнитных наночастиц 1% [5], и аналитическая аппроксимация [10,11], выполненная нами на основе модели ориентационной упорядоченности магнитных наночастиц, рассмотренной в работе [12]. В процессе аппроксимации отклики были представлены в виде  $\varphi = \alpha F(\beta)$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  варьируемые безразмерные параметры связанные согласно модели с параметрами магнитной жидкости. При этом учитывалось, что по первому критерию наблюдаемые поляризационные

отклики являются слабыми и для них характерны линейность (пропорциональность) шкалы и аддитивность [13]. Длительность одного скана (опыта) составляла около 10 мин и была существенно меньше, чем промежутки времени между отдельными опытами. Вследствие этого характерные отклонения откликов от аппроксимирующей кривой  $\delta$  (см. вкладку на рис. 1) определялись, главным образом, их быстрыми случайными флуктуациями.

На рис. 2 представлены относительные ошибки  $\delta\alpha$  и  $\delta\beta$  прогнозируемых значений параметров  $\alpha$  и  $\beta$  по сравнению с их значениями, полученными с помощью развиваемых методов прецизионной поляризационно-оптической диагностики. Данные представлены в широком, составляющем три порядка диапазоне концентрации магнитных наночастиц, при этом для каждой конкретной концентрации параметры  $\delta\alpha$  и  $\delta\beta$  характеризуют каждый отдельный скан (опыт) в целом. Пунктирная линия показывает случайный разброс (флуктуации, вариации) откликов в терминах нормированной усредненной евклидовой нормы  $\text{Norm}(\varphi) = 0,23\%$ , вычисленной по совокупности евклидовых расстояний между аппроксимирующими кривыми и экспериментальными данными (откликами  $\varphi$ ), [14].

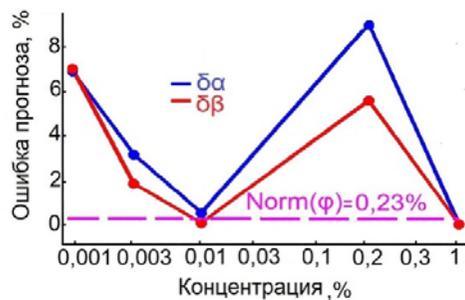


Рис. 2. Случайные и регулярные вариации откликов.

Как видно, ошибки  $\delta\alpha$  и  $\delta\beta$  для концентраций 1% и 0,01% очень малы, т. е. флуктуации регистрируемых откликов находятся на уровне случайных (на пороге реальной чувствительности данных экспериментов (опытов)). В то же время значения  $\delta\alpha = 8,9\%$ ,  $\delta\beta = 5,5\%$  и  $\delta\alpha = 6,8\%$ ,  $\delta\beta = 6,9\%$ , соответствующие концентрациям 0,2% и 0,001%, более чем на порядок превышают уровень случайных флуктуаций откликов. При общей оценке полученных результатов необходимо также учесть, что опыты проводились с разными образцами (пробами), которые, хотя и были получены по одной и той же схеме [5,9], но в самостоятельных процессах, значительно разнесенных по времени. Все это показывает, что основной причиной обнаруженных неслучайных (выпадающих из диапазона случайных флуктуаций) вариаций значений параметров  $\delta\alpha$  и  $\delta\beta$  являются малые неслучайные (технологические) различия (вариации) в параметрах (свойствах) исследованной магнитной наножидкости.

В области минимальных концентраций характерные величины наблюдаемых поляризационных откликов составляют несколько угл. мин. [5,10,11]. На рис. 2 легко видеть, что в этих условиях статистический анализ накопленной базы данных выявил обнаружимую величину неслучайных (регулярных) изменений параметров  $\alpha$  и  $\beta$ , определяющих магнитооптические характеристики (параметры) исследуемой наножидкости, на уровне единиц процентов и менее.

Таким образом, развиваемая нами прецизионная лазерная поляризационно-оптическая диагностика дает принципиальную возможность разделения и сравнительного изучения малых случайных и регулярных вариаций слабых поляризационных откликов и связанных с ними малых вариаций параметров магнитных наножидкостей. Разработанные подходы и методы могут быть распространены на поляризационно-оптическую диагностику различных объектов и систем другой природы (состава) [15-17].

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 075-00280-21-00 (СУ НИР 0074-2019-0007) Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

## Литература

1. Fofanov Ya.A. // Proc. SPIE. 1992. No. 1811. P. 413.
2. Sokolov I.M., Fofanov Ya.A. // J. Opt. Soc. Am. A. 1995. V. 12. No. 7. P. 1579.
3. Фофанов Я.А., Плешаков И.В., Кузьмин Ю.И. // Оптический журнал. 2013. Т. 80. № 1. С. 88.
4. Fofanov Ya.A. // in book: Advances in Optoelectronics Research. Ed. Marcus R. Oswald. Nova Science Publishers, Inc., USA. 2014. P. 75.
5. Фофанов Я.А., Плешаков И.В., Прокофьев А.В. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. № 20. С. 66.
6. Fofanov Ya., Vetrov V., Ignatenkov B. // IEEE Xplore Digital Library. ICLO. 2018. P. 406.
7. Fofanov Ya. // EPJ Web of Conferences. 2019. V. 220. Art. No. 01004.
8. Scherer C., Figueiredo Neto A.M. // Brazilian Journal of Physics. 2005. V. 35. No. 3A, P. 718.
9. Fofanov Ya.A., Pleshakov I.V., Prokof'ev A.V., Bibik E.E. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. 2021. V. 12:1. P. 60.
10. Фофанов Я.А., Манойлов В.В., Заруцкий И.В., Курапцев А.С. // Оптический журнал. 2020. Т. 87. № 2. С. 36.
11. Фофанов Я.А., Манойлов В.В., Заруцкий И.В., Курапцев А.С. // Известия РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 3. С. 341.
12. Scholten P.C. // IEEE Trans. Magn. 1980. Vol 16, No. 2. P. 221.
13. Fofanov Ya.A., Sokolov I.M., Pleshakov I.V., Vetrov V.N., Prokofiev A.V., Kuraptsev A. C., Bibik E. E. // EPJ Web of Conferences, PECS-2017. 2017. V. 161. Art. No. 01003.
14. Фофанов Я.А., Манойлов В.В., Заруцкий И.В., Бардин Б.В. // Научное приборостроение. 2018. Т. 28. № 1. С. 45.
15. Kuraptsev A.S., Sokolov I.M., Fofanov Ya.A. // Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 41. Art. No.1660141.
16. Ларионов Н.В., Соколов И.М., Фофанов Я.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 3. С. 306.
17. Fofanov Ya.A., Sokolov I.M., Kaiser R., Guerin W. 2021. Phys. Rev. A 104. Iss. 2. Art. No. 023705.

## LASER DIAGNOSTICS OF WEAK POLARIZATION RESPONSES OF NANOPARTICLES ENSEMBLES

Ya.A. Fofanov<sup>1</sup>, V.V. Manoilov<sup>1</sup>, I.V. Zarutskiy<sup>1</sup>, A.S. Kuraptsev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Analytical Instrumentation RAS  
198095, St.Petersburg, Ivana Chernykh, 31-33, lit. A  
\*e-mail: yakinvest@yandex.ru*

<sup>2</sup>*Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University,  
195251, St.Petersburg, Polytechnicheskay, 29*

The prospects for the further development of precision laser polarization-optical nanodiagnostics are considered. The fundamental possibility is shown to separate and comparatively study of random and regular variations in weak polarization responses and associated small variations in the parameters (properties) of diluted magnetic nanofluids. The developed approaches and methods can be extended to precision polarization-optical diagnostics of various objects and systems of a different nature (composition).

**Keywords:** laser, laser polarization-optical nanodiagnostics, weak polarization responses, magneto-optics, magnetic nanofluids.

# ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ, РАСПРОСТРАНЕНИЯ И САМОВОССТАНОВЛЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ В ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

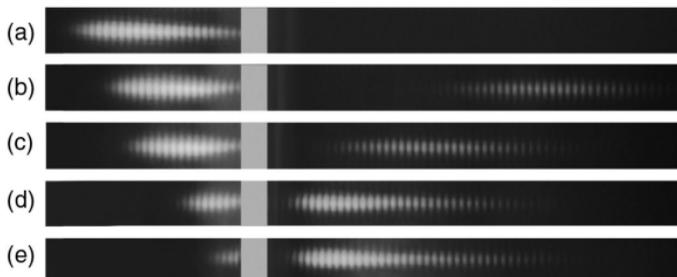
С.В. Чекалин\*, Е.Д. Залозная, А.Е. Дормидонов, В.П. Кандидов, В.О. Компанец,  
А.А. Мельников

*Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, Физическая 5  
\*e-mail: schekalin@yandex.ru*

Установлено, что волновые пакеты, экстремально сжатые до одного оптического цикла во времени и до диаметра в несколько длин волн в пространстве при филаментации в однородных диэлектриках в спектральной области аномальной дисперсии групповой скорости - "световые пули" способны к полной пространственно-временной реконструкции в нелинейной диспергирующей среде после распространения через воздушный промежуток, а также при полном внутреннем отражении. Показано, что вследствие изменения сдвига фазы несущей и огибающей при распространении световой пули ее пространственные, временные и энергетические параметры осциллируют с периодом, уменьшающимся с ростом несущей длины волны. При анализе структур из центров окраски и плазменных каналов, индуцированных во фторидах, экспериментально обнаружено, что колебания параметров световой пули приводят к периодическому изменению ее нелинейно-оптического взаимодействия в диэлектрике.

**Ключевые слова:** световая пуля, фемтосекундная филаментация, полное внутреннее отражение, эффект Гуса-Хенхен, аномальная дисперсия групповой скорости, самовосстановление, сдвиг фазы несущей и огибающей (СЕР).

При филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в однородных диэлектриках в спектральной области аномальной дисперсии групповой скорости (АДГС) получены и исследованы экстремально сжатые до одного оптического цикла во времени и до диаметра в несколько длин волн в пространстве волновые пакеты - "световые пули" [1-3]. Установлено, что световые пули (СП) являются исключительно робастными образованиями и способны к полной пространственно-временной реконструкции в нелинейной диспергирующей среде после распространения через воздушный промежуток шириной до 500 мкм в линейном режиме без дисперсии [4,5], а также после прохождения сдвига Гуса-Хенхен при полном внутреннем отражении [6-8]. Экспериментальное исследование изменения параметров одноциклового СП в обоих случаях проводилось методом лазерной колорации [9], в котором



**Рис. 1.** Фотографии распределения интенсивности люминесценции в структурах из центров окраски, наведенных в LiF одноциклового световой пулей, сформированной одиночным 130-fs импульсом на 3200 nm в процессе филаментации в образце с воздушным зазором 100 мкм после реконструкции (справа) при разных начальных путях, пройденных пулей до зазора (слева).

зарегистрированы регулярные люминесцирующие структуры из долгоживущих центров окраски как для исходной, так и для восстановленной СП (рис.1). Модуляция интенсивности

люминесценции вдоль оси филамента из-за изменения CEP (the carrier-envelope phase) отражает результат компрессии ИК-импульса в СП длительностью, близкой к периоду оптических колебаний. Присутствие такой модуляции для восстановленной СП, наблюдавшееся как при прохождении воздушного зазора, так и при полном внутреннем отражении, демонстрирует робастность пули. В случае нормальной дисперсии реконструкция филамента не происходит для зазоров больше, чем 0.1 мм из-за дисперсионного расщепления импульса [5]. Результаты эксперимента и численного счета обнаружили нелинейную зависимость расстояния реконструкции пули от ширины зазора и от пройденного ей начального пути (см. рис.1).

В экспериментах по полному внутреннему отражению одноциклового СП с центральной длиной волны 3,2 микрона по отклонению положения филамента, состоящего из долгоживущих центров окраски, наведенных отраженным пучком, от положения луча, предсказываемого геометрической оптикой, зарегистрирован сдвиг Гуса-Хенхен [7]. Измеренная угловая зависимость сдвига имеет отчетливый максимум вблизи угла падения, немного большего критического (рис.2), а сам сдвиг достигает величины около двух длин волн в соответствии с недавними теоретическими расчетами.

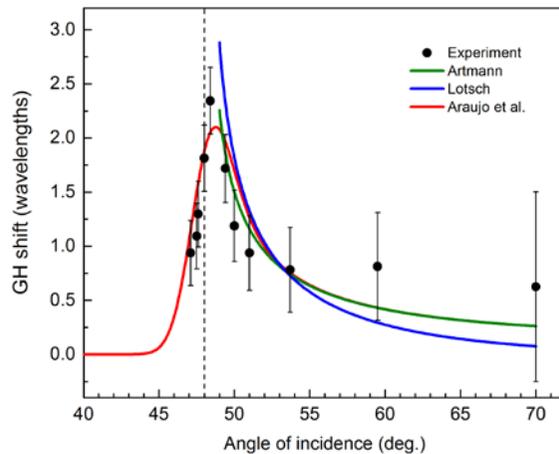


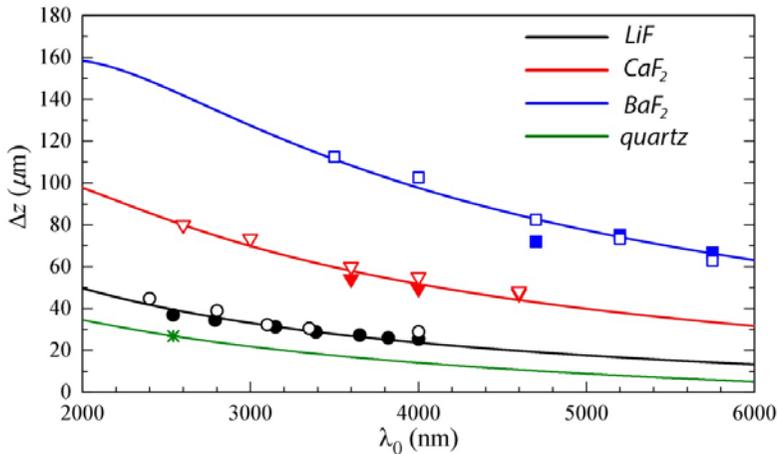
Рис. 2. Измеренный при разных углах падения сдвиг Гуса-Хенхен и его аппроксимация.

Введены абсолютные параметры световой пули, формирующейся при филаментации фемтосекундного излучения среднего ИК-диапазона в условиях аномальной дисперсии групповой скорости [10]. На основе анализа области локализации светового поля, полученной решением уравнения однонаправленного распространения импульсного излучения, впервые определены длительность и радиус СП. Исследована эволюция длительности и радиуса области сильного светового поля, пиковая мощность и локализация энергии в процессе компрессии волнового пакета и образования СП при филаментации фемтосекундного лазерного излучения. В одноциклового СП амплитуда осцилляций напряженности электрического поля быстро возрастает от ее переднего фронта к заднему и затем резко уменьшается на оси вследствие дефокусировки в лазерной плазме и эффекта самоукручения в нелинейной среде. Область локализации высокой напряженности электрического поля сокращается в пространстве и времени, остается себе подобной при образовании СП и принимает характерную серповидную форму при распространении сформированной пули [8,10,11].

В одноциклового световой пуле максимум амплитуды напряженности электрического поля, длительность и радиус области локализации периодически меняются при распространении пули вследствие отличия ее групповой скорости от фазовой скорости электрического поля. Строго периодическое изменение параметров СП, содержащей несколько циклов светового поля, вызвано изменением CEP при распространении пули. Несмотря на весьма

существенное отличие формы и спектра СП от гауссова импульса с гармонической несущей, полученная для него аналитическая зависимость хорошо согласуется с рассчитанными численно периодами осцилляций СП, сформировавшихся во фторидах [11] (Рис.3).

Экспериментально влияние осцилляции параметров СП, вызванных СЕР, на ее нелинейное взаимодействие с диэлектриком исследовано двумя различными способами: по модуляции плотности долгоживущих центров окраски в LiF (Рис.1) и концентрации электронов в плазменных каналах, наведенных СП на длине ее пробега, во всех исследованных материалах. Измеренные периоды  $\Delta z$  осцилляций, вызванных СЕР, приведены на рис. 3. В экспериментах использовалась одноимпульсная экспозиция излучением, перестраиваемым в диапазоне 2400÷5700нм, соответствующем спектральной области АДГС в исследуемых диэлектриках.



**Рис. 3.** Зависимость периода осцилляций  $\Delta z$  от длины волны импульса  $\lambda_0$  для параметров СП, полученная численно (пустые символы), аналитически (сплошная кривая) и для плотности ЦО в LiF и концентрации электронов в остальных диэлектриках, полученная экспериментально (закрашенные символы).

Протяженность зарегистрированных структур из центров окраски и плазменных каналов составляет 300÷500 мкм, что соответствует длине пробега СП, на которой поддерживается высокая локализация светового поля [2]. На изображениях треков из долгоживущих центров окраски в LiF (см. Рис.1), и плазменных каналов во всех материалах отчетливо наблюдалась модуляция интенсивности регистрируемого сигнала вдоль длины пробега СП, период которой уменьшался с ростом несущей длины волны (рис.3). При этом периоды осцилляций в LiF, полученные по структурам центров окраски и плазменных каналов, совпадают. Измеренная зависимость периода осцилляций  $\Delta z$  плотности центров окраски в LiF и концентрации электронов во всех исследованных материалах от несущей длины волны хорошо соответствует полученной численно и аналитически (Рис.3) [11]. Отметим, что диапазон параметров, при которых получены экспериментальные точки на Рис. 3, соответствует области генерации одиночных СП.

В результате экспериментальных и численных исследований выявлено влияние СЕР на все параметры СП, характеризующейся высокой локализацией светового поля и во времени, и в пространстве.

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 18-12-00422.

### Литература

1. Silberberg Y. // Opt. Lett. V. 15. P. 1282 (1990).
2. Чекалин С.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е. и др. // УФН, Т. 189. С. 299 (2019).

3. Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kompanets V.O. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. V. 36. P. A43 (2019).
4. Chekalin S., Dormidonov A., Kandidov V. et al. // **Optics Letters**. V. 45 P. 1511 (2020).
5. Chekalin S., Dormidonov A., Kompanets V. et al. // Laser Physics Letters. V. 17 P. 085401 (2020).
6. Чекалин С. В., Компанец В.О. // Письма в ЖЭТФ, Т. 113. С. 723 (2021).
7. Kompanets V, Melnikov A , Chekalin S // Laser Phys. Lett. V. 18. P. 015302 (2021).
8. Kompanets, V; Dormidonov, A, Chekalin\_S // Opt. Lett. V. 46. P. 3187 (2021).
9. Чекалин С.В., Компанец В.О. // Оптика и спектроскопия, Т. 127. С.94 (2019).
10. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Компанец В.О. и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 113. С.817 (2021).
11. Zaloznaya E.D., Kompanets V.O., Savvin A.D. et al. "Carrier-envelope phase of light bullet" // Phys. Rev. Lett. (submitted).

## DYNAMICS OF LIGHT BULLETS FORMATION, PROPAGATION AND SELF-HEALING IN TRANSPARENT DIELECTRICS

**S.V. Chekalin\*, E.D. Zaloznaya, A.E. Dormidonov, V.P. Kandidov, V.O. Kompanets, A.A. Melnikov**

*Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences,  
108840 Troitsk, Moscow, Russia  
\*schekalin@yandex.ru*

We show that extremely compressed in space and time wave packets of a few optical cycles and wavelengts, light bullets, which is formed in the bulk transparent dielectric during filamentation under anomalous group velocity dispersion retain the ability to self-healing in a nonlinear dispersive medium both after free diffraction in air, and after total internal reflection. We demonstrate that the carrier-envelope phase change during light bullet propagation causes oscillations of its spatial, temporal and energy parameters with period decreasing with increasing carrier wavelength. When analyzing the structure of color centers and induced plasma channels in fluorides, it was experimentally found that light bullet parameters oscillations lead to a periodic change in its nonlinear optical interaction in the dielectric.

**Key words:** light bullet, femtosecond filamentation, total internal reflection, Goos–Hänchen effect , anomalous group velocity dispersion, self-healing, carrier-envelope phase (CEP).

# СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МНОГОПИКСЕЛЬНОЙ АМПЛИТУДНОЙ И ФАЗОВОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ КОГЕРЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.С. Чиркин\*, Д.П. Агапов, П.П. Гостев, С.А. Магницкий

*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские Горы, физический факультет, 1, корп. 2*

\*e-mail: aschirkin@physics.msu.ru

Изложена последовательная теория пространственной модуляции когерентного излучения с помощью пространственных модуляторов света и цифровых микрозеркальных устройств. Получено выражение для пространственной корреляционной функции поля и радиуса корреляции для амплитудной и фазовой модуляций. Строго доказано, что формируемое случайно-модулированное поле в дальней зоне в обоих случаях подчиняется гауссовской статистике. Полученные результаты сравнены с результатами численного моделирования.

**Ключевые слова:** случайная фазовая и амплитудная модуляция, псевдотепловой источник, фантомные изображения, статистическая анизотропия.

Жидкокристаллические пространственные модуляторы света (SLM) и цифровые микрозеркальные устройства (DMD) находят все более широкое применение [1, 2] в так называемых вычислительных фантомных изображениях (ВФИ). В основе фантомных изображений лежит измерение корреляционной функции интенсивности между двумя каналами, зондирующим и восстанавливающим, из которой извлекают информацию об объекте. При этом излучение в зондирующем канале, отраженное от объекта или прошедшее через него, не даёт информацию об объекте, поскольку регистрируется пространственно неразрешающим детектором. Пространственным разрешением обладает, однако, детектор в восстанавливающем канале, который регистрирует излучение, пространственно коррелированное с зондирующим объектом, и благодаря которому измеряется взаимная пространственная корреляция двух пучков. В качестве исходных источников излучения можно использовать спонтанное параметрическое рассеяние или псевдотепловые источники излучения, обладающие гауссовской статистикой полей. Последние получают с помощью модуляции когерентного лазерного излучения вращающимся матовым диском [3] либо с использованием SLM или DMD [1, 2]. Управляемые цифровые источники излучения, основанные на SLM или DMD, позволяют избавиться от зондирующего канала.

В докладе будут представлены результаты развитой теории пространственной модуляции когерентного излучения с помощью SLM и DMD. На основе вычисления характеристической функции полей при случайной непрерывной фазовой или дискретной (бинарной) амплитудной модуляции установлено, что промодулированные исходно когерентные лазерные пучки подчиняются гауссовской статистике. Обнаружена статистическая анизотропность формируемых случайных полей.

В докладе будут также приведены результаты расчета корреляционной функции поля при случайной модуляции DMD и SLM, проведенные с помощью библиотеки lightprop2d [4] для расчета распространения полей спектральным методом с использованием CPU и GPU, и сравнение радиусов корреляции полей с предсказанными развитой теорией.

Исследование выполнено за счет гранта российского научного фонда (проект № 21-12-00155).

## Литература

1. Shapiro J. H. // Phys. Rev. A. 2008. V. 78. №. 6. P. 061802.
2. Wang Y. и др. // Scientific Reports. 2017. V. 7. №. 1. P. 1-8.

3. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику – м.: Наука, 1981.
4. Gostev P. lightprop2d: (v1.0rc1). 2021. <https://doi.org/10.5281/zenodo.5414876>

## **STATISTICAL THEORY OF MULTIPixel AMPLITUDE AND PHASE SPATIAL MODULATION OF COHERENT LASER RADIATION**

**A.S. Chirkin\*, D.P. Agapov, P.P. Gostev, S.A. Magnitsky**

*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics.  
Russian Federation, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2, Faculty of Physics.  
\*e-mail: aschirkin@physics.msu.ru*

A consistent theory of spatial modulation of coherent radiation using spatial light modulators and digital micromirror devices is presented. An expression is obtained for the spatial correlation function of the field and the correlation radius for amplitude and phase modulations. It has been rigorously proven that the generated randomly modulated field in the far zone in both cases obeys Gaussian statistics. The results obtained are compared with the results of numerical simulation.

**Key words:** random phase and amplitude modulation, pseudo-thermal source, ghost imaging, statistical field anisotropy.

## СПИНОВАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В КРИСТАЛЛАХ И НАНОКРИСТАЛЛАХ ПЕРОВСКИТОВ

Д.Р. Яковлев<sup>1,2,3,\*</sup>

<sup>1</sup>*Experimental Physics 2, TU Dortmund University, D-44221 Dortmund, Germany*

<sup>2</sup>*Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

\*e-mail: dmitri.yakovlev@tu-dortmund.de

Когерентная спиновая динамика электронов и дырок в перовскитных полупроводниковых кристаллах CsPbBr<sub>3</sub> и FA<sub>0.9</sub>CS<sub>0.1</sub>PbI<sub>2.8</sub>Br<sub>0.2</sub> исследована различными методиками основанными на памп-проб Керровском вращении с пикосекундным временным разрешением. Измерены g-фактора и их анизотропия, времена продольной спиновой релаксации T<sub>1</sub> и времена спиновой дефазировки T<sub>2</sub><sup>\*</sup>. Реализована динамическая поляризация ядер оптически поляризованными по спину электронами и дырками. Оценены константы обменного взаимодействия носителей заряда с ядрами. Оптически детектируемый ядерный магнитный резонанс (ОДЯМР) позволил обнаружить сигнал от ядер <sup>207</sup>Pb и продемонстрировать их сильное взаимодействие с дырками.

**Ключевые слова:** когерентная спиновая динамика, перовскит, оптически детектируемый ядерный магнитный резонанс.

Полупроводниковые перовскиты, в частности на основе галогенида свинца, привлекли к себе огромное внимание несколько лет назад в силу ярких фотовольтаических свойств. При этом эти материалы и их нанокристаллы оказались многообещающими и для оптоэлектроники. Несмотря на большое количество исследований по технологии и свойствам этих материалов, информация об их фундаментальных свойствах (зонная структура, электронные свойства, оптические свойства, ...) достаточно ограничена. А спиновая физика этих материалов делает только свои первые шаги.

В докладе мы представим результаты исследований спиновых свойств перовскитных полупроводников на примере двух кристаллов: неорганического CsPbBr<sub>3</sub> и гибридного органического-неорганического FA<sub>0.9</sub>CS<sub>0.1</sub>PbI<sub>2.8</sub>Br<sub>0.2</sub>. Мы покажем, что экспериментальные методы исследования спиновых явлений, отработанные на III-V и II-VI полупроводниках и использующие поляризованный свет и магнитные поля, хорошо работают для перовскитных полупроводников. Это позволяет получать детальную информацию о спиновой структуре и спиновой динамике как носителей заряда, так и спиновой системы ядер.

Представленные методики основаны на памп-проб Керровском вращении с пикосекундным временным разрешением. Они позволяют исследовать когерентную и некогерентную спиновую динамику электронов и дырок, получать информацию о g-факторах и анализировать их анизотропию, реализовать динамическую поляризацию ядерных спинов и оптическое детектирование ядерного магнитного резонанса. В сочетании с методами оптической ориентации носителей и спин-флип Рамановского рассеяния света, эти методики позволяют получить детальную информацию о спиновых свойствах перовскитов, механизмах отвечающих за спиновую поляризацию и релаксацию. Мы покажем что эти методики могут быть применены и к перовскитным нанокристаллам.

Представленные результаты являются результатом работы группы технологов, экспериментаторов и теоретиков: В.В. Белых, Е. Kirstein, Е.А. Жуков, М.М. Глазов, М.А. Сёмина, М.О. Нестоклон, Е.Л. Ивченко, Н.Е. Коптева, D. Kudlacik, В.Ф. Сапега, И.В. Калигуха, O. Nazarenko, D.N. Dirin, M.V. Kovalenko. Эта работа была поддержана Правительством Российской Федерации (контракт No. 075-15-2021-598 в рамках мегагранта в Физическом институте им. П.Н. Лебедева) и Deutsche Forschungsgemeinschaft via the SPP2196 Priority Program (Project YA 65/26-1).

## Литература

1. V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, M. M. Glazov, P. S. Grigoryev, M. Hussain, J. Rautert, D. N. Dirin, M. V. Kovalenko, and M. Bayer, *Coherent spin dynamics of electrons and holes in CsPbBr<sub>3</sub> perovskite crystals* // Nature Communications 10, 673 (2019)
2. E. Kirstein, D.R. Yakovlev, M.M. Glazov, E. Evers, E.A. Zhukov, V.V. Belykh, N.E. Kopteva, D. Kudlacik, O. Nazarenko, D.N. Dirin, M.V. Kovalenko, M. Bayer, *Lead-dominated hyperfine interaction impacting the carrier spin dynamics in halide perovskites* // Advanced Materials – under consideration.

## SPIN COHERENCE OF ELECTRONS AND HOLES IN PEROVSKITE CRYSTALS AND NANOCRYSTALS

D.R. Yakovlev<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*Experimental Physics 2, TU Dortmund University, D-44221 Dortmund, Germany*

<sup>2</sup>*Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia*

\*e-mail: dmitri.yakovlev@tu-dortmund.de

Coherent spin dynamics of electrons and holes in perovskite semiconductor crystals CsPbBr<sub>3</sub> and FA<sub>0.9</sub>Cs<sub>0.1</sub>PbI<sub>2.8</sub>Br<sub>0.2</sub> are investigated by various magneto-optical techniques based on pump-probe Kerr rotation with picosecond time-resolution. We measured g-factors and their anisotropy, longitudinal spin relaxation times T<sub>1</sub> and spin dephasing times T<sub>2</sub><sup>\*</sup>. Dynamical spin polarization of nuclear spins by optically oriented electrons and holes is realized. Hyperfine exchange interaction constants of charge carrier spins with the nuclei are evaluated. Optically detected nuclear magnetic resonance (ODNMR) allows us to identify signal of <sup>207</sup>Pb nuclei and demonstrate their strong interaction with holes.

**Key words:** coherent spin dynamics, perovskite, optically detected nuclear magnetic resonance.

## Устные доклады

# АКТИВНЫЕ ОБЪЕКТЫ, ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ И БОЗОН ХИГГСА ВО ФРАКТАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ

В.С. Абрамов

Государственное Учреждение Донецкий физико-технический институт  
им. А.А.Галкина 83114, Украина, Донецк-114, ул. Розы Люксембург, 72  
e-mail: vsabramov2018@gmail.com

Установлены связи основных параметров бозона Хиггса с параметрами активных объектов и черных дыр. Активные объекты (реликтовые фотоны и частицы материи) входят в состав солнечного и межзвездного ветров, космических лучей. На основе функций плотности распределения числа квантов в основном и возбужденном состояниях для реликтовых фотонов получена нижняя оценка массы для сверхмассивной черной дыры. На основе функций плотности распределения интенсивности излучения получена оценка массы вблизи верхней границы. Описание центральной области сверхмассивной черной дыры выполнено в терминах Бозе конденсата из черных дыр. Выполнены оценки: скоростей движения релятивистских джетов (выбросов материи); ширины активных областей корональных дыр на Солнце; ряда параметров (энергий, размеров) активных микрообъектов.

**Ключевые слова:** активные объекты, черные дыры, бозон Хиггса, Бозе конденсат из черных дыр, реликтовые фотоны, интенсивность излучения, релятивистские джеты, корональные дыры на Солнце.

В работе [1] для описания гравитационных волн и реликтовых фотонов от бинарных черных дыр и нейтронных звезд использовалась модель сверхизлучения Дикке. Для отношения интенсивностей излучения (максимальной  $I_m$  к начальной  $I(0)$ ) было получено выражение

$$I_m/I(0) = (a_0 + a_m)(a_0 - a_m + 1); \quad a_0^2 = a_m^2 + z'_{\mu}(z'_{\mu} + 2)/4; \quad a_m^2 = z'_{A2}; \quad N_{ra} = z'_{A2} + z'_{\mu}. \quad (1)$$

Здесь  $z'_{A2} = 1034.109294$  и  $z'_{\mu} = 7.18418108$  – обычное и космологическое красные смещения; число реликтовых фотонов  $N_{ra} = 1041.293475$ ; отношение интенсивностей  $I_m/I(0) = 81.06580421$ . Сверхбезызлучательные состояния (из которых интенсивность излучения равна нулю) были рассмотрены в рамках моделей  $A_0$ ,  $A_1$  [1]. В модели  $A_0$  было получено характерное значение числа бозонов в равновесном состоянии  $N_{0A} = 3.557716045 \cdot 10^5$ . Это позволило определить характерную энергию  $E_{0A} = N_{0A} E_G = 4.311073329$  эВ, где энергия покоя гравитона  $E_G = 12.11753067$  мкэВ. В модели  $A_1$  получена характерная функция плотности распределения  $n'_{zg} = 0.114317037$ , где  $n'_{zg} + |n_{zg}| = 1$  для частиц Ферми типа. Эта функция позволяет определить характерные частоты  $\nu'_{zg}$ ,  $\nu_{zg}^*$ ,  $\nu_{D0}$

$$\nu'_{zg} = n'_{zg} \nu_{G0}; \quad \nu_{zg}^* = \nu'_{zg} / \psi_{01}; \quad \psi_{01} = \varepsilon_{01} / E_{H0}; \quad \nu_{G0} = N_{0A} \cdot \nu_{D0}. \quad (2)$$

Здесь  $E_{H0} = 125.03238$  ГэВ и  $\varepsilon_{01} = 126.9414849$  ГэВ – энергии бозона Хиггса, полученные без и с учетом поля Хиггса; частота  $\nu_{G0} = 2.9304515$  ГГц,  $\psi_{01} = 1.015268884$  [1]. На основе (2) находим численные значения  $\nu'_{zg} = 335.0005326$  МГц,  $\nu_{zg}^* = 329.9623754$  МГц,  $\nu_{D0} = 8.236889799$  кГц. Наше расчетное значение частоты  $\nu_{zg}^*$  практически совпадает с частотой 330 МГц, на которой доминирует темная материя из наблюдений радиофиламентов [2]. Параметры  $N_{GE}^*$ ,  $N_{db}$  и энергии  $E_{GE}^*$ ,  $E_{db}$  определяются связями с  $N_{0A}$  и  $E_{0A}$  из

$$N_{0A}/N_{db}=E_{0A}/E_{db}=\psi_{0A}; \quad N_{GE}^*/N_{db}=E_{GE}^*/E_{db}=\psi_{GE}^*; \quad l_{db}=N_{db}R_{0a}; \quad R_{0a}=A_G E_{0a}=N_{ra}R'_{0a};$$

$$N_{0A}=\psi_{1A}N_{GE}^*; \quad \psi_{1A}^2=1+\Omega_m^*; \quad N_{GE}^*=M_s/M_E=R_{Gs}/R_{GE}; \quad N_{db}=n_g n_{ra} r_{gp}/n_{A0}R'_{0a}. \quad (3)$$

Здесь  $M_s$  и  $M_E$ ,  $R_{Gs}$  и  $R_{GE}$  – массы, гравитационные радиусы Шварцшильда Солнца и Земли, соответственно. Численные значения равны: параметров  $N_{GE}^*=3.32958 \cdot 10^5$ ,  $N_{db}=4.388214115 \cdot 10^5$ ,  $\psi_{1A}=1.068517965$ ,  $\psi_{0A}=0.810743494$ ,  $\psi_{GE}^*=0.758755137$ ; энергий  $E_{db}=5.317431913$  эВ,  $E_{GE}^*=4.034628777$  эВ. Здесь число квантов глюонного поля  $n_g=8$ , основное число квантов черной дыры  $n_{A0}=58.04663887$ ,  $n_{ra}=N_{HG}/N_{ra}N_{0A}=2.785248449 \cdot 10^7$ , основной параметр  $N_{HG}=1.031830522 \cdot 10^{16}$  из [3, 4]; основной характерный радиус  $r_{gp}=0.669748417$  фм. Энергия  $E_{0a}=6.349280935$  кэВ и радиус  $R_{0a}=6100.618725$  фм допускают интерпретацию как энергии покоя и гравитационного радиуса Шварцшильда активной частицы. Длина  $l_{db}=2.67708212$  мкм активного объекта из этих частиц связана с

длинами  $l_{0A}=\psi_{0A}l_{db}=2.170426912$  мкм и  $l_{GE}^*=\psi_{GE}^*l_{db}=2.031249809$  мкм активных микрочастиц. Квадраты эффективных зарядов  $e_{db}^2$ ,  $e_{0A}^2$ ,  $(e_{GE}^*)^2$  определяются как

$$e_{db}^2=l_{db}E_G=R_{0a}E_{db}=R_{db}E_{0a}; \quad e_{0A}^2=\psi_{0A}e_{db}^2; \quad (e_{GE}^*)^2=\psi_{GE}^*e_{db}^2; \quad e^2=r_e E_e.$$

$$\alpha_{db}=e_{db}^2/e^2; \quad \alpha_{0A}=e_{0A}^2/e^2; \quad \alpha_{GE}^*=(e_{GE}^*)^2/e^2; \quad z_{bA}^*=\alpha_{0A}+\sin^2(\varphi_{0g}). \quad (4)$$

Численные значения равны:  $e_{db}^2=32.4396247$  мкэВ·мкм,  $e_{0A}^2=26.30021467$  мкэВ·мкм,  $(e_{GE}^*)^2=24.61373188$  мкэВ·мкм,  $e^2=1.439965189$  мкэВ·мм; отношения квадратов зарядов  $\alpha_{db}=0.022528062$ ,  $\alpha_{0A}=0.018264479$ ; параметров  $\sin \varphi_{0g}=0.007150827$ ,  $z_{bA}^*=0.018315613$ .

Эффективные восприимчивости  $\bar{\chi}_{bA}^*$ ,  $\chi_{bA}^*$ , энергетические щели колебательных мод  $\bar{\Delta}_{bA}^*$ ,  $\Delta_{bA}^*$ , температуры  $\bar{T}_{bA}^*$ ,  $T_{bA}^*$  находим на основе параметра  $z_{bA}^*$  из (4), энергии покоя нейтрино  $\varepsilon_{HG}=280.0460475$  мэВ из [3, 4] по формулам

$$z_{bA}^*=(1+(\chi_{bA}^*)^2)^{1/2}-1=1-(1-(\bar{\chi}_{bA}^*)^2)^{1/2}; \quad \bar{\Delta}_{bA}^*=\bar{\chi}_{bA}^* \varepsilon_{HG}; \quad \Delta_{bA}^*=\chi_{bA}^* \varepsilon_{HG};$$

$$\bar{T}_{bA}^*=a_T \bar{\Delta}_{bA}^*; \quad T_{bA}^*=a_T \Delta_{bA}^*; \quad \sin^2(\varphi_{0g})=(n_{A0}-n_g)(E_e+E_{eh})/E_{0g}; \quad E_{0g}=n_g E_{H0}. \quad (5)$$

Здесь энергии покоя глюона  $E_{0g}=1.00025904$  ТэВ, электрона  $E_e$  и электронной дырки  $E_{eh}$  полагаем равными  $E_e=E_{eh}=0.51099907$  МэВ, угол поляризации излучения  $\varphi_{0g}=0.409715696^\circ$ .

Численные значения равны:  $\bar{\chi}_{bA}^*=0.190514473$ ,  $\chi_{bA}^*=0.19226723$ ;  $\bar{\Delta}_{bA}^*=53.35282508$  мэВ,  $\Delta_{bA}^*=53.84367783$  мэВ;  $\bar{T}_{bA}^*=309.5946219$  К,  $T_{bA}^*=312.4429316$  К. Для оценки масс сверхмассивных черных дыр запишем основные соотношения для энергий

$$E_{H0}/E_G=v_{H0}^*/v_{G0}=N_{HG}; \quad E_G/v_{G0}=E_{H0}/v_{H0}^*=2\pi\hbar;$$

$$E_{H0}/E_{0A}=N_{0n}; \quad E_{H0}/\varepsilon_{0n}=N_{0n}^*; \quad N_{0n}^*=(1+n'_{zg})N_{0n}. \quad (6)$$

Здесь  $\hbar$  – постоянная Планка. С учетом (6) находим параметры  $N_{0n}=2.900261036 \cdot 10^{10}$ ,  $N_{0n}^*=3.231810284 \cdot 10^{10}$ , энергию  $\varepsilon_{0n}=3.86880321$  эВ. С учетом энергии  $E_{db}$  из (3) находим отношение энергий  $\varepsilon_{0n}/E_{db}=0.5+\Omega_{c1}^*$ , где  $\Omega_{c1}^*=0.227569863$  допускает интерпретацию как плотности холодной темной материи вблизи черной дыры.

Далее вводим функции плотности распределения в основном  $f_{ra}$  и возбужденном  $f'_{ra}$  состояниях для реликтовых фотонов

$$f'_{ra} - f_{ra} = 1; \quad f'_{ra} = \langle \hat{c}_{ra}^+ \hat{c}_{ra} \rangle = N_{ra} / (N_{ra} - z'_{\mu}); \quad f_{ra} = \langle \hat{c}_{ra}^+ \hat{c}_{ra} \rangle = z'_{\mu} / (N_{ra} - z'_{\mu}), \quad (7)$$

где  $\hat{c}_{ra}^+$ ,  $\hat{c}_{ra}$  – операторы рождения, уничтожения реликтовых фотонов;  $\langle \dots \rangle$  – символ операции усреднения. На основе (7), (1) находим численные значения  $f_{ra} = 0.006947216$ ,  $f'_{ra} = 1.006947216$ . Оценку масс  $M_{0B}$ ,  $M_{b0}$ ,  $M'_{b0}$  черных дыр выполним по формулам

$$M_{0B} = f'_{ra} M_{b0}; \quad M_{b0} / M_s = n_g (1 + n'_{zg}) n_{ra} / n_{A0}; \quad M'_{b0} = M_{0B} - M_{b0} = f_{ra} M_{b0}. \quad (8)$$

Находим  $M_{0B} / M_s = 4.307173111 \cdot 10^6$ ,  $M_{b0} / M_s = 4.277456693 \cdot 10^6$ ,  $M'_{b0} / M_s = 0.029716418 \cdot 10^6$ . Наша оценка массы  $M_{0B} / M_s$  практически совпадает с массой центрального тела  $4.31 \cdot 10^6$  сверхмассивной черной дыры в центре галактики Млечный Путь. Значение  $2M'_{b0} / M_s = 0.059432836 \cdot 10^6$  определяет ошибку  $0.06 \cdot 10^6$ , связанную с погрешностью измерения параметров орбиты звезды S2, вращающейся вокруг центрального тела [5, 6]. Для фрактальной Вселенной характерно распределение масс черных дыр, которые обнаружены в центре различных галактик. Вблизи верхней границы масс для  $I_m$  из (1) запишем

$$I_m = I_1^* + I_2^*; \quad I_1^* = n'_{zg} I_m = v_{1J}^2 I_m \sin^2(\theta_W^*); \quad I_2^* = n_{zg} I_m = (u_{1J}^2 + v_{1J}^2 \cos^2(\theta_W^*)) I_m; \\ v_{1J}^2 = k_{1J}^2 = 0.5(1 - I(0) / I_m); \quad u_{1J}^2 = (k'_{1J})^2 = 0.5(1 + I(0) / I_m); \quad u_{1J}^2 + v_{1J}^2 = 1; \\ I_1^* / I_m = k_{1J}^2 \text{sn}^2(u_{1W}; k_{1J}) = n'_{zg}; \quad I_2^* / I_m = \text{dn}^2(u_{1W}; k_{1J}) = n_{zg}. \quad (9)$$

Здесь  $k_{1J}$ ,  $k'_{1J}$  и  $u_{1W}$  – модули и эффективное смещение для эллиптических функций  $\text{sn}(u_{1W}; k_{1J})$ ,  $\text{cn}(u_{1W}; k_{1J})$ ,  $\text{dn}(u_{1W}; k_{1J})$ ; угол  $\theta_W^*$  выполняет роль эффективного угла Кабибо для сверхмассивных черных дыр; параметры  $u_{1J}$ ,  $v_{1J}$  зависят от начальной и максимальной интенсивности излучения и являются аналогами параметров преобразования Н.Н. Боголюбова в теории сверхпроводимости. Численные значения равны:  $k_{1J}^2 = 0.493832171$ ,  $(k'_{1J})^2 = 0.506167829$ ,  $\sin^2(\theta_W^*) = 0.231489651$ ,  $\cos^2(\theta_W^*) = 0.768510349$ , функции плотности распределения интенсивностей  $f_{J1} = I_1^* / I_2^* = 0.129072187$ ,  $f'_{J1} = I_m / I_2^* = 1.129072187$ . Выражения (9) позволяют выполнить оценку масс черных дыр  $M'_{J1}$ ,  $M_{J1}$  вблизи верхней границы масс по формулам

$$M'_{J1} - M_{J1} = M_{J0}; \quad M'_{J1} = f'_{J1} M_{J0}; \quad M_{J1} = f_{J1} M_{J0}; \quad f'_{J1} - f_{J1} = 1. \quad (10)$$

На основе (10) получим численное значение  $M_{J1} / M_s = 1.964217483 \cdot 10^{11}$ , которое находится вблизи экспериментального значения  $1.96 \cdot 10^{11} M_s$  для сверхмассивной черной дыры SDSS J140821.67+025733.2.

На основе функции плотности распределения  $f'_{J1}$  из (10), числа квантов  $\bar{n}_{0\nu} = 0.054339679$  находим радиус  $r_{JB}$  центрального тела по формулам

$$N_{G0} r_{JB} = \delta'_{JB} + l_{AB}; \quad \delta'_{JB} = \bar{\delta}_{AB} f'_{J1}; \quad l_{AB} = \bar{\delta}_{AB} \sin(\theta_{0\nu}); \quad N_{G0} = N_a / N_{HG}; \\ N_{G0} E_{H0} = N_a E_G; \quad \sin(\theta_{0\nu}) = \bar{n}_{0\nu} (1 - \bar{n}_{0\nu}) = \bar{n}_{0\nu} - \bar{\Omega}_{0\nu}. \quad (11)$$

Значения параметров равны:  $N_{G0} = 5.839561703 \cdot 10^7$ ,  $\theta_{0\nu} = 2.945548561^\circ$ ,  $\sin(\theta_{0\nu}) = 0.051386878$ ,  $l_{AB} = 5.07658703740^5 L_{c0}$ ,  $\delta'_{JB} = 11.15427411 \cdot 10^6 L_{c0}$ . Из (11) получим  $r_{JB} = 0.199705618 \cdot L_{c0} = 1.262947001 \cdot 10^4 \text{au}$ .

Далее находим оценки для полуосей  $x_{0S}$ ,  $y_{0S}$  эллиптической орбиты звезды S2, вращающейся вокруг центрального тела по формулам

$$y_{0S} = r_{JB} / \bar{n}_{AB} (1 + \Omega_m^*); \quad x_{0S}^2 / y_{0S}^2 = S_{1u}^2 \sin(\varphi_{0g}) / S_{2u}^2. \quad (12)$$

Здесь показатель преломления среды из частиц материи  $\bar{n}_{AB} = 11.06252927$ , плотность материи вблизи сверхмассивных черных дыр  $\Omega_m^* = 0.141730642$  близка к значению 0.141, полученному обсерваторией Planck на основе новой постоянной Хаббла  $H_0^*$  по затуханию  $\gamma$ -лучей на межгалактическом фоне. Параметры  $S_{1u}$ ,  $S_{2u}$  приведены в [4]. Значения полуосей  $y_{0S} = 999.9241011 \text{ au}$ ,  $x_{0S} = 119.5804463 \text{ au}$ . Наши оценки параметров  $R_0$ ,  $\delta R_0$ ,  $r_{JB}$ ,  $x_{0S}$ ,  $y_{0S}$  согласуются с экспериментальными данными [5, 6] для расстояния 8.33 кпк от Солнца до сверхмассивной черной дыры в центре галактики Млечный путь, погрешности 0.35 кпк, радиуса центрального тела  $0.2 \cdot L_{c0}$ , для полуосей 120 au, 1000 au эллиптической орбиты звезды S2, вращающейся вокруг центрального тела, соответственно. Оценки энергий  $E_{0A}$ ,  $E_{db}$ ,  $E_{GE}^*$ ,  $\varepsilon_{0n}$  и ряда параметров дают возможность использовать методы импульсной лазерной когерентной спектроскопии для поиска и исследования активных объектов.

### Литература

1. Абрамов В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 1. С. 138.
2. Hooper D. // arXiv:1201.1303v1 [astro-ph.CO], 2012.
3. Abramov V.S. // In book Springer Proceedings in Complexity 12th Chaotic Modeling and Simulation International Conference, (Eds. C.H. Skiadas, Y. Dimotikalis). Springer Nature Switzerland AG 2020. P. 1.
4. Абрамов В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1767.
5. Eckart A, Genzel R. // Nature. 1996. V. 383. P. 415.
6. Ghez A.M., Salim S., Weinberg N.N. et al. // arXiv: 0808.2870v1. 2008.

## ACTIVE OBJECTS, BLACK HOLES AND HIGGS BOSON IN FRACTAL QUANTUM SYSTEMS

V.S. Abramov

*Galkin Institute of Physics and Technology, Donetsk, 83114 Ukraine*  
e-mail: vsabramov2018@gmail.com

The relationships between the main parameters of the Higgs boson and the parameters of active objects and black holes are established. Active objects (relict photons and matter particles) are part of the solar and interstellar winds, cosmic rays. Based on the distribution density functions of the number of quanta in the ground and excited states for relic photons, a lower mass estimate for a supermassive black hole is obtained. Based on the density distribution functions of the radiation intensity, an estimate of the mass near the upper boundary is obtained. The description of the central region of a supermassive black hole is made in terms of Bose condensate from black holes. The following estimates have been made: the velocities of motion of relativistic jets (emissions of matter); widths of active regions of coronal holes on the Sun; a number of parameters (energies, sizes) of active microobjects.

**Key words:** active objects, black holes, Higgs boson, Bose condensate from black holes, relict photons, radiation intensity, relativistic jets, coronal holes on the Sun.

# ТЕОРИЯ ФАНТОМНЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ФОРМИРУЕМЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИФОТОНОВ СПР- ИСТОЧНИКА

Д.П. Агапов\*, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы, 1с2, Физический Факультет*

\*e-mail: dimaagapov@mail.ru

Представлена теория формирования поляризационных фантомных изображений с помощью бифотонного света генерируемого в результате спонтанного параметрического рассеивания. Предлагаемый метод позволяет получать поляризационные фантомные изображения объектов, обладающих линейной амплитудной и фазовой анизотропией. Показано, что при освещении объекта одним из фотонов бифотонной пары, можно получить пространственное распределение величины и азимута анизотропии двумерных поглощающих объектов.

**Ключевые слова:** Фантомные изображения, фотон, квантовая оптика, обработка изображений, статистическая оптика, корреляции

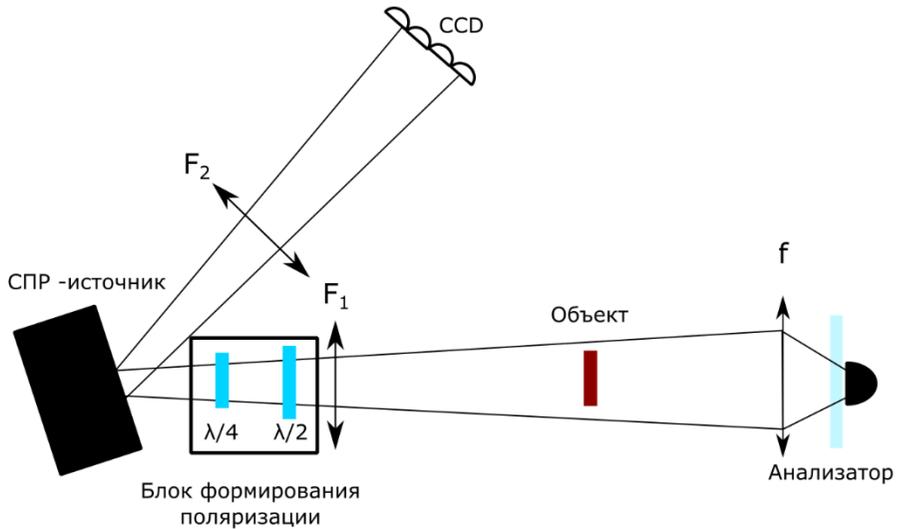
Идея использования излучения спонтанного параметрического рассеивания (СПР) для формирования изображений впервые обсуждались в [1]. В предложенном подходе один из бифотонов проходит через объект и регистрировался суммирующим детектором, не имевшим пространственного разрешения. Второй фотон не взаимодействует с объектом, но регистрируется детектором с пространственным разрешением. За счет запутанности фотонов по импульсу между фотоотсчетами с двух детекторов возникает корреляция, и корреляционная функция между сигналами с двух детекторов содержат информацию о пространственном распределении пропускной способности объекта. Информация об объекте, полученная таким образом, обычно называется фантомным изображением (ФИ). При формировании ФИ можно использовать поляризационную степень свободы. Недавно был предложен новый метод ФИ [2,3,4], который получил название фантомной поляриметрии (ФП). Однако ранее рассмотрение ограничилось только классическим светом. В этой работе представлена теория ФП в однофотонном режиме. Мы демонстрируем, что ФП может быть реализован с использованием запутанных по импульсу фотонов, генерируемых СПР-источником. Этот результат является следующим шагом в развитии ФП как нового направления фантомной оптики.

В этой работе мы представляем теорию формирования фантомных поляризационных изображений (ФПИ), в случае когда объект исследования освещен одним из фотонов из бифотонной пары. Ограничимся рассмотрением объектов, чьи поляризационные свойства описываются линейным и фазовым дихроизмом. В этом случае под ФПИ понимается двумерное распределение величины и азимута анизотропии. Такие объекты могут быть описаны матрицей Джонса  $M(\vec{r})$ , которую можно записать в виде [5]:

$$M(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta + F(\vec{r}) \sin^2 \theta & (1 - F(\vec{r})) \sin \theta \cos \theta \\ (1 - F(\vec{r})) \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta + F(\vec{r}) \cos^2 \theta \end{pmatrix}.$$

Здесь  $\theta$  - азимут анизотропии;  $\vec{r}$  - радиус вектор в поперечной плоскости объекта;  $F(\vec{r})$  параметр, который зависит от типа анизотропии, так для линейной амплитудной анизотропии  $F(\vec{r}) = P(\vec{r})$  - величина анизотропии, а для линейной фазовой анизотропии  $F(\vec{r}) = e^{-i\Delta}$ , где  $\Delta$  - относительная фазовая задержка двух ортогональных компонент поля.

В рамках нашей теории показано, что ФПИ могут быть построены посредством определенных комбинаций поляризационных корреляционных функций  $G(k)$ . Каждый из  $G(k)$  - корреляционная функция, измеряемая обычным методом фантомных изображений, но полученная при определенных состояниях поляризации фотонов, падающих на объект и регистрируемая суммирующим детектором с заданным поляризационным состоянием. Обобщенная схема фантомного поляриметра на основе СПР-источника показана на рис. 1.



**Рис. 1.** Схема установки для формирования фантомных поляризационных изображений на основе СПР-источника.

Один из бифотонов из СПР-источника направляется в объектный канал, где после прохождения через формирователь поляризации взаимодействует с объектом и затем регистрируется суммирующим детектором без пространственного разрешения. Перед детектором находится анализатор, который задает измерительное поляризационное состояние. Второй фотон попадает в реперное плечо, где с помощью многопиксельного детектора регистрируется его положение. Показано, что из 8 независимых измерений  $G(k)$  можно получить информацию о распределении поляризационных свойств объектов, обладающих амплитудной и фазовой анизотропией.

Таким образом впервые теоретически показано, что фантомная поляриметрия может быть реализована в свете СПР-источников.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект No 21-12-00155). Агапов Д.П. благодарит за поддержку фонд «Базис» в рамках стипендии 19-2-6-211-1.

### Литература

1. Strekalov D.V., Sergienko A.V., Klyshko D.N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995 V. 74. № 18., P. 3600-3603.
2. Magnitskiy S. A., Agapov D. P. and Chirkin A. S. // Opt. Lett. 2020. V. 45. №. 13. P. 3641-3644.
3. Kellock H., Setälä T., Friberg A. T. et al. // Journal of Optics. 2014. V. 16. №. 5. P. 055702.
4. Janassek P., Blumenstein S., Elsaßer W. // Opt. Lett. 2018. V.43. №. 4. P. 883-886.
5. Savenkov S. N., Marienko V. V., Oberemok E. A. et al. // 2006. Phys. Rev. E V. 74, P. 056607.

## **THEORY OF GHOST POLARIZATION IMAGES USING BIPHOTONS OF A SPDC-SOURCE**

**D.P. Agapov\*, S.A. Magnitskiy, A.S. Chirkin**

*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

*\*e-mail: dimaagapov@mail.ru*

The theory of reconstructing ghost polarization images using biphoton light generated as a result of spontaneous parametric down-conversion is presented. The proposed method makes it possible to obtain ghost polarization images of objects with linear amplitude and phase anisotropy. It is shown that by illuminating an object with one of the photons of a biphoton pair, it is possible to obtain the spatial distributions of a value and an azimuth of the anisotropy of two-dimensional absorbing objects.

**Key words:** Ghost images, photon, quantum optics, image processing, statistical optics, correlations

# КВАНТОВАЯ МЕТРОЛОГИЯ ЗА ПРЕДЕЛОМ ГЕЙЗЕНБЕРГА В ПРИСУТСТВИИ ПОТЕРЬ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ АТОМНЫХ СОЛИТОНОВ В ПРИСУТСТВИИ ПОТЕРЬ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ АТОМНЫХ СОЛИТОНОВ

А.П. Алоджанц\*, Д.В. Царёв, Т.В. Нго

*Институт перспективных систем передачи данных, Университет ИТМО  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, лит. А  
\*e-mail: alexander\_ap@list.ru*

Основной задачей квантовой метрологии является измерение и оценка различных физических параметров с предельно возможной точностью, определяемой квантовыми ограничениями. Различные инструменты, используемые в квантовой метрологии сегодня, основаны на интерферометрии, осуществляемой на основе сугубо неклассических сжатых и/или запутанных состояний света или вещества. При этом большое значение в достижимости квантового предела измерений играют потери частиц, стремительно разрушающие такие состояния. В работе предлагается новая концепция квантовой метрологии на основе туннельно-связанных светлых солитонов. Нами продемонстрировано формирование запутанных (Фоковских) состояний таких солитонов, устойчивых к потерям небольшого числа частиц. Обсуждаются эксперименты, направленные на достижение точности оценки фазовых параметров на уровне предела Гейзенберга для схем линейной квантовой метрологии, а также за ним – в рамках подходов нелинейной метрологии с атомными конденсатами.

**Ключевые слова:** квантовая метрология, солитон, предел Гейзенберга, Бозе-Эйнштейновский конденсат,  $N00N$ -состояние.

Квантовая метрология – одно из актуальных и стремительно развивающихся направлений современной квантовой физики, ставящее целью измерение и оценку различных физических параметров с точностью, определяемой квантовыми ограничениями. Важнейшим инструментом квантовой метрологии является прецизионная интерферометрия, т.е. измерение некоторого набег фазы  $\phi$  в плечах интерферометра (Маха-Цендера, Майкельсона, Саньяка и иных).

Шумы, с которыми имеет дело квантовая метрология, обусловлены различными соотношениями неопределенностей, а потому принципиально не могут быть устранены. Тем не менее, квантовая метрология уже сегодня предлагает ряд решений, позволяющих преодолеть стандартный квантовый предел (СКП) точности измерений, который может быть записан как  $\Delta\phi = N^{-1/2}$ , где  $N$  – число частиц (фотонов, атомов и т.д.), участвующих в измерении. При этом квантовая метрология устанавливает новый рубеж точности измерений фазовых параметров для линейного (по числу частиц) фазового сдвига  $\phi_N \equiv \phi N$ , им является предел Гейзенберга (ПГ)  $\Delta\phi = N^{-1}$ .

В рамках нелинейной квантовой метрологии, стремительно развивающейся с недавних пор, при измерении фазовых сдвигов вида  $\phi_N \equiv \Theta N^k$  ( $k = 2, 3, \dots$ ) существует супер-Гейзенберговский предел (СГП) оценки параметра  $\Delta\Theta = N^{-k}$ . И хотя СГП существенно меньше ПГ, генерация нелинейных набегов фазы с максимальными значениями  $k$  представляет собой отдельную, нетривиальную задачу.

Известно, что достижение ПГ, а также СГП возможно с применением максимально запутанных (по пространству)  $N00N$ -состояний:

$$|N00N\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|N, 0\rangle + e^{i\phi_N}|0, N\rangle), \quad (1)$$

где  $|N_a, N_b\rangle$  – двумодовое Фоковское состояние, см. [1]. Однако,  $N00N$ -состояние затруднительно получить с числом частиц  $N > 5$ , и, кроме того, оно чрезвычайно чувствительно к потерям даже единственной частицы. Таким образом, интерес представляет

формирование мезоскопических (с  $N \propto 10^2 - 10^3$ ) состояний, которые были бы близки по своим свойствам к  $N00N$ -состояниям, и устойчивых к потере небольшого числа частиц.

В работах [2-5] впервые предложена и исследована теоретически система связанных солитонов, изображенная на рисунке 1, и названная нами солитонными Джозефсоновскими контактами (СДК). Она основана на двух идеальных Бозе-Эйнштейновских конденсатах притягивающихся частиц, таких как атомов лития  ${}^7\text{Li}$ , помещенных в сигарообразный  $W$ -потенциал и формирующих светлые солитоны. Ловушки с БЭК вытянуты вдоль оси  $X$ , распределение конденсата в этом направлении имеет форму гиперболического секанса:

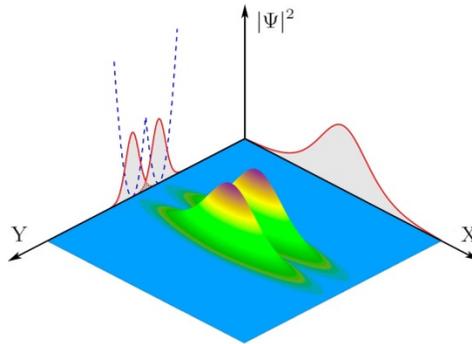
$$\psi_j(x) = \frac{N_j \sqrt{u}}{2} \operatorname{sech} \left[ \frac{u N_j}{2} x \right] e^{i\theta_j}, \quad (2)$$

где  $N_j$  и  $\theta_j$  ( $j = a, b$ ) – населенность и фаза солитона в  $j$ -й ловушке, такие, что  $N_a + N_b = N$  и  $\theta_b - \theta_a = \theta$  – начальная разность фаз двух солитонов;  $u$  – параметр Керровской нелинейности, зависящий от длины атом-атомного рассеяния, управляемый через резонанс Фешбаха [6]. В радиальном направлении конденсаты в ловушках ограничены гармоническим потенциалом и имеют Гауссово распределение. Близкое расположение ловушек приводит к туннелированию частиц между солитонами с некоторой скоростью  $k$ , управляемой через геометрию  $W$ -потенциала. Важно отметить, что до сих пор были экспериментально получены солитоны БЭК, содержащие  $N \propto 10^3$  частиц, следовательно, возможно также и приготовление мезоскопических СДК.

Атомные БЭК представляют собой удобную платформу для исследования и приготовления запутанных солитонов, однако для квантовой метрологии в фотонике предпочтительнее оптические квантовые состояния. Переход от СДК атомных БЭК к оптическим СДК возможен в поляритонике, поскольку солитоны БЭК экситон-поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах способны излучать когерентные фотоны, сохраняющие квантовое состояние поляритонов [7].

Квантовый анализ СДК, проведенный в [4,5] продемонстрировал наличие квантового фазового перехода по типу «сверхтекучее состояние – изолятор Мотта», который при критическом значении параметра  $\Lambda_c \simeq 2$  ( $\Lambda = \frac{u^2 N^2}{16k}$  –управляющий параметр системы СДК) приводит к формированию суперпозиции запутанных Фоковских состояний. Такая суперпозиция близка по своим свойствам к  $N00N$ -состоянию, однако за счёт небольших спутанных состояний по типу  $|N-1,1\rangle$  и  $|1,N-1\rangle$  оказывается более устойчивой к потере небольшого числа частиц. Как было показано в [5], данное состояние СДК является оптимальным для линейной и нелинейной квантовой метрологии при уровне потерь в интерферометре  $\gamma_c = 1 - e^{-\frac{2k}{N}}$  и менее, когда применимо  $N00N$ -состояние (1). Так, для  $N = 100$   $\gamma_c = 2\%$  для линейной метрологии ( $k = 1$ ) и  $\gamma_c = 6\%$  для  $k = 3$ . Как было показано в [4, 5] система СДК позволяет в таком случае измерять параметр Керровской нелинейности  $\theta$  с точностью на уровне  $N^{-3}$ . Такой результат напрямую связан с существенно нелинейной природой светлых солитонов.

Таким образом, предложенная система СДК может иметь существенное значение для современной квантовой метрологии. Мезоскопические квантовые состояния, генерируемые СДК и пригодные для линейной и нелинейной метрологии с одной стороны позволяют практически достичь ПГ  $\Delta\phi = N^{-1}$  и СГП  $\Delta\theta = N^{-3}$ , соответственно. С другой - состояния СДК более устойчивы к потере небольшого числа частиц, чем более традиционные  $N00N$ -состояния, а потому являются перспективными для применения в реальных квантово-метрологических экспериментах и устройствах.



**Рис. 1.** Квазиодномерные солитонные Джозефсоновские контакты на основе идеального БЭК, помещенного в сигарообразный  $W$ -потенциал. БЭК имеет распределение в виде светлого солитона в направлении оси  $X$  и Гауссово распределение в радиальном направлении (вдоль оси  $Y$ ). Близкое расположение ловушек приводит к туннельной связи между солитонами за счёт перекрытия Гауссовых волновых функций.

Авторы выражают благодарность РФФИ за финансовую поддержку в рамках гранта №19-52-52012 МНТ\_а.

### Литература

1. Dowling J.P. Quantum optical metrology—the lowdown on high-N00N states // *Contemporary physics*. 2008. Т. 49. №. 2. С. 125.
2. Tsarev D.V., Arakelyan S.M., Chuang Y., Lee R., Alodjants A.P. Quantum metrology beyond Heisenberg limit with entangled matter wave solitons // *Optics express*. 2018. Т. 26. № 15. – С. 19583.
3. Tsarev D.V., Ngo T.V., Lee Ray-Kuang, Alodjants A.P. // *New Journal of Physics*. 2019. Т. 21. №. 8. С. 083041.
4. Tsarev D.V., Alodjants A.P., Ngo T.V., Lee Ray-Kuang Mesoscopic quantum superposition states of weakly-coupled matter-wave solitons // *New Journal of Physics*. 2020. Т. 22. №. 11. С. 113016.
5. Tsarev D.V., Alodjants A.P., Ngo T.V., Lee Ray-Kuang Enhanced nonlinear quantum metrology with weakly coupled solitons and particle losses // *arXiv preprint*. 2021. arXiv:2108.03408
6. Khaykovich L., Schreck F., Ferrari G., Bourdel T. и др. Formation of a matter-wave bright soliton // *Science*. 2002. Т. 296. №. 5571. С. 1290.
7. Walker P. M., Tinkler L., Skryabin D. V., Yulin A. и др. Ultra-low-power hybrid light–matter solitons // *Nature communications*. 2015. Т. 6. №. 1. С. 1.

# QUANTUM METROLOGY BEYOND HEISENBERG LIMIT IN THE PRESENCE OF PARTICLE LOSSES WITH ATOMIC SOLITONS

A.P. Alodjants\*, D.V. Tsarev, T.V. Ngo

*Institute of Advanced Data Transfer Systems, ITMO University  
197101, Saint Petersburg, 49A, Kronverkskiy prospect*

\*e-mail: alexander\_ap@list.ru

Measurement and estimation of various physical parameters with the ultimate sensitivity defined by quantum limitations is one of the key problems of modern quantum metrology. Different tools used today in quantum metrology are based on interferometry with essentially non-classical squeezed or entangled states of light or matter. However, the particle losses play an important role in achieving of quantum limitations for such schemes since losses rapidly destroy such states. In the paper we propose a novel approach for quantum metrology based on tunnel-coupled bright solitons. We demonstrate the formation of entangled (Fock) states for the solitons which behaves robust to some particle losses. We discuss possible experiments which may demonstrate ultimate Heisenberg sensitivity and beyond in phase parameters estimation in the framework of linear and nonlinear metrologies with atomic condensates, respectively.

**Key words:** quantum metrology, soliton, Heisenberg limit, Bose-Einstein condensate,  $N00N$ -state.

## УНИПОЛЯРНЫЙ СВЕТ: ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ

Р.М. Архипов<sup>1,2,\*</sup>, М.В. Архипов<sup>2</sup>, А.В. Пахомов<sup>1</sup>, Н.Н. Розанов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9

<sup>2</sup>Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе  
194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

\*e-mail: arkhypovrostislav@gmail.com

В докладе проводится обзор работ по получению униполярных полужикловых импульсов, обладающих ненулевой электрической площадью. Обсуждаются применения униполярных импульсов для сверхбыстрого управления динамикой волновых пакетов в веществе, ускорения зарядов, голографической записи со сверхвысоким временным разрешением. Рассматривается правило сохранения электрической площади предельно коротких импульсов и следствия из него. **Ключевые слова:** предельно короткие импульсы, униполярные импульсы, аттосекундные импульсы, сверхбыстрая оптика, электрическая площадь импульсов, когерентные явления

Генерация сверхкоротких импульсов аттосекундной длительности является одной из самых центральных тем современной оптики [1-3].

Так, период осцилляций волновых пакетов в веществе лежит в диапазоне десятков-сотен аттосекунд. Поэтому, аттосекундные импульсы активно применяются для изучения динамики волновых пакетов в различных веществах [2,3].

Получаемые на практике аттосекундные импульсы содержат несколько осцилляций поля и являются биполярными. Электрическая площадь таких импульсов (интеграл от напряженности электрического поля по времени,  $S_E \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(t) dt$ , в точке пространства, через которую проходит импульс) всегда равна нулю.

Сократить длительность импульса можно не только за счет увеличения его частоты, но и сокращения числа циклов колебаний вплоть до одного цикла, а затем оставив только одну полуволну поля. При этом происходит переход к униполярным полужикловым импульсам, содержащим полуволну поля и обладающим ненулевой электрической площадью, см. обзор [4] и цитируемую литературу.

Возможность существования униполярных импульсов в оптическом диапазоне долгое время не рассматривалась и даже ставилась под сомнение. Однако, существование таких импульсов не противоречит уравнениям Максвелла, см. подробнее обзор [4] и работы [5-11]. Существует принципиальная возможность распространения униполярных импульсов в коаксиальных волноводах [12]. Униполярные импульсы могут быть получены в дальней зоне источника [13].

Интерес к получению униполярного света связан прежде всего с его однонаправленным воздействием на заряженные частицы. Это позволяет использовать полужикловые импульсы для сверхбыстрого управления населенностями атомных уровней [14], в частности селективного возбуждения/девозбуждения населенностей уровней [15], создания и сверхбыстрого управления решетками населенностей квантовых уровней среды [16], голографии со сверхвысоким временным разрешением [17], ускорения зарядов [18] и ряда других возможных приложений [4].

Важной характеристикой униполярных импульсов является их электрическая площадь [19-21]. Для обычных многоцикловых импульсов она всегда равна нулю. Именно электрическая площадь полужикловых аттосекундных импульсов, а не их энергия, определяет их взаимодействие с квантовыми объектами, если длительность импульса меньше периода осцилляций волнового пакета в атоме [14-18].

Для характеристики величины воздействия на квантовые объекты недавно была предложена новая физическая величина- атомная мера площади [22]. Она равна отношению постоянной Планка к характерному размеру квантовой  $a$  системы и электрическому заряду квантовой частицы  $q$ ,  $S_{E,at} \sim \frac{\hbar}{qa}$ . Эта величина является универсальной и может быть использована для оценки степени эффективности действия униполярных импульсов на различные квантовые объекты.

Электрическая площадь импульса является безвихревой векторной величиной [19,20]. Поэтому, в электродинамике диссипативных систем для нее выполняется правило сохранения электрической площади, которое в одномерном случае имеет простой вид [19-21]:

$$\frac{d}{dz} S_E = 0. \quad (1)$$

Это правило, полученное впервые в [19] и изученное в [20,21], является законом сохранения. Его необходимо принимать во внимание в задачах распространения униполярных импульсов в диссипативных средах.

В данном докладе приводится обзор недавних работ по получению униполярных импульсов [4]. Показана возможность получения аттосекундных импульсов с большой электрической площадью [23]. Приводятся последние результаты в области применения униполярных импульсов для сверхбыстрого воздействия на квантовые объекты [14-18]. Рассматривается возможность применения униполярных импульсов в голографии со сверхвысоким временным разрешением [17].

Рассмотрено правило сохранения электрической площади импульсов и следствия из него [19-21].

Рассмотрена интерференция площади огибающей импульса и электрической площади и ее возможное проявление в экспериментах по воздействию аттосекундных импульсов на микрообъекты [24].

Обсуждаются перспективы оптики униполярных импульсов.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ 21-72-10028 (изучение интерференции площади огибающей с электрической площадью импульса, введение атомной меры площади и исследование ионизации квантовых объектов униполярными импульсами) и РФФИ 20-32-70049 (получение аттосекундных импульсов с большой электрической площадью).

### Литература

1. Krausz F., Ivanov M. // *Rev. Mod. Phys.*, 2009. V. 81. P. 163.
2. Calegari F. et al. // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2016. V. 49. № 6. P. 062001.
3. Hassan M. T., Luu T. T., Moulet A. et al. // *Nature*. 2016. V. 530. P. 66
4. Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // *Квант. электрон.* 2020. Т. 50. № 9. С.801.
5. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. // *Nature Photon.* 2012. V. 6. P. 304.
6. Xu J., Shen B., Zhang X. et al. // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. P. 2669.
7. Bakunov M. I., Maslov A. V., Tsarev M. V. // *Phys. Rev. A*. 2017. V. 95. P. 063817.
8. Pakhomov A. V., Arkhipov, R. M., Babushkin I. V. et al. // *Phys. Rev. A*. 2017. V. 95. P. 013804.
9. Pakhomov A. V., Arkhipov R. M., Arkhipov M. V. et al. // *Scientific reports*. 2019. V.9. Art. no. 7444.
10. Сазонов С.В. // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 114. №. 3. С. 160.
11. Bogatskaya A. V., Volkova E. A., Popov A. M. // *Phys. Rev. E*. 2021. V. 104. P. 025202.
12. Розанов Н. Н. // *Опт. Спектр*. 2019. Т. 127. С. 960.
13. Архипов М.В., Архипов Р.М., Розанов Н.Н. // *Опт. Спектр*. 2021. Т. 129. № 9. С.1173.
14. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I. et al. // *Opt. Lett.* 2019. V. 44. № 5. P. 1202.
15. Arkhipov R., Pakhomov A., Arkhipov M. et al. // *Optics Express*. 2020. V. 28. № 11. P. 17020.
16. Arkhipov R., Pakhomov A., Arkhipov M. et al. // *Scientific Reports*. 2021, V. 11. Art. no. 1961.
17. Архипов Р. М., Архипов М. В., Розанов Н. Н. // *Письма в ЖЭТФ*. 2020. Т.111. № 9. С.586.
18. Розанов Н.Н., Высотина Н.В. // *ЖЭТФ*. 2020. Т. 157. № 1. С. 63.

19. Розанов Н. Н. // Опт. Спектр. 2009. Т. 107. № 5. С. 761;
20. Розанов Н. Н., Архипов Р. М., Архипов М. В. // УФН. Т. 188. С. 1347;
21. Arkhipov R., Arkhipov M., Babushkin I. et al. // JOSA B. 2021. V. 38. № 6. P. 2004.
22. Архипов Р. М., Архипов М. В., Пахомов А.В., Розанов Н. Н. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т.114. № 3. С.156.
23. Архипов Р.М., Архипов М.В., Федоров С.В., Розанов Н.Н. // Опт. Спектр. 2021. Т. 129. № 10. С.1286.
24. Архипов Р. М., Архипов М. В., Бабушкин И., Пахомов А.В., Розанов Н. Н. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т.114. № 5. С.298.

## UNIPOLAR LIGHT: PROSPECTS OF OBTAINING AND APPLICATIONS

R.M. Arkhipov<sup>1,2\*</sup>, M.V. Arkhipov<sup>2</sup>, A.V. Pakhomov<sup>1</sup>, N.N. Rosanov<sup>1,2</sup>

*<sup>1</sup>Universitetskaya nab. 7/9, St. Petersburg 199034, Russia  
St. Petersburg State University*

*<sup>2</sup>Ioffe Institute*

*Politekhnikeskaya str. 26, St. Petersburg 194021, Russia  
\*e-mail: arkipovrostislav@gmail.com*

The report provides review of recent results on unipolar half-cycle pulses obtaining with a nonzero electric area. Applications of unipolar pulses for ultrafast control of wave packets dynamics in matter, acceleration of charges, and holographic recording with ultrahigh time resolution are discussed. The electric pulse area conservation rule and the consequences from it are considered.

**Key words:** extremely short pulses, unipolar pulses, attosecond pulses, ultrafast optics, electric pulse area, coherent phenomena

# СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В КОМПЛЕКСНЫХ СЕТЕВЫХ СТРУКТУРАХ

А.Ю. Баженов, М.М. Никитина, А.П. Алоджанц

*Университет ИТМО*

*197101, Санкт-Петербург, ул. Кронверкский проспект 49*

*\*e-mail: b.a.y@mail.ru*

В работе рассмотрена проблема сверхизлучательного фазового перехода в предложенной нами модели Изинга-Дике для комплексных сетей, предполагающих спин-спиновое взаимодействие. Исследуются регулярные, случайные и безмасштабные сетевые структуры. Основной акцент сделан на выявлении новых особенностей сверхизлучательного (СИ) состояния системы вызванных спиновым взаимодействием и эффекта конечного размера сетей в условиях парамагнитного (ПМ) – ферромагнитного (ФМ) фазового перехода. Обсуждаются фундаментальные особенности возникновения сверхизлучательной фазы в этом пределе, связанные с критическими значениями классических и квантовых параметров поля.

**Ключевые слова:** Модель Изинга, модель Дике, комплексные сетевые архитектуры, фазовые переходы, сверхизлучение.

В настоящее время комплексные сети вызывают всевозрастающий интерес среди научного сообщества, занимающегося исследованиями на стыке квантовой физики и информационных наук [1]. Несмотря на то, что исследования комплексных сетевых структур в значительной степени являются междисциплинарными, во многих случаях они основаны на моделях и подходах статистической физики, которые позволяют получить достаточно точные аналитические зависимости для нетривиальных процессов в различных сетевых структурах [2]. Модель Изинга хорошо зарекомендовала себя в исследованиях фазовых переходов квантовых материалах; см. напр., [3], где поперечная модель Изинга, определенная для комплексной сети с безмасштабным распределением степени узлов была исследована в рамках высокотемпературного фазового перехода «сверхпроводник-изолятор».

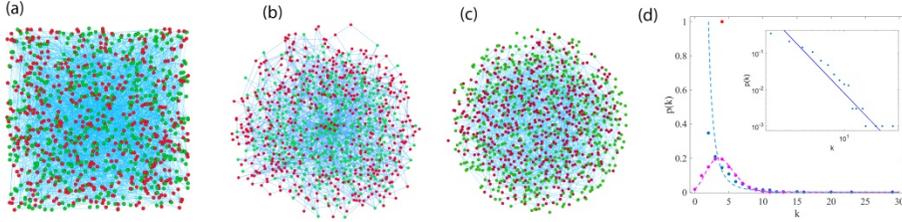
В более общем случае взаимодействие спинов с классическим (постоянным) полем обычно изучается в рамках так называемой поперечной модели Изинга, в рамках которой исследуется фазовый переход «ферромагнетик-парамагнетик», ФМ-ПМ. С другой стороны, физические системы, описываемые моделью Дике демонстрируют так называемый сверхизлучательный (СИ) фазовый переход второго рода, известный из квантовой оптики [4]. В частности, СИ фазовый переход вызывает установление некоторой (ненулевой) спонтанной поляризации, которая возникает в термодинамически равновесном ансамбле двухуровневых осцилляторов, взаимодействующих с квантованным излучением.

В данной работе обсуждается проблема фазовых переходов для комбинированной модели Изинга-Дике в комплексных сетевых структурах, которая впервые была предложена нами в [5]. Такая модель может быть полезной при исследовании фазовых переходов в сетях квантовой коммуникации [6].

Рассматриваемые сетевые структуры (см. рис.1) состоят из ансамбля  $N$  спинов (или двухуровневых систем, ДУС), которые случайным образом занимают  $N$  узлов комплексной сети, которая представляется в виде графа с нетривиальными (специфическими) свойствами, вытекающими из топологии, распределения степени узлов и других характеристик. Спины взаимодействуют с классическим (локальным магнитным) полем  $h_i$  и квантованным полем (мы его называем сокращенно поперечным, т.к. оно связано с компонентой спина  $\sigma_i^x$ ), которое описывается с помощью операторов уничтожения ( $a$ ) и рождения ( $a^\dagger$ ) фотонов,

$$H = -\sum_{ij} J_{ij} \sigma_i^z \sigma_j^z - \frac{1}{2} \sum_i h_i \sigma_i^z + \omega_a a^\dagger a - \frac{1}{2\sqrt{N}} \sum_i \chi_i \sigma_i^z (a^\dagger + a), \quad (1)$$

где первые два члена описывают модель Изинга, а последние два – модель Дике. Суммирование производится по всем вершинам графа с матрицей смежности, пропорциональной  $J_{ij}$ . В работе мы ограничиваемся случаем, когда константы взаимодействия  $\chi_i = \chi$ , а также локальные поля  $h_i = h$  одинаковы для всех узлов. Далее, полагаем, что два узла связаны ребром с вероятностью  $p_{ij} = k_i k_j / N \langle k \rangle$ , а константа взаимодействия между узлами, в (1) определяется как  $J_{ij} = J p_{ij}$ . Степень узла  $k_i$  и средняя связанность графа  $\langle k \rangle$  определяется из функции распределения степени узлов  $p(k)$ . В работе нас интересуют регулярные, случайные и безмасштабные сети (графы), свойства которых характеризуются  $\gamma$ -функцией, Пуассоновским и степенным распределением степени узлов ( $p(k) \propto 1/k^\gamma$ ), соответственно, рис. 1.



**Рис. 1.** (a) регулярная, (b) случайная, (c) безмасштабная сети и (d) соответствующие распределения степеней узлов для  $N = 1000$  и средней степени узлов  $\langle k \rangle = 4$ . На вставке показано распределение степеней узлов в логарифмической шкале для безмасштабной сети (БС),  $p(k) \propto 1/k^\gamma$ . Три точки, расположенные в правом углу на вставке, указывают на наличие хабов для сети БС.

Нами выявлено, что критическая температура СИ и ФМ-ПМ фазового перехода в пределе  $S_z \rightarrow 0$  и  $\lambda \rightarrow 0$  имеет вид:

$$T_c = \frac{1}{2} \Theta \zeta \quad (3)$$

и полностью определяется параметром  $\zeta = \frac{\langle k^2 \rangle}{\langle k \rangle}$ , характеризующим статистические свойства сетевой структуры;  $\Theta = \frac{4J}{\chi}$ .

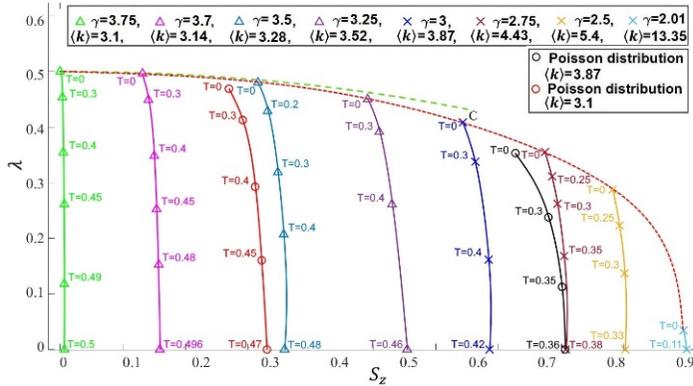
Для безмасштабных сетей продемонстрировано, что сетевая архитектура характеризуется определенным значением показателя степени  $\gamma$ , который играет ключевую роль в проблеме СИ фазового перехода.

Численное решение задачи в пределе нулевого магнитного поля  $h \rightarrow 0$  представлено на рисунке 2. Параметры системы нормированы на  $\chi$ . Из данного рисунка видно, что с уменьшением параметра  $\gamma$  система стремится к упорядоченному состоянию,  $S_z \rightarrow 1$ .

Это объясняется тем, что в аномальном режиме ( $1 < \gamma < 2$ ) сложные сети обладают сильным, эффективным спин-спиновым взаимодействием, поддерживающим полностью упорядоченное ФМ-состояние, которое практически нечувствительно к изменениям квантового поперечного поля или умеренного классического магнитного поля. Это взаимодействие приводит к существованию эффективного локального поля, ответственного за установление некоторого ФМ упорядочения в z-направлении даже без внешнего магнитного поля  $h$ .

Точки на рис.2, для которых  $\lambda \rightarrow 0$ , соответствуют критическим значениям коллективного спина, при котором происходит СИ фазовый переход. В безмасштабной области ( $2 < \gamma < 3$ ) упорядочение в спиновой системе сети определяется в результате взаимодействия между намагниченностями в направлениях  $x$  и  $z$ , определяемыми значениями  $\lambda$  и  $S_z$ , соответственно.

Для регулярных сетей и исчезающего внешнего поля продемонстрировано, что эти фазовые переходы обычно представляют собой предпосылки для перехода от неупорядоченного спинового состояния к упорядоченному, присущему фазе ФМ и / или СИ.



**Рис. 2.** Фазовая граница для  $\lambda - S_z$  плоскости для  $N = 1000$  частиц (узлов сети). Максимальное и минимальное значение степени узлов для безмасштабной сетевой архитектуры рассчитывается как:  $k_{max} = k_{min} N^{\frac{1}{\gamma-1}}$  и ( $k_{min} = 2$ ). Для случайной сети  $k_{max} = 1$  (для  $\langle k \rangle = 3.87$ ) и  $k_{max} = 9$  (для  $\langle k \rangle = 3.1$ ) с  $k_{min} = 0$ .

Нами также выяснены условия для параметров сети, классических и квантовых полей для получения квантового фазового перехода в сетевой системе, когда критическая температура приближается к нулю.

### Литература

1. Dorogovtsev S.N. Lectures on complex network // Oxf. Master Ser. Phys 20, 2010.
2. Albert R., Barabási A. L. Statistical mechanics of complex networks // Reviews of modern physics. 2002, V. 1. № 74. P. 47.
3. Bianconi G. Enhancement of  $T_c$  in the superconductor–insulator phase transition on scale-free networks // Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment. 2012. №. 7. P. P07021.
4. Hepp K., Lieb E. H. Equilibrium statistical mechanics of matter interacting with the quantized radiation field // Physical Review A. 1973. V. 5. № 8. P. 2517.
5. Bazhenov A. Y., Tsarev D. V., Alodjants A. P. Mean-field theory of superradiant phase transition in complex networks // Physical Review E. –2021. V. 103. №. 6. P. 062309.
6. Brito S. et al. Statistical properties of the quantum internet // Physical Review Letters. 2020. V. 124. №. 21. P. 210501.

## SUPERRADIANT PHASE TRANSITION IN COMPLEX NETWORKS

A.Y. Bazhenov, M. Nikitina, A.P. Aloyants

<sup>1</sup>ITMO University

197101, Saint-Petersburg, Kronverksky prospect street, 49

\*e-mail: b.a.y@mail.ru

In this work we consider the problem of superradiant phase transition occurring in the Ising-Dicke model, for complex networks involving spin-spin interaction. Regular, random and scale-free network structures are investigated. We made main accent on identification of new features of the superradiant (SI) state of the system caused by spin-spin interaction and the effect of the final size of networks under the condition of paramagnetic (PM) - ferromagnetic (FM) phase transition. We discuss fundamental features of the occurrence of the superradiant phase in this limit related to the critical values of classical and quantum field parameters.

**Key words:** Mean field theory, Ising model, Dicke model, complex network architectures, phase transitions, superradiance.

# АВТОБАЛАНСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКЕ

**К.А. Баранцев\*, А.Н. Литвинов**

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29  
\*e-mail: kostmann@yandex.ru*

В работе исследуется влияние оптической толщины газовой ячейки на детектируемый в ней резонанс когерентного пленения населенностей. Детектирование производится автобалансным методом и методом комбинированного сигнала ошибки, позволяющими подавить чувствительность резонанса к динамическим штарковским сдвигам. Такое подавление позволяет проводить опрос невозмущенного эталонного перехода и значительно повысить точность атомных часов. Проводится сравнение указанных методов и их корректировка при значительной оптической толщине газовой ячейки.

**Ключевые слова:** когерентное пленение населенностей, световой сдвиг, автобалансная спектроскопия, квантовые стандарты частоты, оптически плотная среда, метод комбинированного сигнала ошибки

В данной работе исследованы особенности детектирования резонанса когерентного пленения населенностей методами автобалансной спектроскопии [1] и комбинированного сигнала ошибки [2] для квантовых стандартов частоты на оптически плотных газовых ячейках. Одним из основных факторов, снижающих точность атомных часов, является световой сдвиг опорного резонанса ввиду его флуктуаций при изменении различных параметров, таких как интенсивность, фаза лазерного поля и др. Современные методы спектроскопии, основанные на методе Н.Ф. Рэмси импульсного опроса атомов [3], позволяют скомпенсировать световой сдвиг. Однако, основная часть исследований этих методов проведена без учета эффектов поглощения и фазового набегла лазерного излучения [4-6] в оптически тонких атомных ансамблях.

В настоящей работе проведено исследование влияния эффектов оптически плотной среды на световой сдвиг сигнала опорного резонанса для автобалансной схемы детектирования и метода комбинированного сигнала ошибки. Проведено сравнение данных методов. Показано, что в оптически плотной среде возникает дополнительный световой сдвиг, предложены методы его компенсации путем корректировки нормализующего коэффициента при формировании сигнала ошибки.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук (проект МК-1452.2020.2).

## Литература

1. Sanner C., Huntemann N., Lange R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 053602.
2. Yudin V., Taichenachev A., Basalaev M. Y. et al. // New J. Phys. 2018. V. 20. P. 123016.
3. Ramsey N. F. // Phys. Rev. 1950. V. 78. 6.
4. Barantsev K. A., Litvinov A. N. // Quantum Electronics. 2019. V. 49 (9). P. 863-867.
5. Barantsev K. A., Zanon-Willette T., Litvinov A. N. // Quantum Electronics. 2020. V. 50 (10). P. 934-938.
6. Barantsev K. A., Litvinov A. N. // Quantum Electronics. 2018. V. 48 (7), P. 615.

# **AUTOBALANCED SPECTROSCOPY OF THE COHERENT POPULATION TRAPPING RESONANCE IN AN OPTICALLY DENSE GAS CELL**

**K.A. Barantsev\*, A.N. Litvinov**

*Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University  
195251, Russia, Saint Petersburg, Politachnicheskaya, 29  
\*e-mail: kostmann@yandex.ru*

In our work, we investigate the influence of the optical thickness of the gas cell on the coherent population trapping resonance. The resonance is detected by the autobalanced method and by the combined error signal method. These methods allow to suppress the sensitivity of the resonance to dynamic Stark shifts that significantly increase the accuracy of the atomic clocks. The above methods are compared and corrected for a significant optical thickness of the gas cell.

**Key words:** coherent population trapping, light shift, autobalanced spectroscopy, quantum frequency standards, optically dense medium, combined error signal method

# ШАБЛОННЫЙ СИНТЕЗ SERS-АКТИВНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

С.А. Бедин<sup>1,2,\*</sup>, Е.П. Кожина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет

119991, Москва, ул. Малая Пироговская д.1, стр.1

<sup>2</sup> ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

119333, Москва, Ленинский пр. 59

\*e-mail: bserg5@gmail.com

В работе методом шаблонного синтеза изготовлены SERS-активные подложки с большим количеством серебряных нанопроволок. Изучены особенности нанесения вещества на подложки и определены условия получения наиболее интенсивного сигнала аналита.

**Ключевые слова:** трековые мембраны, шаблонный синтез, нанопроволоки, SERS

Усиление спектров комбинационного рассеяния света впервые продемонстрировал М.Флейшманн с коллегами в 1974 году, получив усиленный КР сигнал молекул пиридина, адсорбированного на шероховатом серебряном электроде. Таким образом, возник новый оптический метод, известный как гигантское комбинационное рассеяние (ГКР - SERS) молекулами, адсорбированными на шероховатых поверхностях ряда металлов (серебра, золота, меди) или же адсорбированными на поверхности коллоидных частиц. Если частота падающего света и частота коллективных колебаний свободных поверхностных электронов металла совпадают, возникает поверхностный плазмонный резонанс (ПП), который приводит к многократному усилению электрического поля вблизи поверхности металла.

Большинство известных в настоящее время подложек для SERS получают на основе коллоидных частиц или литографически. Данная работа посвящена более простому методу изготовления подложек – шаблонный синтез синтеза. Благодаря особенности технологии можно получать подложки большой площади с нанопроволоками (НП) заданной геометрии, подстраивая плазмонный резонанс под соответствующее возбуждающее излучение.

В качестве шаблонов использовались полимерные трековые мембраны (ТМ). Их особенность является наличие большого числа калиброванных пор, диаметром и геометрий которых можно управлять. Если поверхность ТМ или внутренность пор покрыть плазмонным металлом, то в результате получается оптически активная подложка с настраиваемыми параметрами [1]. Так как основное назначение ТМ это фильтрация, то такие SERS-активные фильтры могут стать основой проточных сенсорных систем. Основная часть трековых мембран изготавливается путём хаотического облучения, но технология позволяет получать и регулярную систему пор [2].

Если же поры в полимерном шаблоне заполнить плазмонным металлом (серебром или золотом) и удалить шаблон, то можно получить подложку с большим количеством одинаковых наноструктур позволяющая добиваться высокой чувствительности на разных длинах волн возбуждающего излучения [3,4].

В работе методом шаблонного синтеза были изготовлены подложки с серебряными нанопроволоками. В качестве матриц для синтеза были использованы полимерные трековые мембраны (ТМ) толщиной 12 мкм, диаметром пор от 60 до 150 нм. Поры в ТМ гальванически заполняли серебром. По окончании синтеза матрицу растворяли.

Далее на поверхность свежеприготовленных образцов адсорбировали тестовое вещество, в качестве которого использовали 4-меркапто фенилбороновую кислоту в нескольких концентрациях. После адсорбции кислоты на подложку, снималась SERS-спектры.

Анализируя спектры рассеяния, мы обнаружили, что главные пики, характерные для 4-МРВА, присутствуют на спектрах всех образцов, а также на контрольных образцах. Было показано, что SERS сигнал наблюдался на всех образцах подложек, причём при увеличении длины НП интенсивность сигнала также увеличивается. Таким образом была

продемонстрировано возможность применения подложек с серебряными НП для получения ГКР спектров.

Работа выполнена по теме государственного задания Московского педагогического государственного университета (МПГУ) «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации (AAAA-A20-120061890084-9) совместно с Центром коллективного пользования «Структурная диагностика материалов» Федерального исследовательского центра РАН «Кристаллография и фотоника».

### Литература

1. O. V. Kristavchuk, I. V. Nikiforov, V. I. Kukushkin, A. N. Nechaev and P. Y. Apel, *Colloid Journal* 79 (5), 637-646 (2017).
2. V. E. Asadchikov, S. A. Bedin, A. B. Vasiliev, I. G. Dyachkova, B. G. Goldenberg, V. P. Nazmov, A. V. Andreev, A. A. Konovko and S. A. Reshetov, *Crystallography Reports* 66 (3), 514-519 (2021).
3. E. P. Kozhina, S. A. Bedin, N. L. Nechaeva, S. N. Podoyntsyn, V. P. Tarakanov, S. N. Andreev, Y. V. Grigoriev and A. V. Naumov, *Applied Sciences* 11 (4), 1375 (2021). Lario D., Kallenrode M.B., Decker R.B. et al. // *Astrophys. J.* 2006. V. 653. P. 1531.
4. E. P. Kozhina, S. N. Andreev, V. P. Tarakanov, S. A. Bedin, I. M. Doludenko and A. V. Naumov, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 84 (12), 1465-1468 (2021).

## TEMPLATE SYNTHESIS OF SERS-ACTIVE SURFACES

**S.A. Bedin<sup>1,2,\*</sup>, E.P. Kozhina<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Moscow Pedagogical State University  
119991, Moscow, Malaya Pirogovskaya st. 1-1*  
<sup>2</sup> *Center of Crystallography and Photonics of RAS  
119333, Moscow, Leninskii pr. 59*  
\*e-mail: author1@mail.ru

In this work, SERS-active substrates with a large number of silver nanowires were fabricated using the template method. The peculiarity of the deposition of the substance on the substrates has been studied, and the conditions for obtaining the most intense signal of the analyte have been determined.

**Key words:** track-etched membranes, template synthesis, nanowires, SERS

## ИЗМЕРЕНИЕ АЗИМУТА АНИЗОТРОПИИ МЕТОДОМ ФАНТОМНОЙ ПОЛЯРИМЕТРИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИФОТОНОВ

И.А. Беловолов\*, Д.П. Агапов, С.А. Магницкий

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов  
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

\*e-mail: ivan.belovolov@mail.ru

Представлена экспериментальная реализация фантомной поляриметрии в потоке бифотонов в применении к объектам, обладающим линейным дихроизмом. Разработана экспериментальная методика и создана установка для измерения азимута анизотропии методом фантомной поляриметрии. Экспериментальные результаты подтверждают возможность экспериментальной реализации ФП в квантовом свете

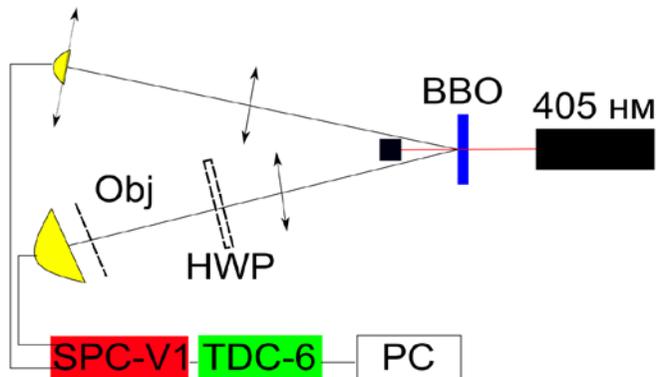
**Ключевые слова:** бифотоны, поляриметрия, фотон, корреляции, статистическая оптика.

Метод фантомных изображений (ФИ) [1] – это метод получения информации о свойствах объектов, основанный на корреляционных измерениях. Этот подход интенсивно развивается и в настоящее время реализован как в классических световых полях [2], так и в однофотонном режиме, например с использованием бифотонов, генерируемых в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР). Главной особенностью данного метода является использование пространственных корреляций полей двух оптических каналов. В одном из этих каналов свет взаимодействует с объектом, а в другом не взаимодействует.

В большинстве работ метод ФИ применяется для получения информации о пространственном распределении модуля или фазы коэффициента поглощения или коэффициента рассеяния. В последнее время появились работы, в которых метод ФИ используется для изучения распределения поляризационных свойств объектов. Ранее нашим научным коллективом был предложен и экспериментально реализован новый подход - фантомная поляриметрия (ФП) в классическом свете [3]. Более того, мы предложили аналогичный метод для случая света от СПР-источника [4].

Здесь рассмотрены экспериментальные методики и оборудование, сделавшее возможной экспериментальную реализацию ФП в случае использования излучения от СПР-источника. В данной работе мы ограничимся рассмотрением объектов с линейным дихроизмом и покажем, что методом ФП может быть измерен азимут анизотропии. Применение бифотонов в ФП имеет ряд преимуществ перед ФП в классическом свете: отсутствие влияния фона на измеренные значения азимута и более простой алгоритм обработки результатов измерений.

Для экспериментальной реализации фантомной поляриметрии была создана установка, приведенная на Рис.1. В качестве источника излучения в схеме был использован однокристалльный СПР-источник запутанных по импульсу фотонных пар на основе кристалла ВВО. Детектирование излучения происходило в режиме счета одиночных фотонов. Следует отметить, что при создании данной экспериментальной установки были использованы приборы собственной разработки, такие как время-цифровой преобразователь (TDC-6 на Рис.1.) и счетчики одиночных фотонов (SPC-V1 на Рис.1.). Данная установка позволяет определить азимут анизотропии объектов, обладающих линейным дихроизмом, из измеренного количества совпадающих фотоотчетов при разных поляризациях фотонов, падающих на объект.



**Рис. 1.** Двухлинзовая схема для реализации фантомной поляриметрии.

Азимут анизотропии в данном подходе рассчитывается напрямую из экспериментально получаемых значений числа совпадающих фотоотсчетов для двух базисных поляризаций падающего на объект излучения. Приведенные в работе результаты демонстрируют, что с помощью бифотонного света может быть получена информация о распределении азимута анизотропии вдоль выбранного направления в плоскости объекта.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект No 21-12-00155). Агапов Д.П. благодарит за поддержку фонд «Базис» в рамках стипендии 19-2-6-211-1.

#### Литература

1. Strelakov D.V., Sergienko A.V., Klyshko D.N. and Shih Y.H. // Phys.Rev.Lett. 1995 74(18), 3600-3603.
2. Erkmen B.I., Shapiro J.H. // Phys.Rev. 2008 A.77, 043809
3. Magnitskiy S., Agapov D., Chirkin A. // Opt. Lett. 2020 45, no 13, 3641–3644.
4. Agapov D.P., Belovolov I.A., Magnitskiy S.A., Chirkin A.S.// сборник 2020 International Conference Laser Optics (ICLO), IEEE, тезисы

## MEASUREMENT OF AZIMUTH OF THE ANISOTROPY BY GHOST POLARIMETRY USING BIPHOTONS

I.A. Belovolov\*, D.P. Agapov, S.A. Magnitskiy

*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

\*e-mail: ivan.belovolov@mail.ru

An experimental implementation of ghost polarimetry in a stream of biphotons as applied to objects with linear dichroism is presented. An experimental technique has been developed and a setup has been created for measuring the azimuth of anisotropy by the method of ghost polarimetry. Experimental results confirm the possibility of experimental realization of the ghost polarimetry in quantum light

**Key words:** SPDC-source, polarimetry, photon, correlations, statistical optics

# ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА НА ДИНАМИКУ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА В ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

Н.Н. Конобеева\*, М.Б. Белоненко

*Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр-т Университетский 100*

\*e-mail: yana\_nn@inbox.ru

В данной работе исследуется влияние параметра порядка на динамику трехмерного предельно короткого оптического импульса в нелинейной анизотропной оптической среде, содержащей углеродные нанотрубки. Получена система эффективных уравнений, учитывающая дополнение уравнений Максвелла членом для второй поляризации электромагнитной волны. Исследована зависимость формы 3D предельно короткого оптического импульса от расстояния от точки фазового перехода и угла между электрическим полем импульса и осью углеродных нанотрубок.

**Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, параметр порядка, оптическая анизотропия, предельно короткий импульс.

Нелинейные среды с фазовым переходом (который в общем случае можно охарактеризовать неким параметром порядка) всегда являлись объектом пристального внимания исследователей. Среда с фазовым переходом, т.е. с параметром порядка, интересна огромным количеством практических приложений [1]. К таким средам относятся все сегнетоэлектрики и ферромагнетики.

С другой стороны, нелинейные среды также обладают большим прикладным потенциалом в виду своих привлекательных свойств. К таким средам относятся и углеродные нанотрубки (УНТ), представляющие собой двумерные системы с уникальными нелинейными свойствами [2, 3]. Так, в частности, в силу идеальности строения УНТ, они способны выдерживать электрические поля большой напряженности, а в силу анизотропии строения УНТ данные вещества чувствительны к ориентации электрического поля. Также стоит отметить, что углеродные нанотрубки, помещенные в диэлектрическую среду, могут использоваться в качестве своеобразных стабилизаторов при распространении в них локализованных электромагнитных импульсов [4]. Это делает возможным применение УНТ для спектроскопии таких сред и процессов, которые в них происходят.

Ранее нами изучалась динамика скалярного и векторного параметров порядка, но без учета оптической анизотропии среды. В настоящей работе мы рассматриваем распространение электромагнитных волн в диэлектрическом кристалле, ось которого не совпадает с осью УНТ, что предполагает учет второй составляющей электрического поля. Для определенности будем рассматривать динамику скалярного параметра порядка в оптически анизотропной среде с УНТ. Самый простой способ получить уравнения движения - использовать феноменологический подход, предложенный Паташинским А.З. и Покровский В.Л. [5]. Преимущество данного подхода состоит в том, что с его помощью можно описывать динамику различных систем, когда в качестве параметра порядка выбираются соответствующие величины. Например, поляризация – для сегнетоэлектриков, намагниченность – для ферромагнетиков и т.д.

Отметим, что в данной работе необходимо учесть воздействие поля среды  $E_s = -c^{-1} \partial A_s / \partial t$  на электроны углеродных нанотрубок. И в результате мы получаем эффективное уравнение на векторный потенциал электрического поля  $\mathbf{A} = (A_x, A_y, 0)$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \square A_x + \frac{4en_0\gamma_0 a \cdot \cos\alpha}{c} \sum_{q=1}^{\infty} D_k \sin\left(\frac{aek(A_x \cos\alpha + A_y \sin\alpha + A_x)}{c}\right) = 0 \\ \square A_y + \frac{4en_0\gamma_0 a \cdot \sin\alpha}{c} \sum_{q=1}^{\infty} D_k \sin\left(\frac{aek(A_x \cos\alpha + A_y \sin\alpha)}{c}\right) = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

здесь  $e$  – заряд электрона,  $n_0$  – концентрация электронов в углеродных нанотрубках,  $\gamma_0$  – интеграл перескока,  $\alpha$  – угол наклона УНТ к оси кристалла (ось ОХ),  $a=3b/2h$ ,  $b=0.142$  нм – расстояние между атомами углерода в УНТ,  $D_k$  – коэффициенты, получающиеся в результате разложения закона дисперсии электронов углеродных нанотрубок [7] в ряд Фурье.

Уравнение (1) решалось численно [6], начальное условие для предельно короткого импульса выбиралось в гауссовой форме.

Полученные результаты позволили сделать выводы о том, что предельно короткий оптический импульс можно использовать для определения удаления от точки фазового перехода в анизотропной оптической среде с УНТ.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, Советом по грантам Президента РФ (грант № МД-3173.2021.1.2).

### Литература

1. Konobeeva N.N., Fedorov E.G., Rosanov N.N. et al. // J. Appl. Phys. 2019. V. 126(20). P. 203103
2. Shi J., Chu H., Li Y., Zhang X. et al. // Nanoscale. 2019. V. 11. P. 7287.
3. Eatemadi A., Daraee H., Karimkhanloo H. et al. // Nanoscale Res Lett. 2014. V. 9(1). P. 393.
4. Belonenko M.B., Lebedev N.G., Popov A.S. // JETP Letters. 2010. V. 91:9. P. 461.
5. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. 381 с.
6. Dormand J.R. Numerical methods for differential equations. A Computational Approach. Boca Raton: CRC Press, 1996. 384 p.
7. Harris P.J.F., Hernandez E., Yakobson B. // American Journal of Physics. 2004. V. 72(3). P. 415.

## INFLUENCE OF ORDER PARAMETER ON FEW-CYCLE PULSE DYNAMICS IN ANISOTROPIC OPTICAL MEDIUM WITH CARBON NANOTUBES

N.N. Konobeeva\*, M.B. Belonenko

*Volgograd State University  
400062, Volgograd, University avenue 100*

\*e-mail: yana\_nn@inbox.ru

In this paper, we study the influence of the order parameter on the dynamics of a three-dimensional few-cycle optical pulse in a nonlinear anisotropic optical medium containing carbon nanotubes. A system of effective equations is obtained that takes into account the addition of Maxwell's equations by a term for the second polarization of the electromagnetic wave. The dependence of the shape of 3D few-cycle optical pulse on the distance from the phase transition point and the angle between the electric field of the pulse and the axis of carbon nanotubes is investigated.

**Key words:** carbon nanotubes, order parameter, optical anisotropy, few-cycle pulse.

## РАМАНОВСКАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА КРЕМНИЙ- ВАКАНСИОННЫХ ЦЕНТРАХ В АЛМАЗЕ

А.Д. Бережной<sup>1,\*</sup>, А.И. Закиров<sup>2</sup>, А.А. Калачев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФИЦ «Казанский научный центр РАН»

420111, Казань, ул. Лобачевского 2/31

<sup>2</sup>Казанский федеральный университет

420111, Казань, ул. Кремлевская 16

\*e-mail: alex.berezhnoi@mail.ru

Исследована возможность реализации нерезонансной рамановской квантовой памяти в ансамбле кремниевых вакансионных центров в алмазе с использованием резонатора. Показано, что запись и считывание коротких однофотонных состояний может быть произведена с эффективностью более 90% и соотношением сигнал/шум сильно превышающим единицу при механическом напряжении кристалла. Оценены возможности увеличения времени хранения за счет использования наноалмазов.

**Ключевые слова:** Квантовая память, центры окраски, алмаз, резонатор, нанокристаллы

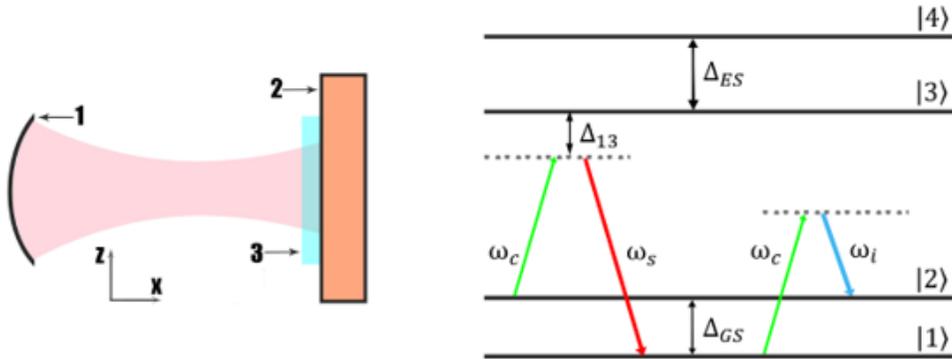
Квантовая память необходима для развития квантовых информационных технологий и служит базой для создания масштабируемых линейных оптических квантовых компьютеров, квантовых повторителей [1-2]. Одним из перспективных материалов для хранения квантовой информации являются центры окраски в алмазе. Последнее время большое внимание привлекают кремний вакансионные центры [3], демонстрирующие яркую бесфонную линию и высокую спектральную стабильность. В настоящей работе мы анализируем возможность реализации оптической рамановской квантовой памяти в ансамбле кремниевых вакансионных центров, помещенных в резонатор, и возможности увеличения времени хранения однофотонных состояний за счет использования нанокристаллов.

Общая схема квантовой памяти, предложенная в работе [4], подразумевает нерезонансное рамановское взаимодействие двух полей с ансамблем оптически активных центров, помещенных в резонатор (рис. 1). В отсутствие внешнего магнитного поля или механического напряжения структура энергетических уровней  $\text{SiV}^-$ -центров состоит из основного (GS) и возбужденного (ES) состояний, каждое из которых расщепляется на два подуровня с частотным интервалом  $\Delta_{GS} = 48$  ГГц и  $\Delta_{ES} = 259$  ГГц. Предположим, что ось  $[1\ 1\ 1]$  центров окраски ориентирована вдоль оси  $z$  и направлена перпендикулярно оси резонатора, слабое сигнальное поле (записываемые однофотонные импульсы) действует на переходе  $|1\rangle - |3\rangle$  и поляризовано вдоль оси  $z$ , в то время как сильное контрольное поле действует на переходе  $|2\rangle - |3\rangle$  и поляризовано перпендикулярно этой оси. Поскольку дипольные моменты оказываются неортогональными друг другу, контрольное поле частотой  $\omega_c$  действует на обоих оптических переходах. В результате, комбинационное взаимодействие происходит не только с сигнальным полем частотой  $\omega_s$ , но и с холостым полем частотой  $\omega_i$ , что соответствует еще одной  $\Lambda$ -схеме переходов. Следует отметить, что без внешнего магнитного поля каждый из уровней энергии двукратно вырожден, так что всего получается четыре  $\Lambda$ -схемы, каждая из которых сохраняет ориентацию спина. Наконец, учет верхнего состояния  $|4\rangle$  увеличивает число  $\Lambda$ -схем еще в два раза.

Чтобы рассмотреть квантовую память в резонаторе, мы воспользуемся теоретической моделью [5], которая основана на уравнениях движения Гейзенберга–Ланжевена для атомных операторов и операторов поля. Гамильтониан системы в приближении вращающейся волны можно записать в виде:

$$H = -\hbar \sum_{j=1,\uparrow} \{ \Omega_{32}^j \sigma_{32}^j e^{-i\omega^j t} + \Omega_{41}^j \sigma_{41}^j e^{-i\omega^j t} + \Omega_{31}^j \sigma_{31}^j e^{-i\omega^j t} + \Omega_{42}^j \sigma_{42}^j e^{-i\omega^j t} g_{31}^j \sigma_{31}^j a + g_{42}^j \sigma_{42}^j a + g_{31}^j \sigma_{31}^j b + g_{42}^j \sigma_{42}^j b + g_{32}^j \sigma_{32}^j a + g_{41}^j \sigma_{41}^j a + g_{32}^j \sigma_{32}^j b + g_{41}^j \sigma_{41}^j b \} + \kappa, c, \quad (1)$$

где  $a = A \exp(-i\omega_s t)$  и  $b = B \exp(-i\omega_i t)$  – операторы уничтожения фотонов сигнального и холостого поля, соответственно;  $\sigma_{mn}^j = P_{mn}^j \exp(i\omega_{mn}^j t)$  – операторы атомных переходов между состояниями  $m, n = \{1, 2, 3, 4\}$ ;  $A$  и  $B$  – медленно меняющиеся амплитуды сигнального и холостого поля,  $g_{mn}^j = d_{mn}^j \sqrt{\omega^j / 2\hbar \epsilon_0 V}$  – константа взаимодействия оптических центров с электромагнитным полем на переходе  $|m\rangle - |n\rangle$ , имеющим дипольный момент перехода  $d_{mn}^j$ ,  $\Omega_{mn}^j$  – частота Раби. Индекс  $j$  нумерует ориентацию спинов (вдоль магнитного поля  $|\uparrow\rangle$  или против  $|\downarrow\rangle$ ).



**Рис. 1** - Слева - общая схема рамановской квантовой памяти на основе ансамбля взаимодействующих с полем центров окраски в резонаторе: 1 - высокоотражающее зеркало, 2 - входное/выходное зеркало; 3 - алмазная пластина. Справа - схема энергетических уровней SiV-центров в отсутствии магнитного поля.

В результате моделирования показано, что без внешнего магнитного поля эффективность квантовой памяти  $\eta$  достигает 72%, при этом  $SNR \approx 1$ , а время хранения составляет порядка 40 пс. При этом рассматривался ансамбль из  $\sim 2600$  SiV<sup>-</sup> центров, имплантированных в тонкую ( $\sim 1$  мкм) алмазную пластину, расположенную в фокальной плоскости высокоотражающего зеркала. Скорости релаксации полагались равными:  $\gamma_{13} = \gamma_{14} = \gamma_{23} = \gamma_{24} = 130$  МГц;  $\gamma_{12} = 6$  МГц. Константа взаимодействия центров окраски с полем на переходе  $|1\rangle - |3\rangle$  полагалась равной  $g_{13} = 0.49$  ГГц. Параметры, используемые при моделировании квантовой памяти в случае отсутствия магнитного поля ( $B = 0$  Тл), имели следующие значения: длина резонатора 600 мкм, коэффициент отражения входного зеркала 0.88, длительность однофотонного импульса 170 пс, амплитуда контрольного поля  $\Omega_{32} = 474$  ГГц.

В работе [4] было показано, что за счет механического напряжения образца можно увеличить эффективность квантовой памяти до 90% и SNR до 230. Однако при этом время жизни памяти может снизиться до единиц наносекунд. Время когерентности SiV<sup>-</sup> ( $\sim 100$  нс при температуре 4 К в отсутствие механического напряжения) обусловлено сильным взаимодействием с акустическими фононами, частоты которых близки к частоте перехода между ветвями основного состояния. Однако, если перейти от объемного кристалла к нанометровым образцам, то фонанный спектр алмаза становится дискретным, а положение спектральных линий зависит от размера частицы. В сферическом наноалмазе должны наблюдаться два типа колебаний фононной решетки: сферидальные и торсионные. Подобрать размер наночастицы, положение SiV<sup>-</sup> центров окраски и окружение наночастицы таким образом, чтобы в месте расположения SiV<sup>-</sup> центра не было колебаний с частотой близкой к

частоте перехода между уровнями основного состояния, можно уменьшить вероятность прямых процессов релаксации между энергетическими уровнями основного состояния и, как следствие, существенно увеличить время хранения информации.

### Литература

1. Bussi eres F., Sangouard N., Afzelius M. et al. // J. Mod. Opt. 2013 V.60 P. 1519
2. Heshami K., England D. G., Humphreys P. C. et al. // J. Mod. Opt. 2016 V. 63. P. 2005.
3. Becker J.N., Neuc E. // Semiconductors and Semimetals 2020 V.103. P. 201
4. Kalachev A.A., Berezhnoi A.D., Hemmer P. and Kocharovskaya O. // Laser Phys. J. 2019. V 29. P. 104001.
5. Berezhnoi A.D. and Kalachev A.A. // Quantum Electron J. 2017 V.47 P. 790.

## RAMAN QUANTUM MEMORY BASED ON SILICON VACANCY CENTERS IN DIAMOND

A.D. Berezhnoi<sup>1,\*</sup>, A.I. Zakirov<sup>2</sup>, A.A. Kalachev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*FRC «Kazan scientific center RAS»  
420111, Kazan, Lobachevski str. 2/31*

<sup>2</sup>*Kazan Federal University  
420111, Kazan, Kremlevskaya str. 16*

\*e-mail: alex.berezhnoi@mail.ru

The possibility of realizing off-resonant Raman quantum memory in a resonator based on an ensemble of silicon vacancy centers in diamond is investigated. It is shown that the signal-to-noise ratio at the output of the memory can significantly exceed unity for short single-photon pulses with a sufficiently small number of optical centers, which can be achieved for diamond samples placed in optical microcavities provided that the level splitting in their ground state is significantly enhanced by deformation.

**Key words:** quantum memory, color centers, diamond, resonator, nanocrystals.

# НЕПЕРТУБАТИВНОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ МЕТОДОМ ИНТЕГРИРОВАНИЯ ПО ТРАЕКТОРИЯМ

А.А. Бiryukov

*Самарский государственный университет путей сообщения.  
443066, Российская Федерация, Самарская область, Самара, ул. Свободы, 2В  
e-mail: biryukov\_1@mail.ru*

Вероятность многофотонной ионизации атома в сильном электромагнитном поле представляется функциональным интегралом в энергетическом представлении. Вычисление функционального интеграла проводится численными методами. Предложенная формула успешно описывает вероятности многофотонных процессов ионизации.

**Ключевые слова:** вероятность, многофотонный процесс ионизации, интегралы по траекториям.

Описание эволюции квантовой системы, взаимодействующей с электромагнитным полем высокой напряженности (многофотонные процессы) является актуальной, сложной задачей. Например, для современных технологий представляет интерес вычисление вероятности перехода электрона из связанного состояния в атоме (или молекуле) в свободное состояние под действием интенсивного электромагнитного поля, т.е. многофотонная ионизация атома. Метод теории возмущений [1, 2], применительно к этим задачам, имеет ограниченные возможности. Поэтому, является актуальным развитие непертурбативного метода описания эволюции квантовой системы под воздействием электромагнитного поля.

Одним из непертурбативных подходов к описанию эволюции квантовых систем является формализм интегрирование по траекториям [3, 4]. В данной работе амплитуда возбуждения электрона атома под действием электромагнитного поля за некий выбранный конечный интервал времени представлена в виде интеграла по траекториям в пространстве энергетических состояний системы. При этом, переход электрона из возбужденного связанного состояния в свободное представляется формфактором [5]. Представленная через найденную амплитуду, вероятность ионизации является функцией начального и конечного (свободного) состояний электрона, параметров электромагнитного поля, времени его воздействия на электрон.

Поскольку вычислить функциональный интеграл, и, следовательно, представить вероятность ионизации атома в виде аналитических функций параметров излучения не представляется возможным, то предлагается численный метод его интегрирования. По результатам численного интегрирования строятся графики вероятностей ионизации, как функции времени и других параметров процесса. Анализ графиков показывает, что предложенная формула успешно описывает вероятности многофотонных процессов ионизации.

## Литература

1. Hemmer Ge, W., Suhail Zubairy, P.R., M., Phys. Rev. A, 87, 023818 (2013).
2. Biryukov, A.A., Danilyuk, B.V., Proc. SPIE, 7024, 702405 (208).
3. Biryukov, A.A., Shleenkov, M.A., Vestn. Samar. Gos. Tekh. Univ., Ser. Fiz.-Mat. Nauki, 19, 221 (2015).
4. Biryukov, A. A., Degtyareva Ya. V., Shleenkov M. A., Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 82, 1565–1569 (2018).
5. Бакмаев С.М., Воскресенская О.О. Переходные формфакторы водородоподобных элементарных атомов, препринт Р2-2006-158, ОИЯИ Дубна, 2006.

**NONPERTURBATIVE CALCULATION OF THE PROBABILITY OF  
MULTIPHOTON IONIZATION OF ATOMS AND MOLECULES BY THE  
METHOD OF INTEGRATION ALONG TRAJECTORIES.**

**A.A. Biryukov**

*Samara State Transport University.  
2B Svobody str., Samara, Samara Region, 443066, Russian Federation  
e-mail: biryukov\_1@mail.ru*

The probability of multiphoton ionization of an atom in a strong electromagnetic field is represented by a functional integral in the energy representation. The calculation of the functional integral is carried out by numerical methods. The proposed formula successfully describes the probabilities of multiphoton ionization processes.

**Key words:** probability, multiphoton ionization process, path integrals.

## УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ, ДОПИРОВАННЫЕ БОРОМ, КАК ОСНОВА ДЛЯ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

С.В. Борознин\*, И.В. Запороцкова, Н.П. Борознина, Е.С. Дрючков, Ю.В. Бутенко, М.Б. Белоненко

*Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Волгоградский государственный университет»,  
400062 Россия, г. Волгоград, Университетский проспект. 100  
\*e-mail: boroznin@volsu.ru*

На основе расчетов зонной структуры углеродных нанотрубок, допированных бором, предложено их использование для формирования двумерных фотонных кристаллов. В данном типе нанотрубок можно изменять ширину запрещенной зоны в широких пределах, что приводит к изменению проводимости, и, следовательно, показателя преломления.

**Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, бороуглеродные нанотрубки, фотонные кристаллы, проводимость.

Фотонные кристаллы благодаря своим свойствам находят все большее применение в современной оптике [1,2]. Прежде всего это связано с тем, что благодаря периодическому (квазипериодическому) изменению показателя преломления в них возникают так называемые фотонные запрещенные зоны (по аналогии с запрещенными зонами в твердых телах). Так, если частота фотона будет лежать внутри границ фотонной запрещенной зоны, то фотон просто не пройдет через кристалл [3,4]. Другое важное свойство фотонных кристаллов состоит в том, что время задержки светового сигнала при прохождении фотонного кристалла можно менять путем изменения угла падения света на данный кристалл. Все это делает фотонные кристаллы весьма перспективными для практических применений.

Для модельного эксперимента были изучены бороуглеродные нанотрубки с различной концентрацией примесных атомов бора, а именно: нанотрубки вида ВС, то есть с содержанием бора 50%, то есть тот случай, когда каждый второй атом углерода был заменен на атом В; бороуглеродные нанотрубки ВС<sub>3</sub>, то есть с содержанием бора 25%, и ВС<sub>5</sub> нанотрубки, то есть тот случай, в котором происходит замещение лишь одного атома С на атом В в гексагоне [5, 6]. На рисунке 1 приведены кластеры исследуемых нанотрубок для иллюстрации взаимного расположения атомов В и С.

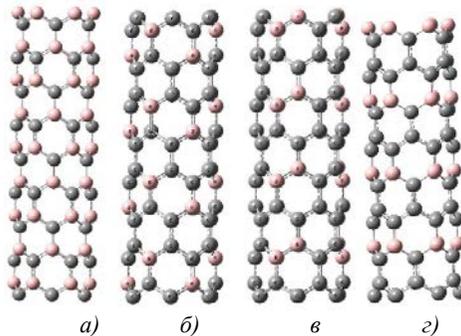


Рис. 1.

При проведении исследования были выбраны нанотрубки типа зиг-заг  $(n, 0)$ , в которых индекс  $n = 4, 6, 8, 10, 12$ . Длина кластера нанотрубки составляла не менее 8 слоев гексагонов вдоль ее главной продольной оси, а по периметру нанотрубки число шестиугольников в соответствии с принципом построения скрученных нанообъектов составляло  $n$ .

Модельный эксперимент позволил получить данные, с помощью которых были построены одноэлектронные спектры нанотрубок. Анализ спектров установил, что уровни атомных

орбиталей группируются в зоны, которые в соответствии с принятым обозначением делят на валентную и проводимости. Исследования строения атомных орбиталей показало, что s- и p-орбитали С атома, а также s- орбитали атома В составляют валентную зону нанотрубки. А 2p-орбитали атомов В и С формируют зону проводимости. Введение примесных атомов в структуру нанотрубки приводит к неоднородному зарядовому распределению: происходит перераспределение электронной плотности и на атомах бора появляются положительные заряды  $Q_B = 0,8$ , а на атомах углерода - отрицательные заряды  $Q_C = -0,7$ .

По результатам анализа всех изученных концентраций примесных атомов бора в углеродных нанотрубках можно отметить следующее. Нанотрубки типа (n, n) являются диэлектриками, а боросодержащие нанотрубки типа (n, 0) - узкощелевыми полупроводниками. При этом при концентрации примесных атомов бора менее 25% происходит увеличение ширины запрещенной щели. Это может быть объяснено наличием неоднородностей зарядового распределения на поверхности боросодержащей нанотрубки, так как атомы бора аккумулируют возле себя положительные заряды, в то время как электронная плотность сконцентрирована у атомов углерода. При этом при достижении равновесной концентрации атомов бора и углерода происходит схлопывание энергетической щели, которая становится практически нулевой. Таким образом, главным выводом анализа значений ширины запрещенной зоны углеродных нанотрубок с примесными атомами бора является теоретически доказанная возможность управления проводимостью нанотрубок путем введения различного количества (в процентном эквиваленте) атомов бора. В свою очередь это позволит управлять и показателем преломления среды, состоящей из таких УНТ, допированных бором. Все это дает возможность производства двумерных фотонных кристаллов на основе слоев УНТ с разным содержанием бора, что открывает перспективы использования таких структур в устройствах задержки и управления полем излучения.

#### Литература

1. Pilus G., Ivchenko E. // Springer Series in Solid State Sciences 1997. V. 110. P. 372.
2. de Sterke C.M., Salinas D.G., Sipe J.E. // Phys. Rev. E. 1996. V.64. P.1969.
3. Mitin V.V., Kochelap V.A., Strosio M.A. // Quantum heterostructures: microelectronics and optoelectronics. Cambridge: University Press. 1999. P. 642
4. Kivshar Y.S., Agraval G.P. // Optical solitons. From light guides to photonic crystals. M.: Fizmatlit. 2005. P. 648.
5. Zaporotskova I.V., Boroznin S.V., Perevalova E.V. Polikarpov D.I.// Bulletin of Volgograd State University. Series 10: Innovation. 2012. № 6. P. 81-86.
6. Zaporotskova I.V., Boroznin S.V., Perevalova E.V. // Fundamental and Applied NanoElectroMagnetics (FANEM'12). Conference proceedings. 2012. P. 43

## CARBON NANOTUBES DOPED WITH BORON AS A BASIS FOR TWO-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTALS

S.V. Boroznin\*, I.V. Zaporotskova, N.P. Boroznina,  
E.S. Drychkov, Y.V. Butenko, M.B. Belonenko

*Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education  
"Volgograd State University"*

40062 Russia, Volgograd, Universitetskii prosp., 100

\*e-mail: boroznin@volsu.ru

Based on the calculations of the zone structure of carbon nanotubes doped with boron, it is proposed to use them to form two-dimensional photonic crystals. In this type of nanotube, it is possible to vary the band gap width within wide limits, resulting in a change in conductivity, and hence refractive index.

**Key words:** carbon nanotubes, borocarbon nanotubes, photonic crystals, conductivity.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ ДНК ПРИ ДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Н. Бугай

*Объединенный институт ядерных исследований  
141980, Московская обл. г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6  
e-mail: bugay@jinr.ru*

Приведен сравнительный анализ лазерных и ускорительных установок, используемых в ведущих мировых лабораториях для исследования радиационных повреждений ДНК на уровне отдельных живых клеток. Предложена теоретическая модель для описания формирования двунитевых разрывов ДНК в плазме лазерных филаментов.

**Ключевые слова:** лазерная ионизация, радиационная биология, повреждения ДНК

Исследование механизмов действия ионизирующих излучений на живые клетки важно не только в общепромышленном плане, но и крайне актуально при решении многих практических задач, таких как лучевая терапия опухолей, разработка новых радиопротекторов, радиационная безопасность персонала атомных предприятий и др. Радиационное повреждение ДНК в ядре клетки может привести к ошибкам в транскрипции и репликации, и при неправильном восстановлении может привести к мутации, геномной нестабильности и даже гибели клетки. Среди широкого спектра различных повреждений ДНК при действии ионизирующей радиации наиболее тяжёлыми нарушениями, приводящими к клеточной гибели, являются одновременные нарушения целостности двух нитей ДНК - двунитевые разрывы (ДР).

В последние годы появилась возможность нацеливания на отдельные клетки узких пучков ионизирующих излучений (высокоэнергетичных фотонов, электронов, протонов, многозарядных ионов), так называемых микропучков [1,2], что позволило изучать эффекты вплоть до прохождения одной частицы внутри всей популяции клеток. Однако, во всем мире количество таких ускорительных установок, где можно проводить биологические эксперименты, ограничено. Еще меньше установок сочетают ионное микрооблучение с визуализацией живых клеток, что позволяет наблюдать под микроскопом реакции клеток, начинающиеся очень быстро после облучения и продолжающиеся в течение многих часов.

Развитие технологий микроманипуляции и диссекции клеточных структур с помощью интенсивного лазерного излучения в последние десятилетия открыло новые подходы для исследования радиационных эффектов в ядрах клеток [3]. Интенсивные сверхкороткие лазерные импульсы позволяют создавать чрезвычайно локализованные химические, термические и механические эффекты в биологических средах и других прозрачных материалах, связанные с генерацией свободных электронов и нелинейными процессами образования плазменных филаментов [4]. Таким образом, нелинейные эффекты взаимодействия света с веществом приводят к новой форме реализации микропучка, позволяющего сформировать тяжелые повреждения клеток, такие как ДР ДНК, подобно трековым структурам плотной ионизирующей радиации [5].

Несмотря на большое число экспериментальных работ, теоретическое описание формирования повреждений ДНК представляет собой весьма сложную задачу. И хотя в случае трековых структур от ионных пучков достигнут определенный прогресс с использованием методов Монте Карло моделирования физико-химических процессов [6,7], то в случае лазерной плазмы в теории наблюдается значительное отставание.

В настоящей работе предложена иерархическая модель формирования и репарации ДР ДНК в клетках млекопитающих при действии интенсивных лазерных импульсов разных частотных диапазонов в режиме фотоионизации. На нижнем уровне иерархии рассчитывается формирование плазменного филамента в водной среде согласно общепринятой теории [4,8]. На следующем этапе рассчитываются физико-химические процессы, приводящие к прямым

или непрямым ДР ДНК согласно известным полуэмпирическим моделям [6,7], а затем биохимические процессы репарации повреждений. Полученные данные по числу ДР ДНК пересчитываются в наблюдаемые методом иммунофлуоресцентной микроскопии сигналы от маркеров  $\gamma$ -H2AX [9].

Как показывают расчеты, основным механизмом, приводящим к формированию двунитевых разрывов ДНК, является формирование плазмы в условиях многофотонной или туннельной ионизации. Однако, даже при подпороговых интенсивностях, в особенности при длинах волн близких к УФ диапазону, высокая доля кластеризованных фотохимических повреждений может привести к образованию так называемых энзиматических двунитевых разрывов, образующихся в результате неправильного восстановления более простых повреждений ДНК при работе ферментов. Такой механизм подобен действию редкоизионизирующих излучений. Таким образом, в случае лазерных микропучков возникает возможность имитации различных режимов повреждения ДНК, свойственных источникам как плотноизионизирующих, так и редкоизионизирующих излучений, что открывает возможности для изучения клеточного ответа на радиацию в пределах одной установки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00234а).

### Литература

1. Matsumoto H., et al // J. Radiat. Res. 2009. V.50. P. A67.
2. Durante M., Friedl A.A. // Radiat. Environ. Biophys. 2011. V.50. P.335.
3. Blázquez-Castro A., et al // Front. Bioeng. Biotechnol. 2020. V.8. P.580937.
4. Vogel A., et al // Appl. Phys. B 2005. V.81. P.1015.
5. Botchway S.W., et al // Mutation Research 2010. V.704. P.38.
6. Nikjoo H., et al // Rep. Prog. Phys. 2016. V.79. P.116601.
7. McMahon S.J., Prise K.M. // Front. Oncol. 2021. V.11. P.689112.
8. Couairon A., Mysyrowicz A. // Phys. Rep. 2007. V.441. P. 47.
9. Rogakou E.P., et al // Cell Biol. 1999. V.146. P.905.

## SIMULATION OF DNA DAMAGE FORMATION BY INTENSIVE LASER RADIATION

A.N. Bugay

*Joint Institute for Nuclear Research  
141980 Dubna Moscow region, Joliot-Curie, 6  
e-mail: bugay@jinr.ru*

A comparative analysis of laser and accelerator setups used in the world's leading laboratories for the study of radiation damage to DNA at the level of individual living cells is presented. A theoretical model is proposed to describe the formation of double-strand DNA breaks in laser plasma filaments.

**Key words:** laser ionization, radiation biology, DNA damage

## ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ МОДА В ОПАЛОПОДОБНОМ ПЛАЗМОННО-ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

А.Ф. Валитова<sup>1,2\*</sup>, А.В. Корюкин<sup>1,2</sup>, А.Р. Газизов<sup>1,2</sup>, М.Х. Салахов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Казанский федеральный университет, Институт физики  
420008, Казань, Кремлевская 16а

<sup>2</sup>Институт прикладных исследований Академии наук Республики Татарстан  
420111, Казань, Лево-Булачная 36а

<sup>3</sup>Академия наук Республики Татарстан  
420111, Казань, Баумана 20

\*e-mail: valaigul94@gmail.com

На границе плазмонного металлического слоя и структуры с фотонной запрещенной зоной возможно возбуждение оптических таммовских состояний. В данной работе мы проводим сравнение оптических таммовских состояний в одномерном и трехмерном опалоподобных плазмон-фотонных кристаллах. Распределение электрического поля внутри данных структур показывает большую локализацию поля таммовской моды в опалоподобной структуре. Из-за взаимодействия ОТС с поверхностными плазмонами эта мода имеет поляризационную чувствительность в опалоподобной структуре.

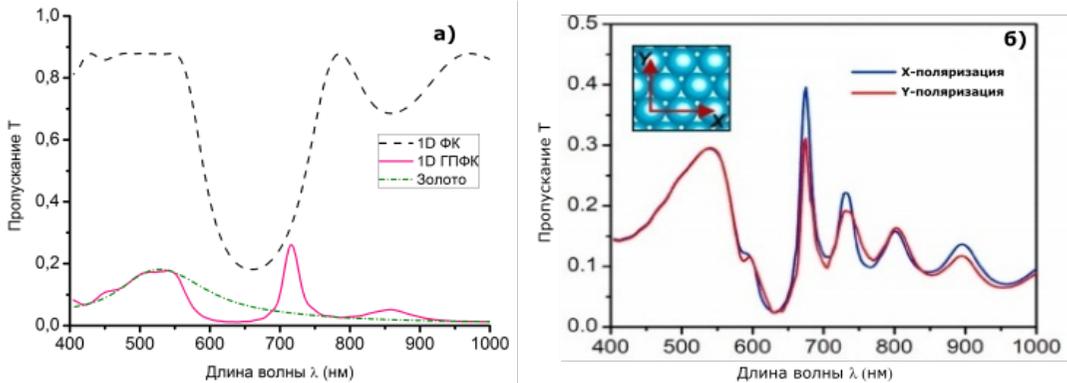
**Ключевые слова:** оптические таммовские состояния, опалоподобные структуры, гибридные структуры, поляризационно-чувствительные моды.

В настоящее время существует фундаментальная возможность создания оптических элементов с заданными оптическими свойствами и управления спектральными характеристиками структур. При нормальном падении света на образец можно возбудить особый тип локализованных электромагнитных состояний – оптические таммовские состояния (ОТС). ОТС могут возбуждаться между фотонным кристаллом (ФК) и средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью (плазмоноподобная среда) и характеризуются узким пиком пропускания в области фотонной запрещенной зоны в спектрах пропускания [1,2]. Существование новой гибридной плазмоноподобной моды, состоящей из таммовской и поверхностной моды в трехмерных структурах, мы показали в более ранних работах [3,4]. Поляризационная чувствительность и локализация электромагнитного поля могут быть полезны не только для датчиков [5] на основе таких структур, но и при квантовой обработке информации [6] и разработке сверхчувствительных оптических биосенсоров [7]. Так же имеется применение в чувствительных к оптической поляризации сверхбыстрых переключениях [8].

В нашей работе объектами исследования являются 1D фотон-плазмонный кристалл (ФПК) и 3D (ФПК). В ходе исследования мы хотим сравнить распределение электрического поля в этих структурах и выявить причины появления поляризационной чувствительности в структурах. Исследование оптических свойств фотоннокристаллических структур и выявление новых эффективных способов управления поляризационными свойствами таких материалов является актуальной задачей, обусловленной необходимостью поиска современных материалов с новыми перспективными свойствами.

Спектры пропускания 1D ФК и 1D гибридного фотон-плазмонного кристалла (ГПФК) показаны на рис. 1(а). Спектр 1D ГПФК имеет две полосы. Широкая полоса с центром на длине волны 541 нм соответствует пропусканию, усиленному плазмонным резонансом в слое золота. Узкий пик пропускания на 725 нм на краю запрещенной зоны соответствует таммовскому плазмон-поляритону. Спектр пропускания, полученный этим методом, в точности совпадает с литературными данными [1,2,9]. Спектры 3D ГПФК имеют пик пропускания внутри запрещенной зоны, зависящий от поляризации. В результате моделирования различных моделей, для анализа нами была выбрана конкретно данная структура, поскольку в ней наблюдается наиболее выраженный поляризационно-чувствительный пик пропускания.

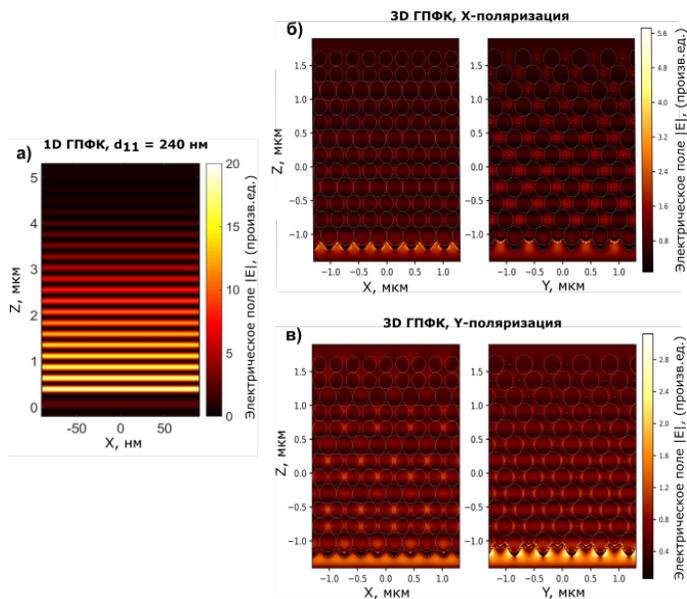
Поляризационная чувствительность таких структур может быть объяснена тем, что гофрированный слой структуры обеспечивает возбуждение плазмонной моды.



**Рис. 1.** (а) Спектр пропускания 1D ГПФК в сравнении со спектрами 1D РС и плоского слоя Au той же толщины ( $d = 40$  нм); (б) Спектры пропускания 3D-структуры ГПФК для X- и Y-поляризации при нормальном падении света с гофрированным слоем Au толщиной 40 нм.

На распределение электрического поля влияет поляризация света. На рисунке 2 представлено распределение электрического поля  $E$  в поперечном сечении по плоскости  $XZ$  и  $YZ$ . Интенсивность электрического поля на верхней металлической поверхности (на стыке ФК и золотого слоя) больше в трехмерном случае (рис. 2b,2c), чем в одномерном (рис. 2a). При рассмотрении электрического поля по плоскости  $YZ$  в трехмерном случае поля выступают больше над металлической поверхностью. При рассмотрении электрического поля по плоскости  $XZ$  мы наблюдаем сильную локализацию поля на резких V-образных углублениях (канавках) образованных на стыке между соседними сферами. Это говорит о том, что в V-образных канавках, образованных между соседними металлическими сферами, наблюдается возбуждение ОТС.

В данной работе мы исследовали возбуждение гибридной фотон-плазмонной моды в опалоподобном ФК с гофрированным слоем золота. Установлено, что гибридные моды в запрещенной зоне ФК чувствительны к изменению поляризации света. Поляризационная чувствительность на гофрированной структуре возникает из-за возбуждения плазмонной моды. Усиление поля на границе ФК и металлической пленки обусловлено появлением ОТС. В результате проведенного сравнения одномерной и трехмерной структуры нам удалось выявить, что одномерная структура хоть и является наиболее простой, у трехмерных наблюдается наиболее усиленное электрическое поле и при правильном выборе поляризации можно получить двукратное усиление. Трехмерные фотонные кристаллы имеют значительные преимущества перед одномерными, так как они демонстрируют полную фотонную запрещенную зону и пористость. С практической точки зрения трехмерные проще создавать и использовать для внедрения веществ.



**Рис. 2.** Распределение магнитного поля  $|E|$  внутри опалоподобного а) 1D ГПФК и 3D ГПФК с диаметром частиц  $\text{SiO}_2$  292 нм и гофрированным слоем Au 40 нм на б) X- и в) Y-поляризации на длине волны ОТС (675 нм). Поперечное сечение ГПФК соответствует плоскостям XZ и YZ. Пунктирными кружками обозначены частицы  $\text{SiO}_2$  и граница слоя Au.

Благодаря полученным данным по распределению поля появляется возможность эффективного управления характеристиками локализованных мод посредством варьирования структурными и геометрическими параметрами структуры. Данные результаты вносят вклад в разработку чувствительных сенсоров на основе поверхностного плазмонного резонанса недорогих самосборных структур из коллоидных сфер диоксида кремния. Усиленные электромагнитные поля, связанные с поверхностными плазмонами на структурах, в которых можно возбудить различные плазмонные моды, могут быть использованы в спектроскопии усиленного комбинационного рассеяния света.

### Литература

1. Kaliteevski M., Iorsh I., Brand S. et al. // *Phys. Rev. B*. 2007. V. 76 (16). P. 165415.
2. Sasin M.E., Seisyan R.P., Kaliteevski M.A. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92, P. 251112.
3. Koryukin A.V., Akhmadeev A.A., Gazizov A.R., Salakhov M.Kh. // *Plasmonics*. 2019. V. 14 (4). P. 961–966.
4. Koryukin A.V., Chukhnova E.Y., Valitova A.F., Salakhov M.Kh. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1283. P. 012008-(1-4).
5. Liu Q., Sun J., Sun Yu. et al. // *Optical Materials*. 2020. V. 102. Art. no. 109800. P. 1-8.
6. Baranov D.G., Wersall M., Cuadra J. et al. // *ACS Photonics*. 2018. V. 5, no. 1. P. 24–42.
7. Lishchuk A., Vasilev C., Johnson M.P. et al. // *Faraday Discuss.* 2019. V. 216. P. 57–71.
8. Belhassen J., Zalevsky Z. and Karsenty A. // *Nanomaterials*. 2019. V. 9 (12). P. 1–18.
9. Chen Y., Zhang D., Zhu L., et al. // *Optica*. V. 2014. 1(6). P. 407–413.

## **POLARIZATION SENSITIVE MODE IN OPAL-LIKE PLASMONIC-PHOTONIC CRYSTAL**

**A.F. Valitova<sup>1,2</sup>\*, A.V. Koryukin<sup>1,2</sup>, A.R. Gazizov<sup>1,2</sup>, M.Kh. Salakhov<sup>1,3</sup>**

*<sup>1</sup>Kazan Federal University, Institute of Physics  
420008, Kazan, Kremlin 16a*

*<sup>2</sup>Institute of Applied Research, Academy of Sciences of the Republic of Tatarstan  
420111, Kazan, Levo-Bulachnaya 36a*

*<sup>3</sup>Academy of Sciences of the Republic of Tatarstan  
420111, Kazan, Bauman 20*

\*e-mail: valaigul94@gmail.com

Optical Tamm states can exist at the interface between a plasmonic metal layer and a structure with the photonic band gap. In this work, we compare optical Tamm states in the one-dimensional and the three-dimensional opal-like plasmonic-photonic crystals. The distribution of the electric field within these structures shows a larger confinement of the Tamm mode field in the opal-like structure. Due to the interaction of optical Tamm states with surface plasmons this mode exhibit the polarization sensitivity in case of the opal-like crystal.

**Key words:** optical Tamm states, opal-like structures, hybrid structures, polarization-sensitive modes.

# КВАНТОВЫЕ ГЕЙТЫ ДЛЯ КУДИТОВ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ НА ОСНОВЕ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

Е.А. Вашукевич\*, Т.Ю. Голубева, Ю.М. Голубев

*Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д.7-9*

\*e-mail: vashukevichea@gmail.com

Использование квантовых систем высокой размерности (кудитов) в квантовых вычислениях и коммуникациях представляется на данный момент перспективным направлением в силу возможности увеличения количества информации, кодируемой в одном физическом носителе. В настоящей работе мы предлагаем способ реализации однокудитных гейтов для кудитов, построенных на базе световых мод с орбитальным угловым моментом в протоколе рамановской квантовой памяти. Мы проводим сравнение работы гейтов для систем разных размерностей и находим оптимальные условия для проведения преобразований в рассматриваемой схеме.

**Ключевые слова:** квантовая оптика, квантовые вычисления, орбитальный угловой момент, квантовая память, кудиты, однокудитные гейты

Огромный интерес к квантовым системам высокой размерности (кудитам) в настоящее время объясним несколькими причинами. Во-первых, исследователей привлекает возможность увеличения информационной ёмкости канала – количества информации, которое можно закодировать в одном физическом носителе, что оказывается весьма полезным в задачах квантовой коммуникации [1]. Были продемонстрированы значительные преимущества кудитов над кубитами в протоколах квантовой криптографии, где защищенность протокола оказывается тем выше, чем больше размерность системы [2]. И несмотря на то, что предложено множество вариантов различных физических систем, которыми можно было бы кодировать кудиты, в задаче высокоэффективного манипулирования многомерными квантовыми состояниями до сих пор остаются белые пятна.

Орбитальный угловой момент (ОУМ) особенно интересен нам в качестве ресурса для построения кудита, поскольку ОУМ может принимать любые целочисленные значения, что позволяет работать в гильбертовом пространстве высокой размерности [3]. Моды Лагерра-Гаусса, обладающие ОУМ, показывают высокую устойчивость при распространении в турбулентной атмосфере, то есть показывают сравнительно высокое время декогеренции [4]. Поскольку мы говорим о хорошо локализованных пространственных модах, существуют хорошо себя зарекомендовавшие экспериментальные методики генерации, разделения и детектирования такого многомодового излучения. Предложено также немало способов манипуляции ОУМ, основанных на применении фазовых голограмм [5], q-пластин [6] и системы цилиндрических линз [7], однако, для выполнения эффективных преобразований мод с разными ОУМ с помощью таких оптических элементов необходимо изменять параметры системы специфически для каждой моды, что не может быть удовлетворительным для схем квантовых вычислений. Кроме того, проделаны успешные попытки построения квантовых логических гейтов над кудитами на основе ОУМ [8], однако построение универсальных гейтов преобразующих произвольное квантовое состояние света с ОУМ контролируемым образом с высокой верностью и эффективностью остается открытой задачей.

В работе [9] нами было предложено преобразование ОУМ света на ячейке рамановской квантовой памяти, содержащей холодные трёхуровневые атомы с лямбда-конфигурацией энергетических уровней. Нами было показано, что удастся подобрать физические условия взаимодействия, согласующиеся с экспериментальными возможностями, такие что моды квантового поля с различным ОУМ взаимодействуют с атомным ансамблем независимо друг от друга. В случае, если управляющее поле на этапе записи представляет собой моду Лагерра-Гаусса с ОУМ равным  $m$ , а на этапе считывания – плоскую волну, в рассмотренном процессе происходит преобразование орбитального углового момента квантового поля, и если записано

было поле с некоторым моментом  $l$ , то на выходе из ячейки памяти считается поле с ОУМ равным  $l - m$ . Аналогично, если запись осуществлять плоской волной, а считывание - полем с ОУМ, то орбитальный момент считанного поля будет равен  $l + m$ . При этом, мы считаем, что протокол памяти для пространственных мод оптимизирован путём подбора эффективной длины ячейки и временных профилей полей (подробный анализ ядра представлен в [21]). Поскольку ядро полного цикла памяти не зависит от индекса  $l$  преобразуемого сигнала, мы имеем возможность осуществлять преобразование суперпозиции состояний с определённым ОУМ, одновременно увеличивая или уменьшая ОУМ всех членов суперпозиции на одинаковое значение  $m$ . Эффективность преобразования зависит от коэффициентов  $\chi_{l,m}$ , которые представляют собой интегралы перекрывания поперечных профилей Лагерр-Гауссовых мод. Для обеспечения хорошего перекрывания профилей мы разнесли перетяжки управляющего и квантового полей на некоторую величину  $z_s$ , считая все остальные параметры (радиус перетяжки и радиус Рэлея) пучков одинаковыми. Такой параметр позволяет нам следить за перекрыванием полей, и его варьирование позволяет нам управлять эффективностью преобразования.

На основе разработанного преобразования мы строим квантовый однокудитный гейт  $X_d$  и его целочисленные степени для разных размерностей кудитов, закодированных в значениях ОУМ. Вычисления, проведенные для частного случая размерности кудита  $d = 3$  показали, что рассматриваемые гейты показывают сравнительно высокую вероятность успешного срабатывания (от 0.3 до 0.5), при этом гейты  $(X_3)^{-1}$  и  $(X_3)^{-2}$  (где верхний индекс указывает количество добавляемых или отнимаемых квантов ОУМ) показывают высокие значения вероятности и в области малых ОУМ  $l$ , что кажется важным аргументом в пользу работы именно с преобразованиями с отрицательными степенями  $m$ , поскольку экспериментальная генерация света с высокими значениями  $l$  на данный момент вызывает трудности. Однако, если эффективная работа в области больших  $l$  окажется возможна, то предложенные гейты могут обеспечить одинаковые вероятности при преобразовании неизвестного состояния при конкретном значении управляющего параметра  $z_s$  в широком диапазоне значений  $l$ . Важным результатом является то, что все преобразования обеспечивают исключительно высокий уровень верности ( $F \geq 97$ ), который слабо зависит от ОУМ.

Qudit dim d	Probability P	Fidelity F	$\log_2 d \times F \times P$
2	0,59	1	0,59
3	0,44	$1 - 5,5 \times 10^{-6}$	0,70
4	0,32	$1 - 37,4 \times 10^{-6}$	0,65
5	0,23	$1 - 80,6 \times 10^{-6}$	0,54

Qudit dim d	Probability P	Fidelity F	$\log_2 d \times F \times P$
2	0,64	1	0,64
3	0,49	$1 - 33,2 \times 10^{-6}$	0,78
4	0,37	$1 - 218,0 \times 10^{-6}$	0,74
5	0,27	$1 - 457,9 \times 10^{-6}$	0,62

**Таблица 1.** Сравнение характеристик гейтов  $(X_3)^{-1}$  и  $(X_3)^{-2}$  для кудитов разной размерности

Нами также было проведено сравнение характеристик гейтов  $(X_3)^{-1}$  и  $(X_3)^{-2}$  для разных размерностей кудитов с тривиальным случаем кубита. При этом принимались во внимание не только вышеупомянутые значения вероятности и верности, но также учитывался потенциальный выигрыш от увеличения информационной ёмкости при росте размерности кудита. Проведенная по совокупности этих факторов оценка, показывает, что работа с кудитами размерности  $d = 3$  и  $d = 4$ , несмотря на вероятности более низкие, чем в случае кубита, оказывается более предпочтительной для проведения квантовых вычислений в предлагаемом протоколе. Особенностью предлагаемых преобразований является также и то,

что мы имеем возможность осуществить вычислительные процедуры одновременно с хранением квантово-статистических свойств на ячейке памяти.

Работа была поддержана фондом РФФИ (гранты 19-32-90059, 19-02-00204) и Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант 20-1-5-120-1).

### Литература

1. Erhard M. et al. //Light: Science & Applications. – 2018. – Т. 7. – №. 3. – С. 17146-17146.
2. Sheridan L., Scarani V. //Physical Review A. – 2010. – Т. 82. – №. 3. – С. 030301.
3. Allen L. et al. //Physical review A. – 1992. – Т. 45. – №. 11. – С. 8185.
4. Li S. et al. //Optics Communications. – 2018. – Т. 408. – С. 68-81.
5. Heckenberg N. R. et al. //Optics letters. – 1992. – Т. 17. – №. 3. – С. 221-223.
6. Karimi E. et al. //Applied Physics Letters. – 2009. – Т. 94. – №. 23. – С. 231124.
7. Beijersbergen M. W. et al. //Optics Communications. – 1993. – Т. 96. – №. 1-3. – С. 123-132.
8. Babazadeh A. et al. //Physical review letters. – 2017. – Т. 119. – №. 18. – С. 180510.
9. Vashukevich E. A., Golubeva T. Y., Golubev Y. M. //Physical Review A. – 2020. – Т. 101. – №. 3. – С. 033830.

## QUANTUM GATES FOR ORBITAL ANGULAR MOMENT QUDITS BASED ON QUANTUM MEMORY

**E.A. Vashukevich<sup>1,\*</sup>, T.Yu. Golubeva<sup>1</sup>, Yu.M. Golubev<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Saint Petersburg State University  
199034, St. Petersburg, Universitetskaya nab., 7-9*

\*e-mail: vashukevichea@gmail.com

The use of high-dimensional quantum systems (qudits) in quantum computing and communications is currently a promising direction due to the possibility of increasing the amount of information encoded in one physical medium. In this work, we propose a method for implementing single-qudit gates for qudits based on light modes with orbital angular momentum in the Raman quantum memory protocol. We compare the operation of gates for systems of different dimensions and find the optimal conditions for carrying out transformations in the considered scheme

**Key words:** quantum optics, quantum computing, orbital angular momentum, quantum memory, qudits, single-qudit gates

# АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ОТРАЖЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ С ВНЕДРЁННЫМ РЕЗОНАНСНЫМ СЛОЕМ

К.Ю. Веревкина\*, И.Ю. Верёвкин, В.В. Яцышен, М.Б. Белоненко

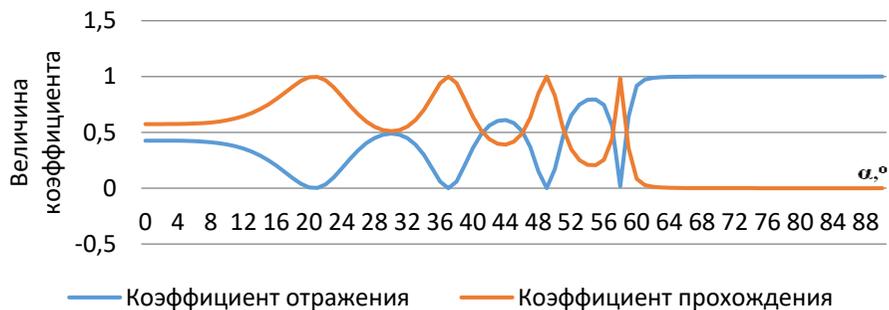
*Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Волгоградский государственный университет»,  
400062, Волгоград, Университетский проспект, 100  
\*e-mail: verevkina@volsu.ru*

Целью данной работы является исследование особенностей отражения периодической структуры, в которую встроены диэлектрический слой с фоновым резонансом. Проявление оптических свойств поляритонов особенно ярко проявляется на фоне спектра отражения самой периодической структуры. Разработан базовый компонент компьютерной программы для расчета коэффициента отражения и пропускания слоистых структур для такого случая. Проведено исследование слоя с резонансом в периодической слоистой структуре фотонно-кристаллического типа. В нашем случае это поляритонная структура.

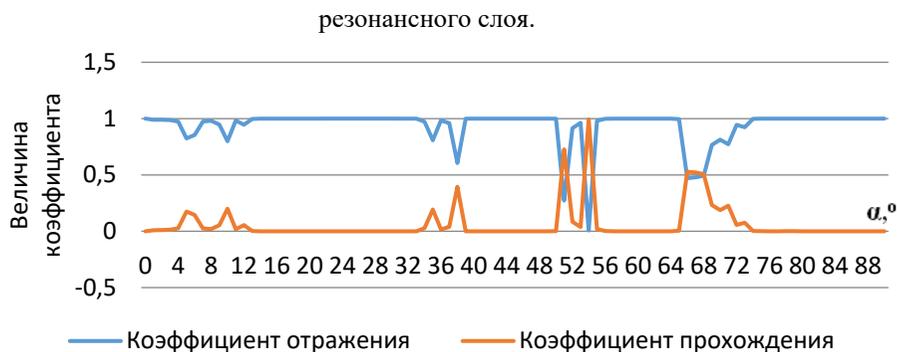
**Ключевые слова:** периодическая структура, отражение структуры, поляритоны, резонанс, фотонный кристалл, диэлектрический слой.

Вопрос анализа поляритонов в периодических структурах является важным. Поскольку проявление особенностей оптических свойств поляритонов выражается особенно ярко на фоне спектра отражения самой периодической структуры. В начале описывается слоистая среда в которой рассчитываются спектры отражения и прохождения. Так же проводится анализ амплитудных коэффициентов отражения и прохождения, и эллипсометрические параметры. Далее внедряется диэлектрический слой, имеющий фоновый резонанс и методом характеристических матриц проводится расчёт амплитуд, угловых спектров отражения и прохождения для фиксированных частот падающего излучения, находящегося вблизи фонового резонанса. В результате получается картина отличная от первоначального спектра отражения периодической среды. Для описания была создана программа, которая получила официальную регистрацию в реестре программ для ЭВМ [1]. Программа применяется для анализа частотного спектра волны, проходящей через исследуемую слоистую периодическую структуру. Данные исследования перспективны в создании более высокочувствительных нанорезонаторов и нановолноводов на основе поляритонов.

Используемая структура: фторид лития, кремний, оксид серебра, алмаз. Толщины слоёв: 100 нм, 160 нм, 80 нм, 120 нм. Длина падающей волны: 640 нм. Количество повторений структуры: 10 Дефект: резонанс второго слоя в пятом периоде. Входные данные программы:  $n[N]=\{1,1.39,3.42,2.97,2.38,1\}$ ,  $l_0=640$ ,  $h[N-1]=\{0,100,160,80,120\}$ ,  $C=10$ ,  $\sigma=5$ ,  $q=2$ .



**Рис. 1.** Поведения коэффициентов отражения и прохождения при различных углах падения волны  $\alpha$ , при прохождении через слоистую периодическую структуру (LiF/Si/Ag2O/C) без



**Рис. 2.** Поведения коэффициентов отражения и прохождения при различных углах падения волны  $\alpha$ , при прохождении через слоистую периодическую структуру (LiF/Si/Ag2O/C) с резонансным слоем.

Таким образом предложенная методика позволяет проводить детальный анализ свойств поляритонов с помощью периодической структуры и создании созданию более высокочувствительных нанорезонаторов и нановолноводов на основе поляритонов.

### Литература

1. Свидетельство о государственной регистрации для ЭВМ №2019614152. Программа для расчёта коэффициентов пропускания и отражения слоистых и периодических сред. Правообладатель: Веревкина Ксения Юрьевна. Дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 01 апреля 2019 г.
2. Яцышен, В. В. Веревкина К. Ю., А. Н. Попов // НБИ технологии. – 2019.– Т. 13, № 3.
3. Verevkina, K.Y., Yatsyshen, V.V. Optical diagnostics of defects in layered periodic nanostructures(2020) AIP Conference Proceedings, 2313, статья № 060026, .DOI: 10.1063/5.0032725.
4. Yatsyshen, V. V., Potapova, I.I., Verevkina, K.Y.(2021) Lecture Notes in Networks and Systems, 155, pp. 258-268.DOI: 10.1007/978-3-030-59126-7\_29

## ANALYSIS OF PECULIARITIES OF REFLECTION OF A PERIODIC STRUCTURE WITH AN EMBEDDED RESONANCE LAYER

K.Yu. Verevkina<sup>1,\*</sup>, I. Yu. Verevkin<sup>1</sup>, V.V. Yatsyshen<sup>1</sup>, M.B. Belonenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Volgograd State University  
40062 Russia, Volgograd, Universitetskii prosp., 100  
\*e-mail: verevkina@volsu.ru

The aim of this work is to study the features of the reflection of a periodic structure in which a dielectric layer with phonon resonance is embedded. The manifestation of the optical properties of polaritons is especially pronounced against the background of the reflection spectrum of the periodic structure itself. A basic component of a computer program for calculating the reflection and transmission coefficient of layered structures for such a case has been developed. A study of a layer with resonance in a periodic layered structure of the photonic-crystal type has been carried out. In our case, this is a polariton structure.

**Key words:** periodic structure, structure reflection, polaritons, resonance, photonic crystal, dielectric layer.

# КВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ И УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГИЕЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ

Р.Х. Гайнутдинов<sup>1,2,\*</sup>, А.И. Гарифуллин<sup>1</sup>, М.А. Хамадеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский федеральный университет  
420008, г. Казань, ул. Кремлевская, 18

<sup>2</sup>Академия наук Республики Татарстан  
420111, г. Казань, ул. Баумана, 20

\*e-mail: adel-garifullin@mail.ru

Периодические изменения в физико-химических свойствах химических элементов обусловлены периодическим изменением их энергий ионизации. Эти величины являются постоянными для каждого элемента, что записано в периодической таблице химических элементов Д.И. Менделеева. Недавно было показано, что модификация электромагнитного поля в фотонных кристаллах приводит к модификации электромагнитной массы электрона. Мы показываем, что этот эффект может значительно изменять энергию ионизации атомов, помещенных в полости фотонного кристалла, состоящего из метаматериалов с высоким настраиваемым показателем преломления и вакуумных полостей. Возможность настройки этих материалов приводит к возможности контроля энергий ионизации в достаточно широком диапазоне.

**Ключевые слова:** фотонные кристаллы, метаматериалы, масса электрона, собственно-энергетическая поправка, энергия ионизации атомов.

Такие искусственные материалы как фотонные кристаллы (ФК) являются перспективной средой для создания различных устройств фотоники [1] и для изучения квантово-электродинамических эффектов как управление спонтанным излучением квантовых излучателей, помещенных в периодическую структуру ФК [2], усиление эффектов квантовой интерференции, создание темных состояний [3], управление массой электрона [4] и др. В работе [4] был предсказан эффект, заключающийся в том, что сильная модификация электромагнитного поля в ФК приводит к значительному изменению взаимодействия электрона с собственным полем излучения, что выражается в существенном изменении электромагнитной массы заряженной частицы. Электромагнитная масса не измерима в эксперименте в связи с ультрафиолетовой расходимостью [5]. Рассматриваемая модификация электромагнитного взаимодействия в среде ФК приводит к поправке  $\delta m_{pe}$  электромагнитной массы  $m_{em}$ . Важно отметить, что собственно-энергетическая поправка  $\delta m_{pe}$  является конечной и анизотропной величиной, зависящей от направления импульса электрона в ФК. Величина собственно-энергетической поправки приводит к значительному сдвигу уровней энергии атомов, помещенных в полость периодической структуры, сопоставимому по величине с обычными атомными переходами.

Следствием этого эффекта является возможность управления энергией ионизации атомов в периодической среде ФК. Целью данной работы является расчет поправки к энергии ионизации атомов водорода и щелочных металлов, помещенных в полости одномерного ФК на основе материалов с большим показателем преломления. В качестве таких материалов мы использовали метаматериал, состоящий из золотых наночастиц в диэлектрической матрице на основе  $\text{HfO}_2$  [6, 7].

В связи с модификацией взаимодействия заряженной частицы с собственным полем излучения вклад в энергию электрона в среде ФК будет отличаться от вклада в случае вакуума. Это проявляется в изменении массы электрона и сдвиге энергетических уровней изолированного атома, помещенного в вакуумную полость ФК [4]. Наблюдаемой поправки соответствует оператор, зависящий от импульса электрона  $p$ :

$$\begin{aligned} \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) &= \Delta m_{em}^{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) - \Delta m_{em} = \\ &= \frac{\alpha}{\pi^2} \left[ \sum_n \int_{FBZ} \frac{d^3\mathbf{k}}{\omega_{kn}^2} \sum_{\mathbf{G}} \left| \hat{\mathbf{I}}_p \cdot \mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G}) \right|^2 - \int \frac{d^3\mathbf{k}}{2\mathbf{k}^2} \sum_{\lambda=1}^2 \left| \hat{\mathbf{I}}_p \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}(\mathbf{k}) \right|^2 \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\hat{\mathbf{I}}_p = \hat{\mathbf{p}}/|\hat{\mathbf{p}}|$  – оператор направления импульса электрона,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $\omega_{kn}(\mathbf{k})$  – дисперсионные соотношения, определяющие связь энергии фотона с его импульсом в рассматриваемой среде,  $\mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G})$  – вектор электрической компоненты блоховского фотона,  $\boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}(\mathbf{k})$  – единичный вектор поляризации электрического поля в вакууме, суммирование в ряд по плоским волнам выполняется по семейству векторов обратной решетки  $\mathbf{G} = N_1\mathbf{b}_1 + N_2\mathbf{b}_2 + N_3\mathbf{b}_3$ , интегрирование в обратном пространстве осуществляется в первой зоне Бриллюэна (FBZ) [8].

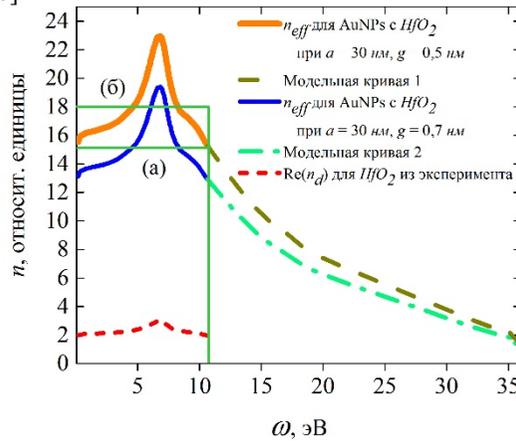


Рис. 1. Функции дисперсии  $n_{eff}(\omega)$  для метаматериала, состоящего из ансамбля наночастиц золота (AuNPs), покрытого  $\text{HfO}_2$  (толстая сплошная оранжевая и голубая линии). Зависимости получены из экспериментальной кривой ( $n_d(\omega) \approx \sqrt{\varepsilon_d(\omega)}$ ) для  $\text{HfO}_2$ ) (красная штриховая кривая) [7] с использованием модели эффективной среды, при которой  $n_{eff}(\omega) = [(a/g)\varepsilon_d(\omega)]^{1/2}$  [6],  $a = 30$  нм,  $g = 0,5$  нм (толстая сплошная оранжевая линия) и  $a = 30$  нм,  $g = 0,7$  нм (толстая сплошная голубая линия). Оставшиеся части кривых были продолжены таким образом, что при высоких энергиях фотонов  $n_{eff} \rightarrow 1$  (коричневая пунктирная и зеленая штрих-пунктирная линии). Средние значения показателя преломления (a)  $n_{eff} = 15$  и (б)  $n_{eff} = 18$  даны для первой и второй спектральных линий при максимальной частоте фотонов  $\omega_{kn}^{max} = 10,65$  эВ.

Рассмотрим процесс ионизации, определяемый переходом внешнего, валентного электрона, атома водорода и щелочных металлов, помещенных в полости одномерного ФК. Нижнее состояние является основным состоянием атома ( $S$ -состояние), верхнее состояние является свободным состоянием. Разница между энергиями этих состояний определяет энергию связи электрона. В случае среды ФК энергия связи зависит от направления импульса свободного электрона  $p$ , при этом данная энергия влияет на конфигурации связей в молекулах. Однако первоначально, среда ФК влияет на энергию ионизации атомов, которая определяется как минимальная энергия, необходимая для отрыва электрона из атома и его перемещения на бесконечность. Тогда поправка к энергии ионизации принимает вид:

$$\delta E_{ion}^{pc} = \delta m_{pc}^{min} - \delta m_{pc}^{l,m}, \quad (2)$$

где  $\delta m_{pc}^{min}$  – минимальная поправка к массе свободного электрона, определяемая выражением (1),  $\delta m_{pc}^{l,m} = \langle \Psi | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | \Psi \rangle = \langle l, m_l | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | l, m_l \rangle$ . Для случая атома водорода, щелочных и щелочноземельных металлов  $l = 0, m_l = 0$ . Таким образом, поправка к энергии ионизации может быть представлена в виде [9]:

$$\delta E_{ion}^{pc} = -\frac{2\alpha}{3\pi} \sum_{n,G} \left[ \int k_p dk_p \int_{FBZ} dk_z \left( \frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} \cdot \frac{k_{Gz}^2 - 2k_p^2}{k_p^2 + k_{Gz}^2} + \frac{|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right) \right], \quad (3)$$

где интегрирование в обратном пространстве выполняется в цилиндрической симметрии одномерного ФК,  $E_{kn\lambda}(G)$  – поперечные компоненты электрического поля ( $\lambda = 1, 2$ ),  $k_{Gz} = k_z + G$ .

Функции дисперсии оптически плотных слоев одномерного ФК – слоев метаматериала, состоящего из золотых наночастиц с диэлектрической матрицей на основе  $\text{HfO}_2$  [6, 7], представлена на рис. 1. Рассчитанные по данным функциям поправки к энергии ионизации атомов представлены на рис. 2.

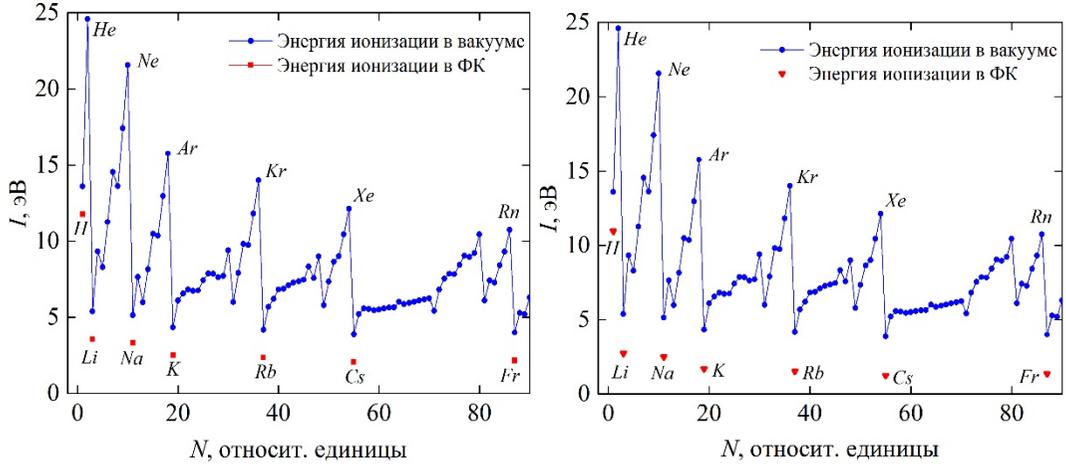


Рис. 2. Сравнение энергии ионизации атома водорода, щелочных и щелочноземельных металлов для случая вакуума (синие точки) и среды ФК (красные квадраты и треугольники) на основе метаматериала с  $a = 30$  нм,  $g = 0,7$  нм (квадраты) и  $a = 30$  нм,  $g = 0,5$  нм (треугольники). Поправка к энергии ионизации равна  $\delta E_{ion1}^{pc} = -1,82$  эВ (квадраты) и  $\delta E_{ion2}^{pc} = -2,64$  эВ (треугольники).

Мы показали, что модификация взаимодействия атома, помещенного в вакуумные полости фотонного кристалла, с собственным полем излучения приводит к значительному изменению его энергии ионизации. Абсолютная величина поправки к энергии ионизации значительно возрастает вместе с увеличением показателя преломления оптически плотных слоев фотонного кристалла. Вместе с этим, исследуемые эффект значительно усиливается и является контролируемым при использовании в качестве таких слоев материалов с высоким показателем преломления. Контроль геометрических и оптических параметров метаматериала может позволить контролировать химические реакции, которые значительно зависят от энергии ионизации взаимодействующих атомов. Это, в свою очередь, важно для управления кинетикой химических реакций, для синтеза новых химических соединений для нужд фармацевтики и медицинских приложений.

## Литература

1. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N. et al. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 2008. 286 p.
2. Wang W., Yang X., Luk T.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. P. 021103.
3. Song G., Xu J., Yang Y. // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. P. 053830.
4. Gainutdinov R.Kh., Khamadeev M.A., Salakhov M.Kh. // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. 053836.
5. Bjorken J.D., Drell S.D. Relativistic quantum mechanics. McGraw-Hill, 1965. P. 178.
6. Chung K., Kim R., Chang T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 021114.
7. Franta D., Nečas D., Ohlídal I. // Appl. Opt. 2015. V. 54. P. 9108-9119.
8. Skorobogatiy M., Yang J. Fundamentals of Photonic Crystal Guiding. Cambridge Univ. Press, 2009. P. 72.
9. Gainutdinov R.Kh., Garifullin A.I., Khamadeev M.A. et al. // Phys. Lett. A. 2021. V. 404. P. 127407.

## QUANTUM ELECTRODYNAMICS IN PHOTONIC CRYSTALS AND CONTROLLABILITY OF IONIZATION ENERGY OF ATOMS

**R. Kh. Gainutdinov<sup>1,2\*</sup>, A. I. Garifullin<sup>1</sup>, M. A. Khamadeev<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Kazan Federal University  
420008, Kazan, Kremlevskaya str., 18*

<sup>2</sup>*Tatarstan Academy of Sciences  
420111, Kazan, Bauman str., 20*

\*e-mail: adel-garifullin@mail.ru

The periodic changes in the physical and chemical properties of the chemical elements are caused by the periodic change of the ionization energies, which are constant for each element that manifested in the Periodic Table. However, as has been recently shown the modification of the electromagnetic field in the photonic crystals gives rise to the modification of the electron electromagnetic mass. We show that the effect can significantly change the ionization energy of atoms placed in voids of photonic crystals consisting of metamaterials with a highly tunable refractive index and voids. The controllability of these materials gives rise to the controllability of the ionization energies over a wide range.

**Key words:** photonic crystals, metamaterials, electron mass, self-energy correction, ionization energy of atoms.

# ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ НА ДИНАМИКУ СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ПРОЗРАЧНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

И.Ю. Гейнц<sup>1,2,\*</sup>, Е.Д. Залозная<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН

108840 г. Москва, г. Троицк, ул. Физическая, 5

\*e-mail: geintc.ii17@physics.msu.ru

Исследован процесс формирования спектра суперконтинуума при филаментации фемтосекундных импульсов в прозрачном диэлектрике в условиях нормальной, нулевой и аномальной дисперсии групповой скорости.

**Ключевые слова:** филаментация, суперконтинуум, дисперсия групповой скорости.

При филаментации в прозрачной среде сверхкороткие лазерные импульсы высокой мощности претерпевают существенные изменения своей формы вследствие нелинейно-оптических эффектов. Нелинейно-оптическая трансформация импульса в процессе филаментации приводит к значительному уширению его частотного спектра – генерации суперконтинуума [1]. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости филаментация фемтосекундных импульсов приводит к экстремальной пространственно-временной компрессии излучения — формированию световых пульс [2]. В антистоксовой области спектра световой пули формируется узкое крыло, обособленное от центральной области широким спектральным минимумом, появление которого является результатом деструктивной интерференции [3]. Генерация суперконтинуума является эффективным методом получения когерентного широкополосного излучения, которое имеет возможное применение в методах время-разрешенной спектроскопии и других приложениях современной оптики. В связи с этим, изучение процесса формирования излучения суперконтинуума относится к актуальным проблемам нелинейной оптики фемтосекундного филамента.

Целью данной работы являлось изучение влияния дисперсии групповой скорости на трансформацию спектра фемтосекундного лазерного импульса при филаментации в прозрачном диэлектрике. Для этого численно рассмотрена филаментация в плавленом кварце импульсов на длинах волн 1900 нм, 1300 нм и 800 нм, что соответствует областям аномальной, нулевой и нормальной дисперсии групповой скорости. Детально исследовано формирование широкополосного суперконтинуума: трансформация спектра рассмотрена в широкой области, охватывающей средний и ближний ИК, видимый и ближний ультрафиолетовый диапазоны.

Численное моделирование филаментации импульсов выполнялось на основе уравнения однонаправленного распространения излучения (UPPE) [4,5]. Использованная математическая модель описывала дифракцию и дисперсию излучения, его затухание, генерацию и динамику лазерной плазмы, влияние керровской и плазменной нелинейностей на параметры среды, генерацию третьей гармоники, а также каскадную генерацию гармоник высших порядков.

Установлено, что в условиях аномальной дисперсии групповой скорости спектр суперконтинуума содержит три интенсивных полосы, которые соответствуют области несущей длины волны, антистоксову крылу и третьей гармонике; динамика этих спектральных полос в процессе формирования световой пули различна. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 18-12-00422). Гейнц И.Ю. и Залозная Е.Д. благодарят Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за финансовую поддержку исследований.

**Литература**

1. Kandidov V., Kosareva O., Golubtsov I. et al. // Appl. Phys. B. 2003. Vol. 77. P. 149–165.
2. Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. // Квант. электр. 2013. Т. 43. №4. с. 326-331.
3. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Chekalin S.V. et al. // Opt. Lett. 2013. V. 38. №1. P. 16-18.
4. Kolesik M., Moloney J.V. // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. P. 036604.
5. Fedorov V. Yu., Chanal M., Grojo D., Tzortzakis S. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 043902.

**INFLUENCE OF GROUP VELOCITY DISPERSION ON THE  
DYNAMICS OF THE FEMTOSECOND PULSE SPECTRUM DURING  
FILAMENTATION IN A TRANSPARENT DIELECTRIC**

**I.Y. Geints<sup>1,2,\*</sup>, E.D. Zaloznaya<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics  
Leninskie Gory 1-2, Moscow, 119991 Russia*

<sup>2</sup> *Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences (ISAN)  
Fizicheskaya Str. 5, Troitsk, Moscow, 108840 Russia*

\*e-mail: geintc.ii17@physics.msu.ru

The process of supercontinuum spectrum formation during filamentation of femtosecond pulses in a transparent dielectric under conditions of normal, zero, and anomalous group velocity dispersion is investigated.

**Key words:** filamentation, supercontinuum, group velocity dispersion.

## ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АНСАМБЛЕЙ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ

М.Г. Гладуш<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН*

*108840, Москва, Троицк, ул. Физическая 5*

<sup>2</sup>*Московский педагогический государственный университет*

*119435, Москва, Малая Пироговская улица 1/1*

*e-mail: maxgladush@gmail.com*

Представлены оригинальные методы расчета спектров испускания фотолюминесценции, спектров возбуждения фотолюминесценции и спектров экстинкции пробного сигнала в присутствии монохроматической накачки ансамблей квантовых излучателей в прозрачных диэлектрических средах. Показаны модификации спектральных зависимостей, обусловленные влиянием близкого окружения излучателей.

**Ключевые слова:** примесный центр, фотолюминесценция, резонансная флуоресценция, двухуровневый излучатель, триплет Моллоу-Апанасевича, пара двухуровневых излучателей, диполь-дипольное взаимодействие.

Представлены результаты теоретического анализа трех типов спектральных зависимостей для нескольких конфигураций систем двухуровневых излучателей света с учетом влияния на них локальных полей и близкого окружения внутри прозрачной среды. Показаны результаты моделирования спектров поглощения слабого пробного сигнала, спектров резонансной флуоресценции и спектров возбуждения фотолюминесценции при непрерывном возбуждении сильным монохроматическим полем (непрерывным лазерным излучением). Спектральные зависимости были рассчитаны для модельных систем излучателей с учетом влияния локальных полей в прозрачной диэлектрической среде и локальных электрон-фононных взаимодействий, которые определяли реакцию излучателей на внешнее поле и эффективные механизмы релаксации. Произведено сравнение чувствительности методов абсорбционной и эмиссионной оптической спектроскопии для выявления эффектов влияния среды на отдельные излучатели и их ансамбли. Расчеты производились с использованием оригинальных методов, основанных на формализме матрицы плотности. Использовался полуклассический подход с применением феноменологических процедур и два варианта полностью квантово-механического описания. Показана эквивалентность методов и согласованность полученных результатов.

Из результатов проведенных расчетов следует, что рассмотренные типы спектральных зависимостей могут быть использованы для восстановления характеристик сред, содержащих зондовые частицы – квантовые излучатели. При достаточно сильной накачке в спектрах присутствуют несколько частотных полос, характеристики которых содержат информацию о состоянии излучателя и его участии в процессах в среде вблизи него. Взаимная конфигурация параметров каждого из контуров поглощения и усиления пробного поля (частотное положение, высота, ширина) определяется параметрами накачки, наличием радиационных поправок, обусловленных средой, и взаимодействием с фоновными модами. Анализ зависимости спектрального контура от длины волны и мощности накачки и состояния среды дает возможность определять характер и типы процессов, сопутствующих фотолюминесценции. Аналогичные возможности обеспечивает анализ триплетов резонансной флуоресценции Апанасевича–Моллоу. Частотные положения, высоты и ширины пиков излучения также определяются процессами, происходящими в среде вокруг излучателя. Спектры возбуждения фотолюминесценции квантово-спутанных пар двухуровневых излучателей так же имеют форму триплета. В них также присутствуют три равноудаленных друг от друга максимума с характерными ширинами высотами.

Спектральный контур такого кооперативного триплета также чувствителен к локальным условиям окружающей среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 19-02-00991).

## PHOTOLUMINESCENCE OF QUANTUM EMITTERS IN TRANSPARENT MEDIA

M.G. Gladush<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS*

*Fizicheskaya 5, Moscow, Troitsk, Russia 108840*

<sup>2</sup>*Moscow State Pedagogical University*

*Malaya Pirogovskaya Ulitsa, 1/1, Moscow, 119435*

e-mail: maxgladush@gmail.com

Original methods for calculating photoluminescence emission spectra, photoluminescence excitation spectra, and extinction spectra of a probe signal in the presence of monochromatic pumping of quantum emitters in transparent dielectric media are presented. Modifications of the spectral dependences due to the influence of the close environment of the emitters are shown.

**Key words:** impurity center, photoluminescence, resonant fluorescence, two-level emitter, Mollow-Apanasevich triplet, a pair of two-level emitters, dipole-dipole interaction.

# УПРАВЛЯЕМАЯ ИМПУЛЬСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ С ПОМОЩЬЮ ОДНОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Ю. Гладуш<sup>1</sup>, А. Мкртчян<sup>1</sup>, Д. Копылова<sup>1</sup>, Д. Красников<sup>1</sup>, А. Насибулин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Сколковский институт науки и технологий,  
121205, Большой бульвар, 100, Москва, Россия

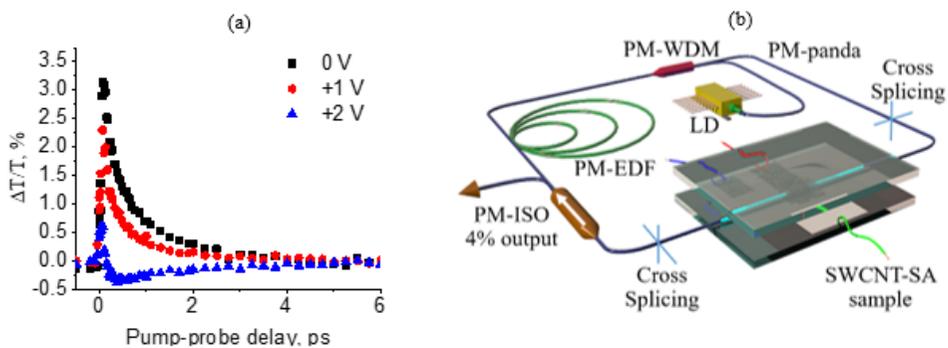
<sup>2</sup>Университет Аалто,  
Аалто, Эспу Финляндия

\*e-mail: y.gladush@skoltech.ru

В работе рассматривается использование пленок однослойных углеродных нанотрубок в качестве насыщающихся поглотителей для импульсной генерации в волоконных лазерах. Получены режимы синхронизации мод с диссипативными и консервативными солитонами. Показано, что нелинейно-оптическим откликом нанотрубок можно управлять с помощью электрохимического легирования, что позволяет менять режим генерации с фемтосекундной синхронизации мод на микросекундную модуляции добротности.

**Ключевые слова:** ультракороткие импульсы, оптические солитоны, синхронизация мод, волоконные лазеры.

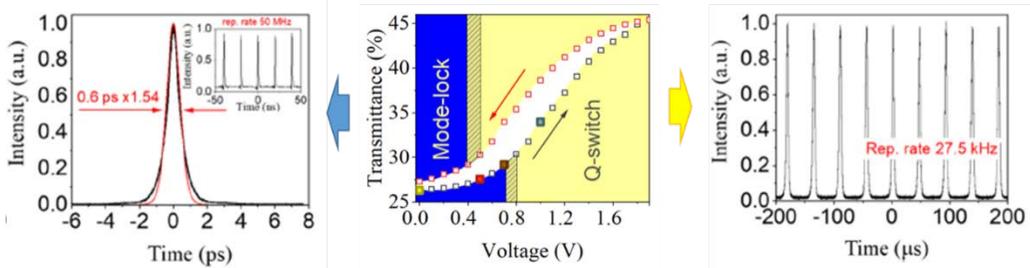
Пленки на основе однослойных углеродных нанотрубок (ОУНТ) являются перспективным материалом для оптических приложений. Они обладают контролируемой прозрачностью, высокой оптической нелинейностью и могут быть легко перенесены на различные подложки. Одним из применений таких пленок является использование их в качестве насыщающихся поглотителей для генерации ультракоротких импульсов в режиме синхронизации мод. Для этого пленка углеродных нанотрубок вносится в резонатор лазера, где она работает как пассивный оптический затвор, позволяя получить импульсы в фемтосекундном или пикосекундном временных диапазонах.



**Рис.1** (а) Сигнал возбуждения зондирования на ОУНТ в зависимости от приложенного напряжения; (б) схема волоконного лазера с управляемым насыщающимся поглотителем на основе ОУНТ.

В данной работе мы демонстрируем применение пленок однослойных углеродных нанотрубок, синтезированных методом аэрозольного синтеза, для импульсной лазерной генерации в волоконных лазерах. Рассматриваемый метод синтеза позволяет получить тонкие (от нескольких единиц до сотен нанометров) пленки ОУНТ высокой чистоты непосредственно на выходе из реактора, что исключает необходимость последующей очистки нанотрубок. Пленка собирается на целлюлозном фильтре и далее может быть перенесена на любой подложку методом сухого переноса. Для интеграции в резонатор волоконного лазера пленка

ОУНТ наносится либо на стандартный волоконный коннектор, либо на волокно, сполитрованное сбоку до сердцевины. В волоконных лазерах ОУНТ позволяют создать и поддерживать импульсную генерацию, однако, тип импульса и его длительность существенным образом определяются параметрами лазера – дисперсией и нелинейностью оптического волокна.



**Рис.2** Типы импульсной генерации в зависимости от напряжения на ячейке насыщающегося поглотителя.

В работе мы демонстрируем лазерную генерацию в режиме консервативных солитонов в режиме аномальной дисперсии и диссипативных в режиме нормальной дисперсии. Мы также показываем, что нелинейный отклик определяется не только материалом, но и распределением поля лазерной моды. Кроме того, мы демонстрируем, что нелинейно-оптическим откликом нанотрубок можно управлять. Для этого на поверхности сполитрованного волокна изготавливается электрохимическая ячейка, внутри которой углеродные нанотрубки покрываются ионной жидкостью. Подача напряжения на пленку ОУНТ приводит к накоплению заряда на интерфейсе между ионной жидкостью и нанотрубками и, соответственно, сдвигу уровня Ферми. Когда положение уровня Ферми достигает дна валентной зоны или зоны проводимости, вероятность межзонных переходов уменьшается, что приводит к уменьшению глубины модуляции поглотителя, что мы демонстрируем с помощью техники накачки-зондирования. Оказывается, что изменение глубины модуляции позволяет при некоторых условия изменять режим генерации и переходить от фемтосекундной синхронизации мод к микросекундной генерации в режиме модуляции добротности и обратно. Изменение режима генерации происходит полностью контролируемо и обратимо.

## FIBER LASER CONTROLLED PULSE GENERATION WITH SINGLE-WALLED CARBON NANOTUBES

Yu. Gladush<sup>1</sup>, A. Mkrtchan<sup>1</sup>, D. Kopylova<sup>1</sup>, D. Krasnikov<sup>1</sup>, A. Nasibulin<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Skolkovo institute of science and technology,  
121205, Big boulevard, 100, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Aalto university,  
Aalto, Espoo, Finland

\*e-mail: y.gladush@skoltech.ru

Here we consider the application of single walled carbon nanotube thin film as a saturable absorber for the pulse generation in the fiber lasers. We demonstrate conservative and dissipative soliton generation regimes. We also that the nonlinear response of carbon nanotubes can be controlled the electrochemical gating, which, in turn, allows to vary the generation regime from femtosecond mode-locking to microsecond Q-switching.

**Key words:** ultrashort pulses, optical solitons, mode locking, fiber lasers.

## АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ВНЕДРЕНИЯ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧА В ИНТЕРНЕТ ВЕЩЕЙ

Р.К. Гончаров\*, А.А. Сантьев, Э.О. Самсонов, В.И. Егоров

*Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет ИТМО»,  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49  
\*e-mail: rkgoncharov@itmo.ru*

Интернет вещей объединяет физические устройства в единую сеть, создавая интерфейсы связи между ними и внешней инфраструктурой. В настоящее время интернет вещей охватывает миллиарды устройств, используемых в повседневной жизни и в высокотехнологичных приложениях. Быстрое развитие сетей интернета вещей повысило требования к сетевой безопасности в автономной многопользовательской среде. Более того, недавние достижения в области квантовых вычислений представляют угрозу для современных протоколов криптографии. Технология квантового распределения ключа (КРК) все еще остается многообещающим решением для обеспечения безопасности сетей связи в квантовую эпоху. В этой работе оцениваются различные проблемы современных технологий КРК в контексте ее интеграции в интернет вещей.

**Ключевые слова:** квантовое распределения ключа, квантовые коммуникации, интернет вещей.

Термин «Интернет вещей» (от англ. Internet of Things, IoT) определяет собой общую концепцию сети, которая поддерживает связь между различными устройствами без непосредственного вмешательства человека. На сегодняшний день у IoT нет единого и универсального определения. Это неудивительно, поскольку широкий спектр устройств, платформ и технологий, используемых в IoT, не может быть охвачен каким-либо одним определением. Элементами систем IoT могут быть небольшие электронные устройства или крупномасштабные аппаратные платформы, которые используют различные технологии: RFID-меток (англ. Radio Frequency Identification, радиочастотная идентификация) и беспроводных сенсорных сетей (англ. wireless sensor networks, WSN) [1] до новейших ключевых технологий, например, искусственного интеллекта [2].

Однако, несмотря на большой прогресс в развитии систем Интернета вещей, эта технология имеет открытые проблемы, связанные, например, со стандартизацией, безопасностью и конфиденциальностью [3,4]. Кроме того, поскольку системы IoT используются в разных областях и основаны на разных технологиях, в каждой конкретной системе IoT могут возникнуть дополнительные проблемы, связанные с областью применения. Эти проблемы должны быть решены для повсеместного внедрения технологии IoT, поскольку они могут ограничивать возможности и перспективы технологии IoT.

Квантовые технологии являются многообещающим новым решением проблем Интернета вещей. Различные сценарии использования квантовых технологий в IoT были предложены ранее, например описание концепции квантового Интернета вещей (англ. quantum Internet of Things, QIoT) [5]. Как правило, QIoT рассматривается как разновидность системы IoT, которая помимо обычных технологий IoT предполагает использование технологий, основанных на законах квантовой механики. Квантовые технологии могут включать достижения из областей квантового распределения ключей (КРК), квантовых вычислений и квантовых сенсоров. В рамках этой концепции КРК позволяет обеспечить безопасность системы IoT, квантовые вычисления могут помочь в обработке данных, а квантовые сенсоры используются для обеспечения лучшего процесса считывания данных.

Очевидно, что если системы IoT будут использоваться во всех сферах человеческой деятельности и взаимодействовать с информацией высокого уровня секретности, то любой сбой в системе связи или утечка данных приведут к довольно серьезным последствиям. В

настоящее время обеспечение защиты данных и безопасного обмена данными в системах Интернета вещей основано на криптографии с открытым ключом. Однако надежность широко используемых алгоритмов, таких как схемы шифрования может быть скомпрометирована в обозримом будущем из-за достижений в области квантовых вычислений. Еще в 1994 году Питер Шор показал, что существует квантовый алгоритм, который может эффективно решать задачи целочисленной факторизации и дискретного логарифмирования [6]. Это означает, что вся область шифрования с открытым ключом будет небезопасной. Более того, все секреты, которые были зашифрованы с помощью криптографии с открытым ключом, переданы по открытому каналу и сохранены перехватчиком в памяти, могут быть расшифрованы, когда появится универсальный квантовый компьютер. Таким образом, очевидно, что в системах на базе IoT потребуются новые методы защиты информации.

Одним из возможных решений является использование постквантовых криптографических алгоритмов, которые также основаны на выставлении вычислительных преград нарушителю, но при этом защищены от атак с помощью квантовых алгоритмов, известных в настоящее время [7]. Тем не менее, алгоритмы постквантовой криптографии нельзя рассматривать как совершенное решение в постквантовую эру, потому что нет никаких гарантий, что новые эффективные классические или квантовые методы расчета не будут развиваться. Таким образом, существует риск того, что алгоритмы постквантовой криптографии могут оказаться незащищенными в любой момент времени точно так же, как текущие алгоритмы криптографии с открытым ключом будут незащищенными в постквантовую эру.

Другое возможное решение — использовать активно развивающиеся подходы из области квантового распределения ключей (КРК) [8]. Отличительной чертой протоколов КРК является то, что они основаны на фундаментальных законах квантовой механики. Следовательно, стойкость подобных протоколов не привязывается к вычислительной мощности классических или квантовых компьютеров.

Секретные ключи, распространяемые методом КРК, могут использоваться в алгоритмах симметричного шифрования. Другими направлениями квантовой криптографии являются квантовая цифровая подпись и квантовая схема обязательств, которые в настоящее время находятся только на стадии лабораторной разработки и демонстрации, но также имеют большой потенциал для устранения классической цифровой подписи и приверженности в постквантовую эпоху.

К сожалению, есть несколько проблем, из-за которых на сегодняшний день невозможна полноценная интеграция КРК на платформах IoT. Эти проблемы можно разделить на две группы: проблемы технологии КРК как таковой и проблемы технологии КРК в контексте IoT. Следует отметить, что проблемы второй группы могут быть некритичными для других приложений КРК, вроде долговременных сетевых систем хранения, но в приложениях IoT они играют существенную роль. Систематизация этих проблем представлена в таблицах 1 и 2.

**Таблица 1.** Актуальные проблемы технологии КРК в целом

Проблема	Описание
Ограничение по длине канала	Максимальная длина квантового канала ограничена из-за потерь в линиях связи. Следовательно, необходимо использовать квантовые повторители или квантовые сети с доверенными узлами.
Защита доверенных узлов КРК	Каждый доверенный узел в квантовой сети является потенциальной точкой входа для нарушителя. Взломав один узел, можно нарушить работу всей системы.
Низкие скорости обмена ключами	Скорость генерации секретного ключа может оказаться недостаточной для удовлетворения спроса в крупномасштабных сетях.
Сложности интеграции в	В реальных условиях потери немного больше, чем в лабораторных, здесь же следует учитывать внешнее воздействие

телекоммуникационные сети	на оптические волокна (например, из-за изменения температуры). Другая проблема — объединение квантовых и классических каналов в одном оптическом волокне.
Релевантность КРК как таковой	В настоящее время многие классические протоколы распределения ключей безопасны, потому что квантовые компьютеры могут не сломать их в ближайшем будущем, требуется разработка конкретных квантовых алгоритмов.

**Таблица 2.** Актуальные проблемы применения технологии КРК в контексте интернета вещей

Проблема	Описание
Интеграция в движущиеся объекты	Большая часть систем КРК полагает отсутствие взаимного движения между пользователями. Тем не менее, существуют демонстрации КРК на движущихся объектах, что будет необходимо в контексте IoT. Однако подобные системы не отличаются высокой производительностью.
Использование независимых каналов	Для функционирования системы КРК требуется три канала: квантовый, синхронизационный и канал передачи данных. В некоторых IoT платформах проблематично использовать несколько независимых каналов.
Размер устройств КРК	Габариты типичных систем КРК могут не подойти для IoT. Тем не менее, существуют портативные аналоги, которые проигрывают лишь в части допустимой длины канала.
Мощность устройств	Системы КРК могут потреблять энергии больше, чем допускает IoT.
Дополнительное оборудование	Синхронизация работы КРК внутри IoT может привести к дополнительным проблемам.
Цены на устройства КРК	Сегодня стоимость модулей КРК может легко превзойти стоимость целых устройств IoT. В таком случае интеграция может стать экономически невыгодной.

К текущему моменту КРК не является готовым решением для IoT. Более того, может показаться, что обилие проблем слишком сильно препятствует оправданию разработки соответствующих платформ. Однако перспектива внедрения КРК в IoT остается амбициозным и обнадеживающим решением в этом контексте.

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

### Литература

1. Flammini A., Sisinni E. Wireless sensor networking in the internet of things and cloud computing era //Procedia Engineering. – 2014. – Т. 87. – С. 672-679.
2. Osuwa A. A., Ekhonoragbon E. B., Fat L. T. Application of artificial intelligence in Internet of Things //2017 9th International Conference on Computational Intelligence and Communication Networks (CICN). – IEEE, 2017. – С. 169-173.
3. Saleem J. et al. IoT standardisation: Challenges, perspectives and solution //Proceedings of the 2nd international conference on future networks and distributed systems. – 2018. – С. 1-9.
4. Jing Q. et al. Security of the Internet of Things: perspectives and challenges //Wireless Networks. – 2014. – Т. 20. – №. 8. – С. 2481-2501.
5. Rahman M. S., Hossam-E-Haider M. Quantum IoT: A quantum approach in IoT security maintenance //2019 International Conference on Robotics, Electrical and Signal Processing Techniques (ICREST). – IEEE, 2019. – С. 269-272.

6. Shor P. W. Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring //Proceedings 35th annual symposium on foundations of computer science. – Ieee, 1994. – С. 124-134.
7. Fernández-Caramés T. M. From pre-quantum to post-quantum IoT security: A survey on quantum-resistant cryptosystems for the Internet of Things //IEEE Internet of Things Journal. – 2019. – Т. 7. – №. 7. – С. 6457-6480.
8. Pirandola S. et al. Advances in quantum cryptography //Advances in Optics and Photonics. – 2020. – Т. 12. – №. 4. – С. 1012-1236.

## ACTUAL PROBLEMS OF IMPLEMENTING QUANTUM KEY DISTRIBUTION INTO INTERNET OF THINGS

**R. Goncharov\*, A. Santev, E. Samsonov, V. Egorov**

*ITMO University*  
*Kronverkskiy Prospekt, 49, St Petersburg, Russia, 197101*  
\*e-mail: rkgoncharov@itmo.ru

The Internet of Things connects physical devices into a single network, creating communication interfaces and external infrastructure between them. Today, the Internet of Things spans billions of devices used in everyday life and high-tech applications. The rapid development of the Internet of Things networks has increased the requirements for network security in an autonomous multi-user environment. Moreover, recent advances in quantum computing pose a threat to modern cryptography protocols. Quantum Key Distribution (QKD) technology is still a promising solution for securing communication networks in the quantum era. This paper evaluates various problems of modern QKD technologies in the context of its integration into the Internet of Things.

**Key words:** quantum key distribution, quantum communication, internet of things.

# КОМПЛЕКСНЫЕ КЭЛЕРОВЫ МНОГООБРАЗИЯ И КВАНТОВАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ

А.В. Горохов\*, Г.И. Ерёмченко

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва  
443086, Самара, ул. Московское шоссе, д. 34

\*e-mail: alvgorokhov@gmail.com

Рассмотрено применение Кэлеровых многообразий к исследованию временной динамики многоуровневых квантовых систем во внешних полях. Показано, что с использованием когерентных состояний, временная эволюция квантового вектора состояния может быть сведена к “классической” динамике комплексных параметров когерентных состояний, принимающих значения в фактор-пространстве динамической группы  $SU(d)$  гамильтониана. Подробно исследованы случаи  $d = 2, 3, 4$  с применениями к динамике кубитов, кутритов и кудитов ( $d=4$ ), с учетом их диполь-дипольного взаимодействия.

**Ключевые слова:** группа динамической симметрии, когерентные состояния, квантовая динамика, кубиты, кутриты, кудиты, диполь-дипольное взаимодействие.

В 1975 году выдающийся советский математик Ф.А. Березин предложил метод квантования динамических систем, фазовые пространства которых являются Кэлеровыми многообразиями с неевклидовой метрикой [1]. Общий подход Березина основан на использовании комплексного анализа и формализма функционального интегрирования для оператора эволюции квантовой системы, которые Березин с успехом применил при разработке формализма вторичного квантования для бозонов и фермионов. В настоящее время комплексные кэлеровы многообразия применяются во многих разделах современной теоретической и математической физики. В данном докладе рассмотрены компактные комплексные многообразия Кэлера, связанные с группой движения  $SU(d)$ , которые интересны для модельных задач квантовой оптики и квантовой информатики. Когерентное состояние  $|CS\rangle$  строится по формуле [2]:

$$|CS\rangle = |Z\rangle = \hat{T}(g_Z)|\Psi_0\rangle, \quad (1)$$

здесь  $g_Z$  элемент группы  $G$ , соответствующий точке  $g_Z G_0$  однородного пространства  $G/G_0$ , а подгруппа  $G_0 \subset G$  с точностью до фазового множителя оставляет инвариантным вектор  $|\Psi_0\rangle$ . Эволюция параметров КС приводит к классической динамике для классического аналога квантовой задачи, при этом фазовым пространством выступает фактор-пространство  $G/G_0$ , на котором естественным образом реализуется структура комплексного многообразия Кэлера. Если гамильтониан квантовой системы линеен по генераторам динамической алгебры, то временная эволюция квантовой задачи является чисто классической — КС представляет собой нерасплывающийся волновой пакет, движущийся вдоль классической траектории в соответствующем обобщенном фазовом пространстве [3]. При этом точное решение временного уравнения Шредингера  $|\Psi(t)\rangle$  имеет вид:  $|\Psi(t)\rangle = e^{-i\chi(t)}|Z(t)\rangle$ , где  $Z(t) = (z^1(t), \dots, z^n(t))$  — траектория КС в пространстве  $G/G_0$ ,  $\chi(t) = \int_0^t \langle Z|H'(t')|Z\rangle dt' / \hbar$ .

В общем случае необходимо учитывать квантовые поправки, отыскивая решение уравнения Шредингера в виде суперпозиции КС:

$$|\Psi(t)\rangle = \int_{G/G_0} F(Z, Z_0 | t) |Z\rangle d\mu(Z, \bar{Z}). \quad (2)$$

Здесь  $\lim_{t \rightarrow 0} F(Z, Z_0 | t) = \delta(Z - Z_0)$ ,  $|\Psi(0)\rangle = |Z_0\rangle$ , а  $\delta(Z - Z_0)$  –  $\delta$ -функция (ядро единичного оператора в гильбертовом пространстве функций на  $G/G_0$ ) [3]. В настоящее время в квантовой оптике и квантовой информатике разработаны уникальные измерительные средства, позволяющие оперировать с одним или несколькими атомами и фотонами. Наряду с исследованием квантовых операций с системой кубитов, для которых группой динамической симметрии является группа  $SU(2)$ , активно разрабатываются обобщения известных для кубитов схем квантовых вычислений и квантовых коммуникаций, в которых элементарными квантовыми ячейками выступают многомерные обобщения кубитов. Поэтому продолжает быть актуальной задача об исследовании временной динамики  $d$ -уровневых квантовых систем, взаимодействующих между собой и с внешними структурированными электромагнитными полями. В данном докладе показано, что с использованием вложения прямого произведения динамических групп двух кубитов  $SU(2) \times SU(2)$  в группу  $SU(4)$  можно свести задачу с квадратичным гамильтонианом по генераторам группы  $SU(2) \times SU(2)$  при учете диполь-дипольного взаимодействия кубитов, к линейной реализации гамильтониана по генераторам группы  $SU(4)$  и построить “классический” аналог этой системы с помощью многообразия Кэлера  $SU(4)/U(3)$ . Исследован также учет диссипативных эффектов с использованием квантовых кинетических уравнений в представлении теоретико-групповых когерентных состояний.

### Литература

1. Berezin F.A. // Comm. Math. Phys. 1975. V. 40. P. 153.
2. Perelomov A.M. // Comm. Math. Phys. 1972. V. 26. P. 222.
3. Горохов А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 7. С. 865.

## COMPLEX KÄHLER MANIFOLDS AND QUANTUM COHERENCE

A.V. Gorokhov\*, G.I. Eremenko

*Samara National Research University  
34, Moskovskoye shosse, Samara, 443086, Russia  
\*e-mail: alvgorokhov@gmail.com*

Applications of Kahler manifolds to the temporal dynamics of multilevel quantum systems in external fields are considered. It is shown by using the representation of coherent states, the temporal evolution of the state vector is reduced to the “classical” dynamics of the complex parameters of the coherent states taking values in the coset space of the dynamical group  $SU(d)$  of the Hamiltonian. The cases  $d = 2, 3, 4$  are investigated in detail with applications to the dynamics of qubits, qutrits and qudits, taking into account their dipole-dipole interaction.

**Key words:** dynamical symmetry group, coherent states, quantum dynamics, qubits, qutrits, qudits, dipole – dipole interaction.

## УСТОЙЧИВОСТЬ МЕТОДА ОБРАТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ БЕРНУЛЛИ В ЗАДАЧАХ ФОТОДЕТЕКТИРОВАНИЯ

П.П. Гостев\*, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет.  
119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы, МГУ имени М.В. Ломоносова, 1с2,  
\*e-mail: gostev.pavel@physics.msu.ru*

Найдено условие для инфинитных распределений фотоотсчетов, при котором метод обратного преобразования Бернулли является устойчивым для одной из обратных задач теории фотодетектирования — обратной задачи статистики фотоотсчетов, то есть задачи восстановления распределения фотонов по статистике фотоотсчетов. Полученный критерий позволяет найти критическое значение квантовой эффективности, выше которого метод гарантированно устойчив.

**Ключевые слова:** обратная задача, устойчивость, преобразование Бернулли, статистика фотоотсчетов, распределение фотонов.

Теория фотодетектирования позволяет связать характеристики света с результатами фотоэлектрических измерений. В ней можно выделить большое количество прямых и обратных задач, то есть задач определения результатов измерений по известным характеристикам света и наоборот. Одна из обратных задач, обратная задача статистики фотоотсчетов, состоит в восстановлении распределения фотонов по измеренной статистике фотоотсчетов. Актуальность этой задачи обусловлена тем, что распределение фотонов в квантовой оптике с информационной точки зрения аналогично интенсивности излучения, и потому является одной из важнейших характеристик источника света.

Статистика фотоотсчетов  $Q_m$  связана с распределением фотонов  $P_n$  через преобразование Бернулли [1]:

$$Q(m, T) = \sum_{n=m}^{\infty} P(n, T) C_n^m \eta^m (1-\eta)^{n-m}, \quad C_n^m = \frac{n!}{m!(n-m)!}. \quad (1)$$

Здесь  $\eta$  — квантовая эффективность фотодетектирования.

Существует два аналитических метода восстановления  $P_n$  из  $Q_m$  [2, 3]. Наиболее изученным из них является метод обратного преобразования Бернулли (ОПБ) [2], т.е. прямого обращения формулы (1), согласно которому

$$P_n = \sum_{m=n}^{\infty} C_m^n \eta^{-n} \left(1 - \frac{1}{\eta}\right)^{m-n} Q_m. \quad (2)$$

В работе [4] проведены базовые исследования устойчивости этого метода. Авторы [4], в частности, показали, что для финитных распределений фотонов метод ОПБ устойчив при любой квантовой эффективности, для инфинитных распределений фотонов при  $\eta > 0.5$  метод устойчив, а при  $\eta < 0.5$  могут быть контрпримеры, когда он неустойчив.

Мы обобщили результаты работы [4] в виде критерия, которому должно удовлетворять распределение фотоотсчетов для того, чтобы при заданной квантовой эффективности соответствующее ей инфинитное распределение фотонов могло быть восстановлено методом обратного преобразования Бернулли.

Устойчивость метода ОПБ эквивалентна сходимости рядов (2) для всех  $n$  и, как указано выше, для  $\eta < 0.5$  зависит от вида распределения  $Q_m$ . В связи с этим можно поставить математическую задачу сходимости ряда и, решив её, найти ограничения, накладываемые на распределения фотоотсчетов, при которых обратное преобразование Бернулли устойчиво.

Ряд (2) можно переписать в компактном виде:

$$P_n = (\eta - 1)^{-n} \sum_{m=n}^{\infty} (-1)^m a_{nm}. \quad (3)$$

Здесь  $a_{nm} = (\eta^{-1} - 1)^m C_m^n Q_m$ .

Интересной особенностью решения (3) является наличие граничного значения квантовой эффективности  $\eta = 0.5$ . Действительно, последовательность  $a_{nm}$  можно рассматривать как произведение 2-х последовательностей  $a_{nm}^{(1)} = (\eta^{-1} - 1)^m C_m^n$  и  $a_{nm}^{(2)} = Q_m$ . Т.к. ряд  $\sum_{m=n}^{\infty} Q_m$  сходится при любых распределениях  $Q_m$  из-за условия нормировки, то по признаку Абеля для сходимости ряда (3) достаточно, чтобы последовательность  $a_{nm}^{(1)}$  была монотонной и ограниченной. Последовательность  $a_{nm}^{(1)}$ , начиная с некоторого номера  $m$ , монотонна, поэтому для ее ограниченности достаточно, чтобы она сходилась к 0. Как следует из явного вида  $a_{nm}$ , при  $\eta > 0.5$   $\lim_{m \rightarrow \infty} a_{nm}^{(1)} = 0$ , а при  $\eta < 0.5$   $\lim_{m \rightarrow \infty} a_{nm}^{(1)} = \infty$ . Отсюда следует, что при  $\eta > 0.5$  ряд (3) сходится при любых  $Q_m$ , а при  $\eta < 0.5$  сходимость зависит от распределения  $Q_m$ .

Ряд (3) знакочередующийся, поэтому он сходится, если является рядом Лейбница, т.е. последовательность  $a_{nm}$  монотонно стремится к нулю при  $m \rightarrow \infty$ . Для сходимости ряда (3) достаточно, чтобы признак сходимости был выполнен лишь для его части, начиная с некоторого номера  $m = M_n$ . Замечая, что

$$a_{n,m+1} = a_{nm} \frac{m+1}{(m-n+1)} \left(\frac{1}{\eta} - 1\right) \frac{Q_{m+1}}{Q_m}, \quad (4)$$

получаем условие монотонного убывания последовательности  $a_{nm}$  в виде:

$$Q_{m+1} < Q_m \cdot \left(1 - \frac{n}{m+1}\right) \frac{\eta}{1-\eta}. \quad (5)$$

Так как  $\lim_{m \rightarrow \infty} Q_m = 0$ , то выполнение неравенства (5) приводит не только к монотонности, но и к  $\lim_{m \rightarrow \infty} a_{nm} = 0$ , значит, и к сходимости ряда (3). Таким образом, соотношение (5) можно рассматривать как критерий сходимости ряда (2) для произвольного  $n$ . В отношении устойчивости решения обратной задачи этот критерий надо понимать следующим образом. Если для всех  $n$  при заданном  $\eta$  можно найти такое конечное  $m = M_n$ , начиная с которого выполняется условие (5), то решение обратной задачи устойчиво. Заметим, что из полученного критерия следует, что для распределения  $Q_m$  преобразование, устойчивое при одном  $\eta$ , может стать неустойчивым при меньших  $\eta$ . Т.е. существует критическое значение квантовой эффективности  $\eta_{cr}$  – наименьшее значение квантовой эффективности, при котором метод устойчив для данного распределения.

В качестве примера применения критерия (5) приведём критическое значение квантовой эффективности для теплового распределения:

$$Q_m = \frac{\bar{m}^m}{(1+\bar{m})^{m+1}} \quad (6)$$

Подставляя это выражение в формулу (5), получим, что

$$m \left[ \frac{(1+\bar{m})\eta}{1-\eta} - \bar{m} \right] > \bar{m} + \frac{(1+\bar{m})(n-1)\eta}{1-\eta}. \quad (7)$$

Нижняя граница  $M_n$  существует, если  $(1+\bar{m})\eta/(1-\eta)-\bar{m} > 0$ . В противном случае  $m$  ограничено сверху, и  $M_n$  не существует. Из этого условия видно, что для критической квантовой эффективности  $(1+\bar{m})\eta_{cr}/(1-\eta_{cr})-\bar{m} = 0$ , т.е.

$$\eta_{cr} = \frac{\bar{m}}{1+2\bar{m}}. \quad (8)$$

Таким образом, в нашей работе проведен анализ решения обратной задачи статистики фотоотсчетов методом обратного преобразования Бернулли и найден критерий, позволяющий оценить устойчивость метода при произвольных  $\eta$  для произвольных инфинитных распределений фототсчетов  $Q_m$  в зависимости от их параметров. В соответствии с полученным критерием появилась возможность для каждого распределения  $Q_m$  найти минимально возможную квантовую эффективность детектирования  $\eta_{cr}$ , ниже которой восстановление инфинитного распределения фотонов  $P_n$  становится некорректным.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-12-00155).

### Литература

1. Лоудон Р. Квантовая теория света. Мир. 1976.
2. Lee C. // Phys. Rev. A. 1993. V. 48, P. 2285.
3. Herzog U. // Phys. Rev. A. 1996. V. 53. P. 1245.
4. Kiss T., Herzog U. и Leonhardt U. // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. № 3. P. 2433.

## STABILITY OF THE INVERSE BERNOULLI TRANSFORMATION METHOD IN PHOTODETECTION PROBLEMS

**P.P. Gostev\***, **S.A. Magnitskiy**, **A.S. Chirkin**

*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics.  
Russian Federation, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2, Faculty of Physics.*

\*e-mail: gostev.pavel@physics.msu.ru

A condition is found for infinite photocount distributions, under which the inverse Bernoulli transformation method is stable for one of the inverse problems of the photodetection theory, namely the inverse problem of photocount statistics, which consists of reconstructing the photon-number distribution from the photocount statistics. The application of the obtained criterion makes it possible to find the critical value of the quantum efficiency, above which the method is guaranteed to be stable.

**Key words:** inverse problem, stability, Bernoulli transformation, photocount statistics, photon-number distribution.

## УСИЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag<sub>2</sub>S ЗА СЧЕТ ДЕКОРИРОВАНИЯ ИХ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАЗМОННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ Au

И.Г. Гревцева\*, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Т.С. Кондратенко, А.С. Перепелица,  
Т.А. Чевычелова, В.Н. Дерепко

*ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», 394018, г. Воронеж,  
Университетская пл. 1.  
\*e-mail: grevtseva\_ig@inbox.ru*

В данной работе продемонстрировано неспецифичное проявление плазмон-экситонного взаимодействия на примере коллоидных квантовых точек (КТ) Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> с рекомбинационной люминесценцией в области 750 нм. Показано, что декорирование интерфейсов КТ Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> малыми наночастицами (НЧ) Au обеспечивает 10-ти кратное увеличение квантового выхода люминесценции в области 750 нм с одновременным увлечением времени жизни люминесценции от 4 до 200 нс при T=300 К. Экспериментально показано, что такое неспецифичное проявление плазмон-экситонного взаимодействия может быть обусловлено эффектом Перселла, усложненного вкладом носителей заряда, локализованных на ловушках, высвобождение которых под действием поляризационных эффектов НЧ Au приводит к увеличению среднего времени жизни рекомбинационной люминесценции КТ Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub>.

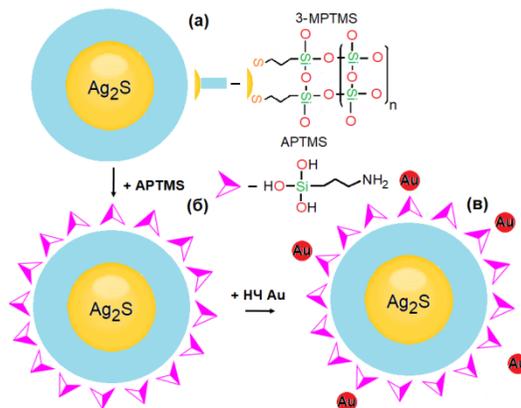
**Ключевые слова:** ИК люминесценция; спектры экстинкции; время жизни люминесценции; квантовые точки; плазмонные наночастицы, плазмон-экситонное взаимодействие.

Новые возможности управления фотофизическими процессами излучения коллоидных квантовых точек (КТ) открывает создание на их основе плазмон-экситонных (плекситонных) наноструктур. Люминесцентные свойства подобных наноструктур уникальны в силу их сильной зависимости от особенностей взаимодействия компонентов плазмон-экситонных наноструктур (расстояния между ними, близости спектральных резонансов и т.д.) [1-4]. В зависимости от силы 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 [1-4]. Большая часть исследований демонстрирует яркое проявление эффектов плекситонного взаимодействия для одиночных КТ с экситонным механизмом люминесценции [2-4]. Однако практическое применение плекситонных эффектов в современных приложениях нанофотоники требует понимания условий их проявления в люминесценции ансамблей КТ. Дисперсия КТ по размерам в ансамбле предполагает заметное уширение полосы люминесценции КТ, что оказывает непосредственное влияние на спектральное проявление плазмон-экситонного взаимодействия. Кроме того, условия необходимые для управления режимами плазмон-экситонного взаимодействия (близость спектральных резонансов, расстояние между компонентами), также предполагают наличие процессов обмена электронными возбуждениями, в частности безызлучательного переноса энергии от КТ к плазмонной НЧ [5], а также фотопереноса заряда в подобных системах [6]. В связи с этим проявление эффектов плазмон-экситонного взаимодействия в спектрально-люминесцентных свойствах ансамблей коллоидных КТ может носить весьма неспецифичный характер. Более того для большинства составов коллоидных КТ установлены признаки рекомбинационной люминесценции. При этом участие локализованных состояний, обусловленных наличием структурно-примесных дефектов КТ, во взаимодействии с плазмонными НЧ и их вклад в формирование «гибридных» люминесцентных свойств плекситонных наноструктур до сих пор остается не изученным. Следует обратить внимание на то, что для случая рекомбинационной люминесценции характерно значительное электрон-фононное взаимодействие и влияние центров безызлучательной рекомбинации на эффекты

плазмон-экситонного взаимодействия. В связи с этим, установление эффектов, объясняющих трансформацию спектрально-люминесцентных свойств в гибридных плекситонных наноструктурах на основе коллоидных КТ рекомбинационным свечением, представляется актуальной проблемой.

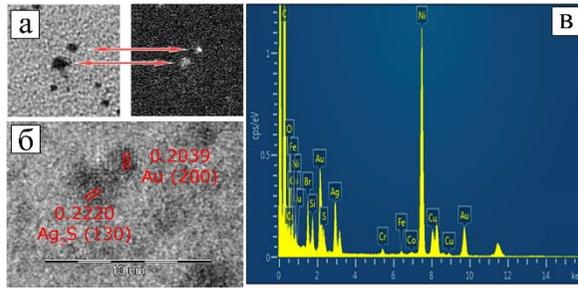
В данной работе представлены результаты трансформации спектрально-люминесцентных свойств ансамблей коллоидных КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ , обладающих рекомбинационной люминесценцией, в режиме плазмон-экситонного взаимодействия за счет декорирования их поверхности малыми сферическими наночастицами золота (НЧ Au).

Коллоидные КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  средним размером  $5.0 \pm 0.5$  нм синтезировали в рамках двухкомпонентной методики синтеза, где в качестве источника ионов серебра выступал водный раствор  $\text{AgNO}_3$ , а в качестве источника серы  $\text{Na}_2\text{S}$ . В качестве стабилизирующего агента и одновременно прекурсора  $\text{SiO}_2$  был использован кремнеземный лиганд (3-меркаптопропил)триметоксисилан (3-MPTMS) (рис. 1 (а)). Функционализацию поверхности КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  аминогруппами осуществляли введением этанольного раствора (3-аминопропил)триметоксисилана (APTMS) в коллоидный раствор КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ . С помощью центрифугирования КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2/\text{APTMS}$  отделяли от продуктов реакции и повторно ресуспендировали в этаноле (рис. 1 (б)). Далее 1 мл этанольного раствора, содержащего  $10^{16}$  КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2/\text{APTMS}$ , вносили в 50 мл коллоидного раствора, содержащего  $6 \times 10^{16}$  НЧ Au средним размером  $2.5 \pm 0.5$  нм. Плазмонные НЧ Au получали путем реакции восстановления  $\text{HAuCl}_4$  борогидридом натрия ( $\text{NaBH}_4$ ) в присутствии поверхностно активного вещества цетилтриметиламмония бромид (СТАВ) (рис. 1 (в)).



**Рис. 1.** Схематическое представление методов формирования КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ , КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2/\text{APTMS}$  и КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2/\text{APTMS}/\text{Au}$ .

Формирование КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  средним размером  $5.0 \pm 0.5$  нм было подтверждено путем сопоставления темнопольных и светлопольных ТЕМ изображений от КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ , полученных с помощью электронного микроскопа (TEM) Libra 120 (Carl Zeiss, Germany). Расхождения в размерах КТ на темнопольном ( $1.8 \pm 0.5$  нм) и светлопольном ( $5.0 \pm 0.5$  нм) снимках отнесены к формированию оболочки  $\text{SiO}_2$  (рис. 2 (а)). Анализ ТЕМ изображений высокого разрешения (HR ТЕМ), полученных с помощью электронного микроскопа JEOL 2000FX (JEOL Ltd., Japan), показал формирование агломератов частиц  $\text{Ag}_2\text{S}$  с моноклинной решеткой и частиц Au с кубической гранецентрированной решеткой (рис. 2 (б)), что подтверждает адсорбцию НЧ Au вблизи функционализированной аминогруппами поверхности КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ . В рамках анализа EDX данного фрагмента подложки обнаружены эмиссионные линии, соответствующие атомам Au, Ag, S, Si, O, что подтверждает данные НРТ ЭМ (рис. 2 (в))



**Рис. 2.** Светлопольное и темнопольное TEM изображения КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  (а) HR TEM изображения (б) и EDX спектр core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ , декорированных НЧ Au (в).

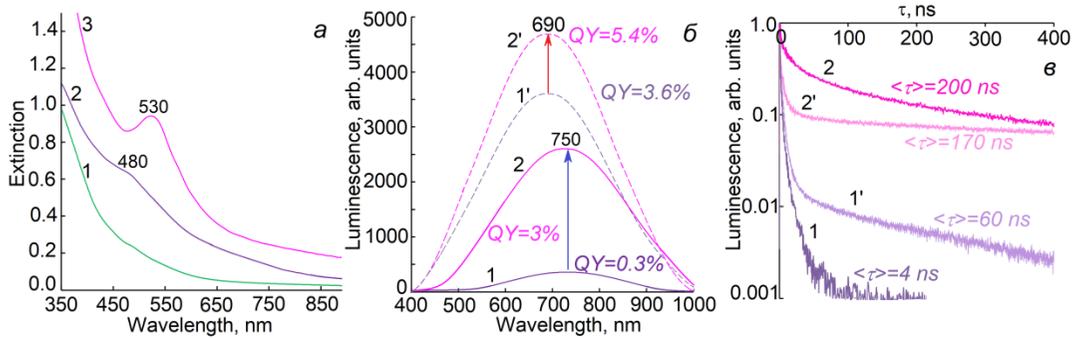
На рис. 3 представлены закономерности, демонстрирующие изменения спектрально-люминесцентных свойств КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  при декорировании их поверхности НЧ Au. В спектре оптического поглощения КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  наблюдается слабовыраженная особенность в области 455 – 550 нм (Рис. 3 (а)), что обусловлено преобладанием основного экситонного перехода в оптическом поглощении, характерного для носителей заряда, испытывающих конфинмент в нанокристаллах. Размытие отчетливого экситонного максимума в спектре оптического поглощения вызвано размерной дисперсией КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  в ансамбле. Максимум в спектре экстинкции света плазмонных НЧ Au при 480 нм обусловлен рассеянием и поглощением света НЧ Au диаметром  $2.5 \pm 0.5$  нм (Рис. 3 (а)). Адсорбция НЧ Au и частичное заполнения ими объема поверхности КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  приводит к уширению и длинноволновому смещению максимума экстинкции от 480 нм в область 530 нм (Рис. 3 (а)). Такое поведение спектра экстинкции может быть обусловлено укрупнением НЧ Au на поверхности КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  как за счет их досозревания, так и их агрегации на интерфейсах КТ.

Для коллоидных КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  наблюдали люминесценцию с максимумом полосы при 750 нм (Fig. 3 (б)). Значительная полуширина полосы люминесценции (0.7 эВ) и стоков сдвиг ( $\sim 0.8\text{eV}$ ) указывает на рекомбинационный характер свечения КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ . Декорирование поверхности КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  плазмонными НЧ Au приводит к увеличению квантового выхода рекомбинационной люминесценции КТ при 750 нм в 10 раз с одновременным увеличением ее среднего времени жизни от 4 нс до 200 нс при температуре 300 К (Fig. 3 (б, в)).

Такое неспецифичное поведение люминесцентных свойств КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  в режиме плазмон-экситонного взаимодействия может являться проявлением эффекта Перселла, усложненного влиянием эффектов экситон-фононного взаимодействия, концентрационного тушения, а также вероятного обмена электронными возбуждениями, в том числе с участием состояний  $\text{SiO}_2$  оболочки. Кроме того, рекомбинационный характер свечения и дефектная структура интерфейсов КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  играют важную роль в эффектах проявления плазмон-экситонного взаимодействия. Поскольку концентрация и тип локализованных состояний интерфейсов КТ, а также их энергетические и оптические свойства являются ключевыми факторами фотопроецессов, определяющих возникновение люминесценции в коллоидных КТ и гибридных структурах на их основе, включая длительность существования электронного возбуждения и квантовый выход их люминесценции.

Для минимизации вклада экситон-фононного взаимодействия в фотопроецессах КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  были получены спектры люминесценции и кривые кинетики затухания люминесценции КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  и КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2/\text{APTMS}/\text{НЧ Au}$  при температуре 77 К (Рис. 3 (б, в)). Установлено, что понижение температуры до 77 К способствует разгоранию интенсивности люминесценции КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  в 12 раз с увеличением ее времени жизни от 4 до 60 нс (Рис. 3 (б)), что обусловлено блокировкой каналов безызлучательной рекомбинации, роль которых выполняют локализованные состояния структурно-примесных дефектов. При этом, понижение температуры КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ , декорированных плазмонными НЧ Au, способствуют увеличению интенсивности люминесценции лишь в 1.5 раза (Рис. 3 (б)), однако,

при этом тенденция увеличения времени жизни аналогична исследованиям, проведенным при температуре 300 К (Рис. 3 (в)).



**Рис. 3.** Спектры экстинкции core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ – 1; НЧ Au – 2; и гибридных структур на их основе КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2/\text{APTMS}/\text{НЧ Au}$ – 3 (а). Спектры люминесценции core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  при  $T=300\text{ K}$ – 1 и при  $T=77\text{ K}$ – 2; КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2/\text{APTMS}/\text{НЧ Au}$  при  $T=300\text{ K}$ – 1' и при  $T=77\text{ K}$ – 2' (б). Кривые затухания люминесценции core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  при  $T=300\text{ K}$ – 1 и при  $T=77\text{ K}$ – 2; КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2/\text{APTMS}/\text{НЧ Au}$  при  $T=300\text{ K}$ – 1' и при  $T=77\text{ K}$ – 2' (в).

Такое поведение люминесцентных свойств КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  в условиях плазмон-экситонного взаимодействия может быть обусловлено влиянием ближнего поля плазмонных НЧ Au на энергетические свойства (изменение глубины) мелких локализованных состояний КТ. В связи с этим, такое неспецифичное проявление плазмон-экситонного взаимодействия может быть обусловлено эффектом Перселла, усложненного вкладом носителей заряда, локализованных на ловушках, высвобождение которых под действием поляризационных эффектов НЧ Au приводит к увеличению среднего времени жизни рекомбинационной люминесценции КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-12-00266.

### Литература

1. Luo Y., Zhao J. // Nano Research. 2019. V. 12(9). P. 2164.
2. Cao En, Lin W., Sun M., Liang W., Song Yu. // Nanophotonics. 2018. V. 7(1). P. 145.
3. Nugroho B.S., Iskandar A.A., Malyshev V.A., et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 075302
4. Chen H.-J. // Laser Phys. Lett. 2020. V. 17. P. 025201.
5. Oh E., Huston A.L., Shabaev A., et al. // Scientific Reports. 2016. V. 6. P. 35538
6. Mondal N., Samanta A. // J. Phys. Chem. C 2016. 120. P. 650.

## LUMINESCENCE ENHANCEMENT OF COLLOIDAL $\text{Ag}_2\text{S}$ QUANTUM DOTS DUE TO DECORATING THE SURFACE WITH PLASMONIC Au NANOPARTICLES

I.G. Grevtseva\*, O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, T.S. Kondratenko, A.S. Perepelitsa,  
T.A. Chevychelova, V.N. Derepko

Voronezh State University, Russia, 394018, Voronezh, Universitetskaya sq., 1.,

\*grevtseva\_ig@inbox.ru

In this work, a non-specific manifestation of plasmon-exciton interaction is demonstrated for colloidal  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  quantum dots (QDs) with recombination luminescence at 750 nm. It is shown that decorating

Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> QDs interface with small Au nanoparticles (NPs) provides a tenfold increase in the luminescence quantum yield at 750 nm with a simultaneous increase in the luminescence lifetime from 4 to 200 ns at T = 300 K. The non-specific manifestation of the plasmon - exciton interaction is due to the Purcell effect, complicated by the contribution of charge carriers, localized on traps. Their extrication due to the polarization effects of Au NPs leads to an increase in the average lifetime of Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> QDs recombination luminescence.

**Key words:** IR luminescence; extinction spectra; luminescence lifetime; quantum dots; plasmonic nanoparticles, plasmon-exciton interaction.

## РАДИАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНОЙ НАНОАНТЕННЫ “КУБ-В-ЧАШКЕ”

А.В. Гриценко<sup>1, \*</sup>, С.П. Елисеев<sup>1</sup>, Н.С. Курочкин<sup>1</sup>, П.В. Лега<sup>2</sup>, А.П. Орлов<sup>2</sup>,  
А.С. Ильин<sup>2</sup>, А.Г. Витухновский<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва  
119991, Москва, Ленинский проспект, д.53

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9  
\*e-mail: grits\_alex@rambler.ru

Важной областью нанопотоники является создание эффективных квантовых излучателей, работающих с высокой частотой излучения фотонов. В связи с этим плазмонные нанопотонные антенны на основе наночастиц на металле (нанопатч антенны) крайне актуальны. Мы создали и исследовали новую гибридную нанопотонную антенну с серебряным нанокубиком на металле и коллоидными квантовыми точками. Мы демонстрируем увеличение скорости спонтанного излучения квантовых точек до 80 раз. Результаты показывают возможность создания плазмонных антенн контролируемым способом путем создания массива регулярно расположенных наноразмерных полостей-резонаторов.

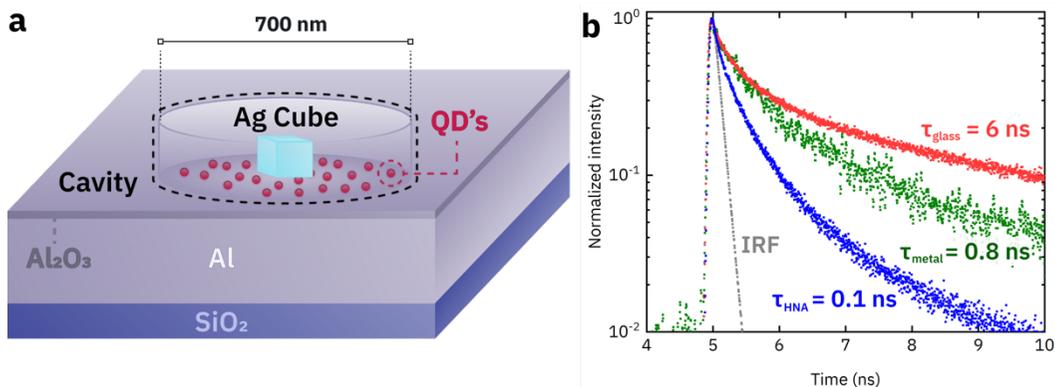
**Ключевые слова:** гибридная нанопотонная антенна, плазмонный резонанс, коллоидная квантовая точка, ионно-лучевая литография, эффект Парселла.

Наночастицы на металле (нанопатч антенны, НПА) активно изучаются более 5 лет и показали свою эффективность для задач нанопотоники [1]. Были получены высокие скорости спонтанного излучения (до 10-100 пс) на основе НПА для различных излучателей, таких как органические молекулы [2, 3], квантовые точки (КТ) [4-6] и нанопотонные алмазы с NV-центрами [7]. Более того, НПА могут обеспечивать генерацию одиночных фотонов с отдельными коллоидными квантовыми точками и NV-центрами [7-8]. Однако данный тип антенн имеет несколько проблем.

Первая проблема связана с неконтролируемым размещением наночастиц на подложке, поскольку создание нанопотонных антенн в заданном месте (для коллоидных наночастиц) несколько затруднительно. Вторая проблема - значительные омические потери в металле, из которого состоят плазмонные нанопотонные антенны [9]. Потери в металлических нанопотонных антеннах можно уменьшить, модифицировав геометрию системы [10] или добавив диэлектрические компоненты [11]. В исследовании [12] предлагается иной подход. Авторы показывают возможность снижения нерадикационных потерь за счет гибридации колебательных мод плазмонной наночастицы и внешнего резонатора.

Мы решили развить идею добавления внешнего резонатора к нанопатч антенне. Таким образом, мы разработали новую гибридную нанопотонную антенну, состоящую из нанокуба и круглой металлической полости (рис. 1а). Мы экспериментально показываем значительное изменение скорости и интенсивности спонтанного излучения КТ, помещенного в зазор гибридной нанопотонной антенны при комнатной температуре. В этом случае исследуемые антенны размещаются в определенном структурированном массиве лунок.

Исследование лунок (чашек) показало как яркие, так и тусклые центры. Это явление должно быть связано с наличием или отсутствием нанокубов в полостях. Для точного определения наличия кубиков в полостях образец был исследован на сканирующем электронном микроскопе.



**Рис. 1.** (a) Схема гибридной наноантенны. (b) Сравнение измеренных кинетических кривых флуоресценции квантовых точек на стекле (красная кривая), на металле (зеленая кривая) и в зазоре гибридной наноантенны (синяя кривая). Серая кривая - аппаратная функция регистрации приборов.

Основываясь на измерениях флуоресценции ярких точек, мы получили кинетические кривые. На рис.1b показаны примеры кинетические зависимости излучения квантовых точек в различных средах. Для КТ, размещенных на стекле, среднее время затухания люминесценции составляет 6 нс. Когда слой квантовых точек помещается на металл, свойства излучения резко меняются. Время спонтанного излучения уменьшается до 0,8 нс. Одновременно уменьшается интенсивность излучения, что указывает на эффект тушения люминесценции металлом. Излучение квантовых точек в гибридных наноантеннах показывает сокращение времени на 1-2 порядка (до 100 пс).

### Литература

1. Bogdanov S. I., Boltasseva A., Shalaev V. M. Overcoming quantum decoherence with plasmonics //Science. – 2019. – Т. 364. – №. 6440. – С. 532-533.
2. Akselrod G. M. et al. Probing the mechanisms of large Purcell enhancement in plasmonic nanoantennas //Nature Photonics. – 2014. – Т. 8. – №. 11. – С. 835-840.
3. Gritsienko A. V. et al. Radiative characteristics of nanopatch antennas based on plasmonic nanoparticles of various geometry and tris (2, 2'-bipyridine) ruthenium (II) hexafluorophosphate //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2019. – Т. 52. – №. 32. – С. 325107.
4. Kurochkin N. S. et al. Silver nanoparticle on aluminum mirror: active spectroscopy and decay rate enhancement //Nanotechnology. – 2020. – Т. 31. – №. 50. – С. 505206.
5. Hoang T. B. et al. Ultrafast spontaneous emission source using plasmonic nanoantennas //Nature communications. – 2015. – Т. 6. – №. 1. – С. 1-7.
6. Eliseev S. P. et al. Picosecond time of spontaneous emission in plasmonic patch nanoantennas //JETP letters. – 2016. – Т. 103. – №. 2. – С. 82-86.
7. Bogdanov S. I. et al. Ultrabright room-temperature sub-nanosecond emission from single nitrogen-vacancy centers coupled to nanopatch antennas //Nano letters. – 2018. – Т. 18. – №. 8. – С. 4837-4844.
8. Hoang T. B., Akselrod G. M., Mikkelsen M. H. Ultrafast room-temperature single photon emission from quantum dots coupled to plasmonic nanocavities //Nano letters. – 2016. – Т. 16. – №. 1. – С. 270-275.
9. Yang J., Hugonin J. P., Lalanne P. Near-to-far field transformations for radiative and guided waves //ACS photonics. – 2016. – Т. 3. – №. 3. – С. 395-402.
10. Bogdanov S. I. et al. Ultrafast quantum photonics enabled by coupling plasmonic nanocavities to strongly radiative antennas //Optica. – 2020. – Т. 7. – №. 5. – С. 463-469.

11. Li W. et al. Truncated Metallo-Dielectric Omnidirectional Reflector: Collecting Single Photons in the Fundamental Gaussian Mode with 95% Efficiency //ACS Photonics. – 2020. – Т. 7. – №. 9. – С. 2474-2481.
12. Gurlek B., Sandoghdar V., Martín-Cano D. Manipulation of quenching in nanoantenna–emitter systems enabled by external detuned cavities: a path to enhance strong-coupling //ACS Photonics. – 2018. – Т. 5. – №. 2. – С. 456-461.

## RADIATION PROPERTIES OF THE “CUBE-IN-A-CUP” HYBRID NANOANTENNA

**A.V. Gritsienko<sup>1,\*</sup>, S.P. Eliseev<sup>1</sup>, N.S. Kurochkin<sup>1</sup>, P. V. Lega<sup>2</sup>, A.P. Orlov<sup>2</sup>, A.S. Ilin<sup>2</sup>,  
A.G. Vitukhnovsky<sup>1,3</sup>**

*<sup>1</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences  
119991 Russia, Moscow, 53 Leninskiy Pr.*

*<sup>2</sup>Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences  
125009 Russia, Moscow, Mokhovaya Str. 11, Build 7*

*<sup>3</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)  
141700 Russia, Moscow Region, Dolgoprudnyi, 9 Institutskii Per.*

\*e-mail: grits\_alex@rambler.ru

The development of efficient quantum emitters that produce photons at a high frequency is an important field in nanophotonics. Plasmon nanoantennas based on metal nanoparticles (nanopatch antennas) are particularly relevant in this regard. We have created and investigated a new hybrid nanoantenna with a silver nanocube on a metal and colloidal quantum dot. We show that the rate of spontaneous emission of quantum dots can be increased by up to 80 times. The results show the possibility of creating plasmon antennas in a controlled way by creating an array of regularly arranged nanoscale cavities-resonators.

**Key words:** hybrid nanoantenna, plasmon resonance, colloidal quantum dot, ion beam lithography, Purcell effect.

# НАБЛЮДЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В АНСАМБЛЯХ NV-ЦЕНТРОВ В АЛМАЗЕ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Р.А. Ахмеджанов, Л.А. Гушчин\*, И.В. Зеленский, В.А. Низов, Н.А. Низов, Д.А. Собгайда

*Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46  
\*e-mail: gushchin@mail.ru*

Представлены результаты экспериментальных наблюдений когерентных эффектов в NV-центрах в алмазе. Продемонстрирован эффект когерентных осцилляций населённости при использовании двухчастотной накачки и амплитудно-модулированной одночастотной накачки. Получен эффект когерентного пленения населённости в  $\Lambda$ -схеме, образованной переходами между подуровнями основного состояния дефекта во внешнем магнитном поле. Продемонстрирован динамический эффект Штарка.

**Ключевые слова:** центры азот-вакансия в алмазе, когерентные осцилляции населённости, когерентное пленение населённости, динамический эффект Штарка

Центры азот-вакансия в алмазе (NV-центры) часто используются в качестве рабочей среды для устройств зондирования магнитных и электрических полей, температуры, реализации квантовых вычислений, а также стабильных флуоресцентных биомаркеров. Это связано с сочетанием удобства оптического детектирования квантового состояния и большого времени жизни когерентности даже при комнатной температуре. Основное состояние NV-центров имеет переходы между подуровнями в микроволновом диапазоне, которые могут быть использованы для наблюдения различных когерентных и нелинейных эффектов, о трех из которых пойдет речь в данном докладе.

Первым эффектом являются так называемые когерентные осцилляции населённости (КОН). Они проявляются как узкий провал в линии поглощения при сканировании частоты пробного излучения вблизи частоты одновременно приложенного к среде возбуждающего излучения с постоянной частотой. В отличие от обычного спектрального провала, ширина которого ограничена однородным уширением  $1/T_2$ , ширина резонанса КОН может быть намного меньше, и соответствует скорости релаксации населённости  $1/T_1$ . Нами были получены такие резонансы КОН как при использовании двухчастотной накачки, создаваемой синхронизированными генераторами, так и при использовании амплитудно-модулированной одночастотной накачки. Исследована зависимость профилей от интенсивности оптической накачки и мощности микроволнового поля и показано, что этот эффект может быть использован для изучения релаксационных процессов в NV-центрах.

Следующим рассмотренным эффектом является когерентное пленение населённости. Аналогично работе [1], для реализации используются подуровни основного состояния дефекта, отвечающие различным проекциям ядерного спина атома азота. Показано, что во внешнем магнитном поле, имеющем проекцию, перпендикулярную ориентации NV-центра, переходы без сохранения ядерного спина оказываются разрешенными и могут образовывать  $\Lambda$ -схему. Продемонстрировано когерентное пленение населённости в такой  $\Lambda$ -схеме. Исследована зависимость характеристик провала в спектре флуоресценции от двухфотонной отстройки и интенсивности управляющего поля.

Продемонстрирован динамический эффект Штарка (эффект Ауслера-Таунса) в различных конфигурациях. Для выделенной внешним магнитным полем ориентации NV-центров получены зависимости в ситуации, когда сильное (управляющее) и пробное поля действуют на разные переходы, имеющие общий нижний уровень, и в ситуации, когда они действуют на один и тот же переход.

Работа выполнена в рамках мегагранта Правительства Российской Федерации (номер договора 14.W03.31.0028), а также госконтракта с ФИЦ ИПФ РАН, проект № 0030-2021-0004.

**Литература**

1. P. Huillery, J. Leibold, T. Delord, L. Nicolas, J. Achard, A. Tallaire, G. Hétet Coherent microwave control of a nuclear spin ensemble at room temperature // Physical Review B. – 2021. – Т. 103. – №. 14. – С. L140102.

**OBSERVATION OF COHERENT AND NONLINEAR EFFECTS IN ENSEMBLES OF NV CENTERS IN DIAMOND IN THE MICROWAVE RANGE AT ROOM TEMPERATURE**

**R.A. Akhmedzhanov, L.A. Gushchin\*, I.V. Zelensky, V.A. Nizov<sup>1</sup>, N.A. Nizov<sup>1</sup>,  
D.A. Sobgayda<sup>1</sup>**

*Federal research center Institute of Applied Physics RAS  
603950 Nizhny Novgorod, Ul'yanov Street 46  
\*e-mail: gushchin@mail.ru*

Experimental results of observation of coherent effects in nitrogen-vacancy centers in diamond are presented. We observed coherent population oscillations using two-frequency pump and single-frequency amplitude modulated pump. The effect of coherent population trapping is obtained in a  $\Lambda$ -scheme formed by transitions between sublevels of the ground state of a defect in an external magnetic field. We also demonstrated AC Stark effect.

**Key words:** nitrogen-vacancy centers in diamond, coherent population oscillations, coherent population trapping, AC Stark effect

## ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ЯЧЕЙКА КАК ГЕНЕРАТОР СПЕКЛ-СТРУКТУР ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Н.Н. Давлетшин<sup>1,\*</sup>, Д.А. Иконников<sup>2</sup>, В.С. Сутормин<sup>1,2</sup>, Ф.А. Барон<sup>2</sup>, А.М. Вьюнышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт инженерной физики и радиоэлектроники,  
Сибирский федеральный университет  
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28,*

<sup>2</sup>*Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок д. 50, стр. 38  
\*e-mail: k\_davletshin@mail.ru*

Продемонстрирована возможность использования жидкокристаллической ячейки для создания случайных пространственных распределений интенсивности. В методе классических фантомных изображения, жидкокристаллическая ячейка выступает в качестве генератора спекл-структур. Показан процесс восстановления изображения объекта, качество которого оценивалось с помощью индекса структурного сходства.

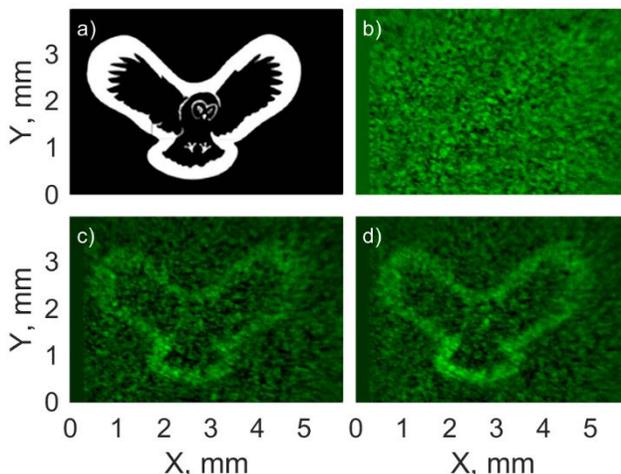
**Ключевые слова:** фантомное изображение, пространственная корреляция, жидкокристаллическая ячейка, индекс структурного сходства

Фантомные изображения – представляют собой метод визуализации объектов, в котором используются корреляционные характеристики света. Интерес к фантомным изображениям продолжает возрастать несмотря на то, что данный метод был предложен более 20 лет назад. Фантомные изображения – это изображения объекта, полученные методом восстановления функции пространственной корреляции двух световых полей, одно из которых проходит через объект и регистрируется детектором, не имеющим пространственного разрешения, в то время как второе поле не взаимодействует с объектом, но регистрируется детектором с пространственным разрешением [1,2].

Так как принцип восстановления изображения объекта основан на восстановлении функции пространственной корреляции, то в экспериментах необходимо использовать скоррелированные световые поля со случайным распределением фазы или интенсивности, так называемые спекл-структуры. Для их создания используются различные устройства, такие как вращающийся матовый диск [3,4], двумерный деформируемый массив микрозеркал (ДММЗ) [5] и пространственный модулятор света (ПМС)[6]. Однако данные устройства имеют свои недостатки. Из-за периодического вращения матовый диск не обеспечивает абсолютно случайного распределения интенсивности. ПМС и ДММЗ позволяют обеспечить псевдослучайную статистику генерации спеклов. Необходимость наличия комплекса для проведения сложных компьютерных вычислений ограничивает область применения данных устройств.

В данной работе рассматривается возможность применения жидкокристаллической (ЖК) ячейки, заполненной нематической смесью с отрицательной диэлектрической анизотропией, в качестве элемента, позволяющего получать спекл-структуры с требуемыми пространственными и временными характеристиками. Случайные спекл-структуры образуются в результате динамического рассеяния света за счет электрогидродинамической неустойчивости, возникающей при воздействии электрического поля. Экспериментально показана низкая степень взаимных корреляций спекл-структур, генерируемых ЖК ячейкой на примере 100 реализаций. В ходе работы было восстановлено изображение амплитудной маски с использованием псевдотермического источника света, как показано на рисунке 1.

Для анализа сходства полученного фантомного изображения с исходным объектом был использован индекс структурного сходства. В отличие от отношения сигнал-шум, расчетная формула данного индекса позволяет оценить сходство двух изображений с учетом следующих параметров: степень корреляции, контраст и яркость.



**Рис. 1.** Амплитудная маска (объект) (а). Фантомное изображение объекта, восстановленное через 100 (b), 2500 (c) и 5000 (d) реализаций.

Таким образом, показано, что ЖК ячейка позволяет получать случайные спекл-картины, которые могут использоваться для восстановления изображения объекта, представляющего собой амплитудную маску.

#### Литература

1. Padgett M.J., Boyd R.W // *Phil. Trans.* 2017. Т. 375 №2099. P. 20160233.
2. Shapiro J., Baris I. // *AIP Conference Proceedings.* 2009. V. 1110. P. 417-422.
3. Ferri F., Magatti D., Lugiato L., Gatti A. // *Physical Review. Letters.* 2010. V. 104. P. 253603.
4. Gatti A., Brambilla E., Bache M. et al. // *Physical Review. Letters.* 2004. V.93. P. 093602.
5. Sun B., Edgar M., Bowman R. et al.// *Science NY.* 2013. V.340. P. 844-847.
6. Shapiro J. // *Physical Review. A.* 2008. V.78 P. 061802.
7. Bromberg Y., Katz O., Silberberg Y. // *Physical Review A.* 2009. V. 79. P. 053840.

## LIQUID CRYSTAL CELL AS A SPECKLE STRUCTURE GENERATOR FOR GHOST IMAGE RECONSTRUCTION

N.N. Davletshin<sup>1,\*</sup>, D.A. Ikonnikov<sup>2</sup>, V.S. Sutormin<sup>1,2</sup>, F.A. Baron<sup>2</sup>, A.M. Vyunishev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Engineering Physics and Radio Electronics, Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia*

<sup>2</sup>*Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, Krasnoyarsk, 660036, Russia*

\*e-mail: k\_davletshin@mail.ru

The possibility of using a liquid crystal cell to generate random spatial intensity distributions has been demonstrated. In the classical ghost imaging, the liquid crystal cell acts as a speckle generator. The quality of restored images has been estimated using the index of structural similarity.

**Key words:** ghost imaging, cross-correlation, liquid crystal cell, index of structural similarity.

# ВЫСОКОДОБОТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОРЕЗОНАТОР ИЗ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА

А.Н. Данилин<sup>1,2,\*</sup>, Г.Д. Слинков<sup>2</sup>, К.Н. Миньков<sup>1</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, И.А. Биленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр

143026, Москва, Сколково, ул. Новая, д. 100 А

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

119991, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1

\*e-mail: a.danilin@rqc.ru

Мы изготовили высокодобротный оптический микрорезонатор с модами шепчущей галереи (РШГ) добротностью  $Q = 1.45 \times 10^8$  из магнитооптического материала, обладающего ярко выраженным эффектом Фарадея. В нём мы экспериментально исследовали амплитуду отклонения собственных частот под действием периодического магнитного поля и продемонстрировали поворот плоскости поляризации светового пучка в материале резонатора. Была разработана математическая модель для описания положения собственных частот в магнитооптических двулучепреломляющих РШГ.

**Ключевые слова:** Микрорезонатор, магнитооптика, эффект Фарадея.

Микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (РШГ) [1-6] могут обладать крайне-высокой добротностью, что определило их использование во многих областях, таких как фотоника, нелинейная оптика, прецизионные измерения, лазерные источники, перестраиваемые узкополосные фильтры. В том числе, РШГ широко используются в основе различных сенсоров: акустических колебаний, температуры, механической деформации, оптических гироскопов и даже систем обнаружения одиночных атомов. Хотя электрооптические взаимодействия в РШГ хорошо изучены, РШГ из материалов, чувствительных к магнитному полю, изучены гораздо меньше.

В этой работе исследуем возможность использования магнитооптических РШГ в качестве модуляторов и сенсоров магнитного поля. Тербий-галлиевый-гранат ( $Tb_3Ga_5O_{12}$ , ТГГ) был выбран в качестве материала для РШГ, так как он обладает рекордной постоянной Верде  $-134$  рад/(Т·м) на длине волны  $632$  нм среди других магнитооптических кристаллов, а также низкими оптическими потерями в материале ( $\alpha < 0.001$  при  $\lambda = 632$  нм), что является многообещающим фактором для создания высокодобротного РШГ [7].

Мы предсказали и экспериментально обнаружили наличие модуляции собственной частоты микрорезонатора под воздействием переменного магнитного поля, вызванной эффектом Фарадея. Кроме того, мы реализовали систему контроля состояния поляризации в материале при помощи двух элементов связи в различных точках резонатора и подтвердили, что плоскость поляризации претерпевает поворот, зависящий от траектории света относительно магнитного поля (этот поворот обнуляется за полный проход света по периметру резонатора).

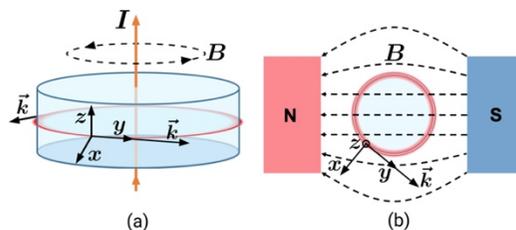


Рис. 1. Возможные геометрии взаимодействия света и магнитного поля в РШГ (оптический путь показан красным): (а) коллинеарная, магнитное поле  $\mathbf{B}$ , создаваемое током  $\mathbf{I}$ , сонаправлено с волновым вектором в любой заданной точке на пути света; (б) поперечная, магнитное поле  $\mathbf{B}$  однородно в любой точке на пути света.

Эффект Фарадея обычно рассматривается в коллинеарной геометрии, когда свет распространяется вдоль силовых линий магнитного поля (Рис. 1(a)). В нашей работе мы рассмотрим так называемую поперечную геометрию (Рис. 1(b)). Можно показать, что в поперечной геометрии спектр пропускания системы, содержащей РШГ и элемент связи, может быть легко получен с использованием рекуррентной формулы  $E_{j+1} = a\widehat{M}_r E_j$ , где вектор Джонса  $E_j$  описывает состояние света через  $j$  полных оборотов в резонаторе,  $\widehat{M}_r$  – матрица Джонса за полный оборот света.

Вектор Джонса на выходе из системы  $E_{out}$  на заданной длине волны и для заданной конфигурации магнитного поля, может быть вычислен путем суммирования  $E_j$ , прошедших через резонатор один, два, три и так далее раз. Разбив окружность резонатора на  $N \sim 10^5$  малых секторов, мы можем получить матрицу Джонса для полного оборота света  $\widehat{M}(\theta_j)$  путём перемножения матриц  $\widehat{M}(\theta_j)$ :  $\widehat{M}_r = \lim_{N \rightarrow \infty} \prod_{j=1}^N \widehat{M}(\theta_j) = \lim_{N \rightarrow \infty} \prod_{j=1}^N \widehat{M}(\frac{2\pi j}{N})$ , где  $\theta_j$  – угол между волновым вектором и вектором магнитного поля в каждом из секторов,  $\widehat{M}(\theta_j)$  – матрица Джонса для  $j$ -го сектора. Зная матрицу Джонса, легко получить спектр пропускания, по форме которого легко рассчитать положение резонансного пика. Стоит отметить, что разработанная модель применима для произвольных геометрий магнитного поля.

Нами был изготовлен из ТГГ методом алмазного точения РШГ диаметром **2.85** мм, и была измерена его добротность, составившая  $Q = 1.45 \times 10^8$  для ТЕ-мод, что может считаться рекордом среди материалов с высокой постоянной Верде. Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 2.

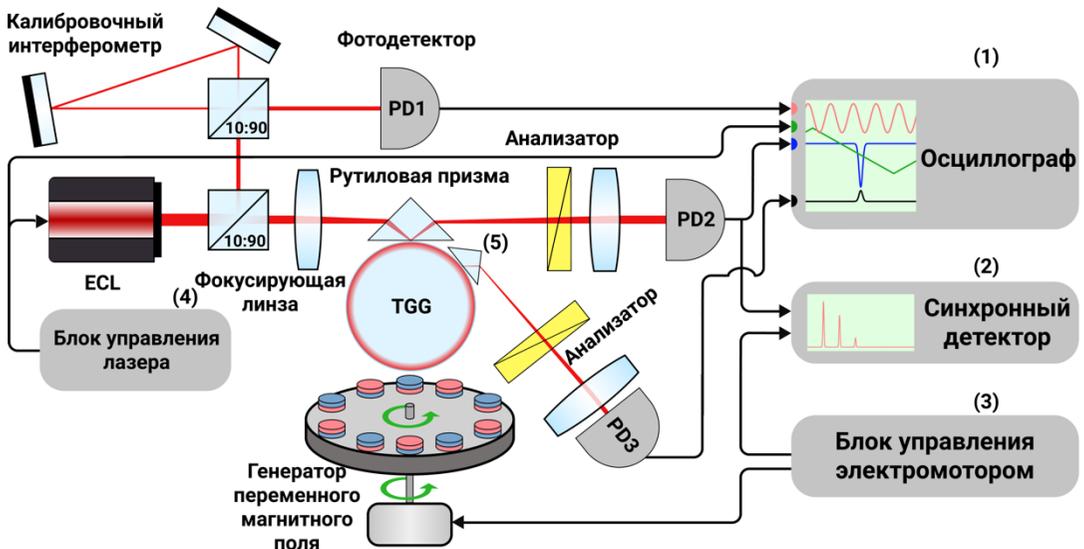


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. (1) – осциллограф для контроля выходного сигнала РШГ из двух различных элементов связи, сигнала развертки длины волны источника тока лазера и калибровочного интерферометра; (2) – синхронный детектор; (3) – блок управления электродвигателя, обеспечивающий фиксированную частоту вращения генератора магнитного поля; (4) блок управления лазера с внешним резонатором.

Результирующая амплитуда модуляции частоты показана в зависимости от величины магнитного поля на Рис. 3. Экспериментальные данные (точки) хорошо соответствуют теоретическим результатам (черная пунктирная линия). Максимальная амплитуда модуляции частоты **1.6** МГц была зарегистрирована нами при амплитуде **1100** Гаусс. Динамические

измерения проводились в диапазоне частот воздействия магнитного поля от **20** до **40** Гц. Результирующая амплитуда модуляции частоты хоть и не зависит от величины добротности  $Q$ , однако, высокая добротность позволяет повысить точность измерений. Коллинеарная геометрия взаимодействия (Рис. 1(a)) привлекательна почти десятикратным увеличением амплитуды модуляции собственной частоты, по сравнению с поперечной геометрией (Рис. 1(b)) при той же напряженности магнитного поля, как это можно понять из Рис. 3. С другой стороны, такая реализация, основанная на токе, пропущенном через отверстие в резонаторе [8], неизбежно приводит к нежелательному нагреву.

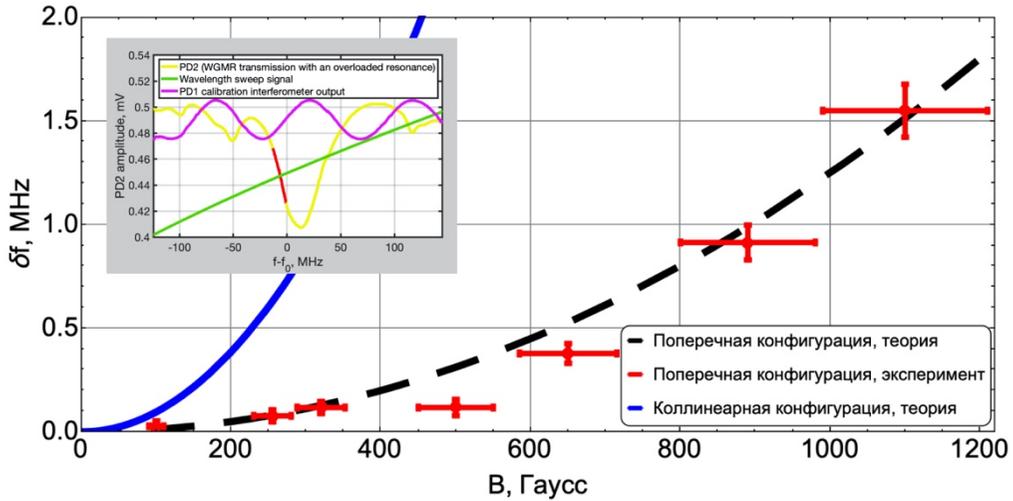


Рис. 3 Амплитуда частотной модуляции собственной моды РШГ, измеренная на второй гармонике воздействия магнитного поля. Численно рассчитанная резонансная частота поперечной конфигурации отображена пунктирной линией. На вставке проиллюстрирован метод измерений (область склона, выбранная для измерений, выделена красным цветом).

Теоретические расчёты показывают, что поворот поляризации за полный оборот должен быть равен нулю. Экспериментально было проверено, что вращения плоскости поляризации (смещение ТЕ- и ТМ-мод) не наблюдалось. Точность этих измерений оценивается в  $\sim 0.01^\circ$ .

Чтобы еще раз подтвердить, что наблюдаемый сдвиг вызван именно эффектом Фарадея, необходимо измерить поворот поляризации в различных точках окружности резонатора. Для исследования состояния поляризации в некоторой промежуточной точке оптического пути, был использован дополнительный элемент связи - алмазная призма. Поворот поляризации выходного пучка из второй призмы измерялся изменением угла анализатора. Величина поворота плоскости поляризации, полученная на участке светового пути между двумя призмами, оказалась равна  $1.59^\circ$  относительно начального состояния. Расчет, выполненный, используя формализм матриц Джонса, дает нам поворот  $1.53^\circ$ , что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Итак, в результате проведенных исследований мы продемонстрировали рекордную добротность  $Q = 1.45 \times 10^8$  для РШГ из ТГГ и исследовали влияние магнитного поля на спектр собственных частот в изготовленном микрорезонаторе. В частности, мы изучили амплитуду модуляции собственных частот, индуцированную гармоническим низкочастотным поперечным однородным магнитным полем, оказавшуюся пропорциональной квадрату величины магнитного поля. Как датчик слабого магнитного поля или модулятор, РШГ из ТГГ, очевидно, уступает многим другим устройствам, способным на детектирование полей амплитудой  $1 \text{ fT}$  [9]. Тем не менее, РШГ из ТГГ имеет свои преимущества, такие как возможность обнаружения более высокочастотного поля (ограниченного только временем релаксации оптической моды - в нашем случае около 3 МГц) и отсутствие насыщения на любой достижимой напряженности магнитного поля. Возможное использование

взаимодействия между семействами мод ТЕ и ТМ через высокочастотное переменное магнитное поле в резонаторах РШГ, изготовленных из материалов с эффектом Фарадея, заслуживает дальнейшего изучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 20-12-00344).

### Литература

1. Braginsky V. B., Gorodetsky M. L., Ilchenko V. S. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes //Physics letters A. – 1989. – Т. 137. – №. 7-8. – С. 393-397
2. Grudinin I. S. et al. Ultra high Q crystalline microcavities //Optics Communications. – 2006. – Т. 265. – №. 1. – С. 33-38.
3. Ward J., Benson O. WGM microresonators: sensing, lasing and fundamental optics with microspheres //Laser & Photonics Reviews. – 2011. – Т. 5. – №. 4. – С. 553-570.
4. Strekalov D. V. et al. Nonlinear and quantum optics with whispering gallery resonators //Journal of Optics. – 2016. – Т. 18. – №. 12. – С. 123002.
5. Matsko A. B., Ilchenko V. S. Optical resonators with whispering-gallery modes-part I: basics //IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. – 2006. – Т. 12. – №. 1. – С. 3-14.
6. Ilchenko V. S., Matsko A. B. Optical resonators with whispering-gallery modes-part II: applications //IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. – 2006. – Т. 12. – №. 1. – С. 15-32.
7. Vllora E. G. et al. Faraday rotator properties of  $\text{Tb}_3\text{[Sc}_{1-x}\text{Lu}_x\text{]O}_{12}$ , a highly transparent terbium-garnet for visible-infrared optical isolators //Applied Physics Letters. – 2011. – Т. 99. – №. 1. – С. 011111.
8. Vincent S. et al. Thermally tunable whispering-gallery mode cavities for magneto-optics //Applied Physics Letters. – 2020. – Т. 116. – №. 16. – С. 161110.
9. Dang H. B., Maloof A. C., Romalis M. V. Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer //Applied Physics Letters. – 2010. – Т. 97. – №. 15. – С. 151110.

## HIGH-Q WHISPERRING-GALLERY-MODE RESONATOR FABRICATED FROM MAGNETO-OPTICAL MATHERIAL

A.N. Danilin<sup>1,2,\*</sup>, G.D. Slinkov<sup>2</sup>, K.N. Min'kov<sup>1</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>, I.A. Bilenko<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Russian Quantum Center

143026 100A Novaya str., Skolkovo, Russia

<sup>2</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

119991 1-2 Leninskiye Gory, Moscow, Russia

\*e-mail: a.danilin@rqc.ru

We have manufactured an optical whispering-gallery-mode resonator (WGMR) with the quality factor of  $Q=1.45 \times 10^8$  manufactured from a magneto-optical with high Verdet constant. We have experimentally studied the eigenfrequencies' deviation amplitude under the application of a magnetic field and demonstrated the polarization plane declination over the light path. An analytical model for arbitrary magnetic field geometries in magneto optic birefringent WRMRs has been developed.

**Key words:** Microresonator, magneto-optics, Faraday effect.

## ТРЕХМЕРНЫЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ ЭЙРИ-БЕССЕЛЯ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ю.В. Двужилова, И.С. Двужиллов\*, И.А. Челнынецв, Т.Б. Шилов, М.Б. Белоненко

*Волгоградский Государственный Университет  
400062, г. Волгоград, пр-т Университетский, 100  
\*e-mail: Dvuzhilov.ilya@volsu.ru*

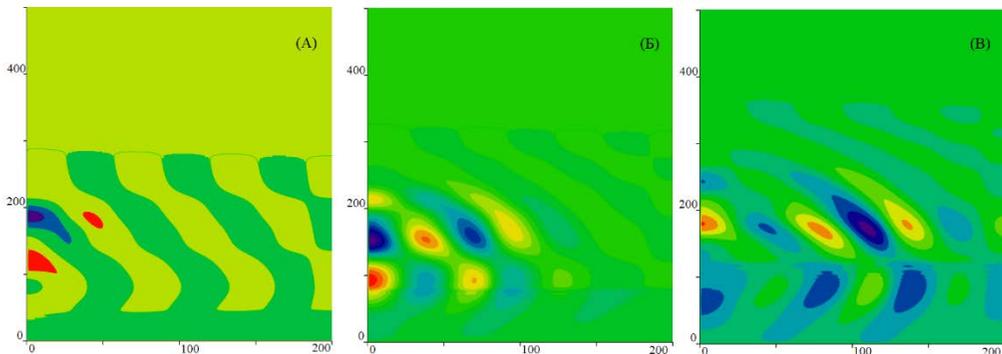
В работе построена физическая модель распространения трехмерного бездифракционного предельно короткого оптического импульса Эйри-Бесселя в среде с пространственно переменным показателем преломления (фотонном кристалле) на основе углеродных нанотрубок типа «зиг-заг» в присутствии внешнего электрического поля. В результате численного моделирования установлено, что такие импульсы распространяются устойчиво. Показано влияние внешнего электрического поля на форму импульса. Проведено исследование зависимости групповой скорости и формы импульса от параметров показателя преломления фотонного кристалла.

**Ключевые слова:** нелинейная оптика, углеродные нанотрубки, предельно короткие оптические импульсы, бездифракционные импульсы Эйри-Бесселя.

На основании уравнений Максвелла, с использованием калибровки Кулона, получено уравнение на вектор-потенциал электрического поля трехмерного бездифракционного импульса Эйри-Бесселя в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок, с учетом влияния внешнего электрического поля. Геометрия задачи имеет следующий вид: ось нанотрубок направлена параллельно электрическому полю импульса, внешнему электрическому полю и току. Импульс распространяется перпендикулярно оси нанотрубок, в этом же направлении показатель преломления фотонного кристалла имеет пространственную модуляцию, описываемую косинусоидой. Длительность импульса – несколько фемтосекунд.

Вектор-потенциал электрического поля импульса и плотность тока, возникающего в результате взаимодействия электронов в зоне проводимости нанотрубки и полем импульса, имеют одну компоненту, которая зависит от пространственных координат и времени.

В модели присутствует цилиндрическая симметрия, соответственно, эффективное уравнение на вектор-потенциал записывалось в цилиндрической системе координат, причем производной по углу можно пренебречь [1 – 4].



**Рис. 1.** Эволюция импульса Эйри-Бесселя в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок во внешнем электрическом поле в фиксированные моменты времени (1) – 5 пс, (2) – 10 пс, (3) – 15 пс. По осям отложены цилиндрические координаты  $z$  и  $r$  (мкм), цветовой гаммой показана напряженность электрического поля импульса ( $10^{-7}$  В/м)

Начальные условия на вектор-потенциал импульса выбирались следующим образом: в направлении распространения импульс имеет форму Эйри, в перпендикулярных направлениях – Бесселя.

Моделирование эволюции импульса проводилось на временах до 15 пс, результаты показаны на рисунке 1.

В результате численных расчетов установлено, что трехмерный бездифракционный импульс Эйри-Бесселя устойчиво распространяется в среде фотонного кристалла из углеродных нанотрубок в присутствии внешнего электрического поля. Это возможно благодаря тому, что среда углеродных нанотрубок обладает нелинейными свойствами в оптическом диапазоне, за счет непараболичности закона дисперсии электронов [5], которая входит в слагаемое с плотностью тока в эффективном уравнении. Нелинейность вносимая углеродными нанотрубками компенсирует дисперсионное расплывание импульса.

Влияние параметров показателя преломления фотонного кристалла сводится к следующему: при увеличении глубины модуляции показателя преломления импульс сужается, его форма стабилизируется.

Ю.В. Двужилова, И.С. Двужиллов и М.Б. Белоненко благодарят Министерство Науки и Высшего Образования за выделение Государственного задания по поддержке численного моделирования (проект № 0633-2020-0003).

### Литература

1. Dvuzhilov, I.S., Dvuzhilova, Y.V., Belonenko, M.B. // Optics and Spectroscopy, 2021, V. 129(1), P. 127–134;
2. Dvuzhilov, I.S., Dvuzhilova, Y.V., Konobeeva, N.N., Belonenko, M.B. // Romanian Reports in Physics, 2020, V. 72(3), P. 1–11;
3. Fedorov, E.G., Zhukov, A.V., Bouffanais, R., Timashkov, A.P., Malomed, B.A., Leblond, H., Mihalache, D., Rosanov, N.N., Belonenko, M.B. // Physical Review A, 2018, V. 97 (4), P. 043814;
4. Zhukov, A.V., Bouffanais, R., Malomed, B.A., Leblond, H., Mihalache, D., Fedorov, E.G., Rosanov, N.N., Belonenko, M.B. // Physical Review A, 2016, V. 94 (5), P. 053823
5. Eletsii A.V. // Physics - Uspekhi. 1997. V. 40, P. 899.

## THREE-DIMENSIONAL EXTREMELY SHORT OPTICAL AIRY-BESSEL PULSES IN A PHOTONIC CRYSTAL FROM CARBON NANOTUBES IN AN EXTERNAL ELECTRIC FIELD

**Yu.V. Dvuzhilova, I.S. Dvuzhilov\*, I.A. Chelnyntsev, T.B. Shilov, M.B. Belonenko**

*Volgograd State University*  
400062, 100, University avenue, Volgograd  
\*e-mail: Dvuzhilov.ilya@volsu.ru

A physical model of propagation of a three-dimensional, diffraction-free, extremely short Airy-Bessel optical pulse in a medium with a spatially variable refractive index (photonic crystal) based on carbon nanotubes of the "zig-zag" type in the presence of an external electric field is constructed. As a result of numerical simulation, it was found that such pulses propagate steadily. The effect of an external electric field on the pulse shape is shown. The study of the dependence of the group velocity and the pulse shape on the parameters of the refractive index of the photonic crystal is carried out.

**Key words:** nonlinear optics, carbon nanotubes, extremely short optical pulses, diffraction-free Airy-Bessel pulses.

## ПЛАЗМОН-ЭКСИТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СМЕСЯХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS И СЕРЕБРЯНЫХ НАНОСФЕР

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. Обнаруженное 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.

**Ключевые слова:** люминесценция, наночастицы серебра, эффект Перселла, квантовые точки CdS, плазмон-экситонное взаимодействие, перенос энергии.

В последние годы возрастает интерес к гибридным наноструктурам, построенным на основе полупроводниковых коллоидных квантовых точек и плазмонных наночастиц [1]. Имеющиеся в литературе исследования направлены преимущественно на выявление условий, в которых при формировании гибридных наноструктур наблюдаются резонансные плеекситонные эффекты [2]. Важное значение для реализации определенного типа плеекситонной связи имеет взаимное пространственное расположение компонентов системы. Выделяют три случая плазмон-экситонной связи: слабая (эффект Перселла), промежуточная (эффект Фано) и сильная (расщепление Раби) [3].

Общей особенностью большинства используемых образцов КТ являются узкие экситонные пики люминесценции. Они, как правило, имеют значительную степень перекрытия с пиками экстинкции НЧ. В этом случае при наблюдении эффекта Перселла существенное значение могут играть процессы безызлучательного переноса энергии от КТ к плазмонной НЧ [4].

Одним из наименее изученных вопросов в данной области является зависимость эффектов плеекситонного взаимодействия от механизмов фотолюминесценции (ФЛ) КТ. В случае эмиссии на дефектах особенности влияния на ее параметры нанорезонаторов остаются малоизученными.

Таким образом, установление эффектов, объясняющих изменение спектральных свойств в гибридных плеекситонных наноструктурах, в состав которых входят КТ, обладающие одновременно экситонной и рекомбинационной ФЛ, представляется актуальной задачей.

В данной работе представлены результаты, демонстрирующие проявление плеекситонного взаимодействия в виде трансформации ФЛ КТ CdS в присутствии НЧ Ag. Выявлены механизмы тушения экситонной ФЛ и разгорания рекомбинационной ФЛ КТ CdS при взаимодействии с НЧ Ag.

Компонентами гибридных наноструктур служили КТ CdS, покрытые олеиновой кислотой, и сферические НЧ Ag, пассивированные олеиламином. Принципы сборки гибридных ассоциатов основывались на возможности  $\pi$ -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.)

Полоса экситонного перехода в оптическом поглощении КТ CdS расположена в области 410 нм (рис.1, зеленая кривая), что соответствует среднему размеру КТ 3.7 нм [5]. Спектр ФЛ КТ CdS имеет две полосы. Первая полоса с максимумом при 430 нм отнесена к экситонной

ФЛ, вторая полоса с максимумом около 603 нм относится к ФЛ, возникающей в результате излучательной рекомбинации на донорно-акцепторных парах [6].

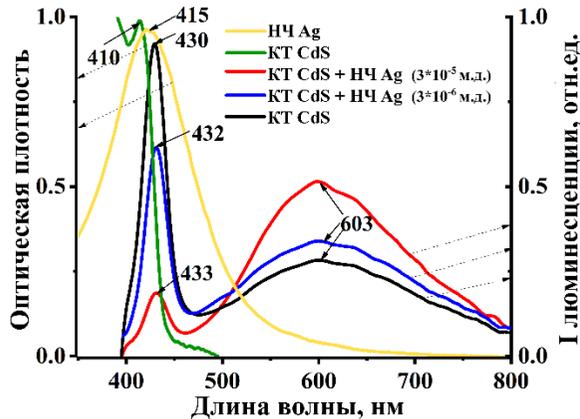


Рис.1 Оптические свойства КТ CdS, НЧ Ag и смесей на их основе

Максимум спектра экстинкции света НЧ Ag расположен при 415 нм (рис.1, желтая кривая). Положение пика экстинкции согласуется с полученными значениями средних размеров 10-15 нм по данным ПЭМ (рис 2), а также данными других работ [7].

Таким образом, спектральные свойства синтезированных компонентов обеспечивают значительное перекрытие пика экстинкции света НЧ Ag (415 нм) с экситонной полосой ФЛ (430 нм) и частичное перекрытие с полосой рекомбинационной ФЛ (603 нм).

Для исходного образца КТ CdS интенсивность экситонной ФЛ преобладает над рекомбинационной (рис.1, черная кривая). Однако в смеси с НЧ Ag для экситонной полосы ФЛ наблюдается тушение в области 430 нм (рис.1, 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 [4]. Тушение экситонной ФЛ и сокращение её времени жизни усиливается с ростом концентрации акцепторов (НЧ Ag). Для максимальной концентрации НЧ время жизни ФЛ сокращается с 7.4 до 2.5 нс.

Для определения эффективности безызлучательного резонансного переноса энергии возбуждения воспользуемся средним временем жизни ФЛ КТ. Тогда

$$\varphi_1 = 1 - \frac{\langle \tau_{\text{КТ+НЧ}} \rangle}{\langle \tau_{\text{КТ}} \rangle}, \quad (1)$$

где  $\tau_{\text{КТ+НЧ}}$  и  $\tau_{\text{КТ}}$  – средние времена жизни ФЛ КТ CdS в ассоциатах и отдельно КТ CdS.

С другой стороны, эффективность переноса также можно оценить из данных о тушении ФЛ КТ CdS с использованием выражения:

$$\varphi_2 = 1 - \frac{I_{\text{КТ+НЧ}}}{I_{\text{КТ}}}, \quad (2)$$

Видно, что эффективности оказались близки между собой для обеих из исследованных концентраций (Табл.1). Это позволило сделать вывод о том, что тушение экситонной ФЛ в КТ CdS при смешивании с Ag NPs определяется преимущественно процессами безызлучательного переноса энергии от экситона КТ CdS к металлической наночастице.

Таблица 1: Оценка эффективности безызлучательного переноса энергии

Образец	$\varphi_1$	$\varphi_2$
КТ CdS + НЧ Ag ( $3 \cdot 10^{-5}$ м.д.)	0.66	0.79
КТ CdS + НЧ Ag ( $3 \cdot 10^{-6}$ м.д.)	0.28	0.36

Для второй полосы ФЛ коллоидных КТ CdS обнаружено отличающееся поведение при сборке ассоциатов. Для образца ассоциатов КТ CdS и НЧ Ag  $[v(\text{НЧ})]:[v(\text{КТ})] \sim 3 \cdot 10^{-5}$ , напротив, наблюдается увеличение интенсивности ФЛ в 1.8 раза (рис.2, красная кривая), а для смеси  $[v(\text{НЧ})]:[v(\text{КТ})] \sim 3 \cdot 10^{-6}$  – в 1.15 раз наряду с уменьшением времени жизни люминесценции.

Полученные результаты указывают на эффект Перселла [8]. По-видимому, наночастицы серебра выполняют роль нанорезонаторов, моды колебаний которых близки к частоте максимума рекомбинационной ФЛ КТ CdS.

Данные об изменении среднего времени жизни и квантового выхода рекомбинационной ФЛ КТ CdS при сборке ассоциатов позволяют оценить Фактор Перселла, который равен:

$$F_p = \frac{\gamma_{sp}}{\gamma_{sp}^0} = \frac{QY \cdot \tau^0}{QY^0 \cdot \tau} \quad (3)$$

где  $\gamma_{sp}^0$  и  $\gamma_{sp}$  – скорость спонтанных переходов в отсутствие и присутствии НЧ,  $QY^0$  и  $QY$  – квантовый выход ФЛ в отсутствие и присутствии НЧ,  $\tau^0$  и  $\tau$  среднее время жизни ФЛ в отсутствие 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  $F_p = 5.3$ .

С другой стороны, фактор Перселла можно оценить, зная добротность и модовый объём резонатора. При этом нами учтена существенная расстройка резонансов резонатора и ФЛ квантовых точек. Для этого мы использовали выражение, вывод которого осуществлен Bunkin F.V., Oraevskii A.N. [9]:

$$F_p = \frac{3\lambda^3}{4\pi^2 Q V_m} \frac{\omega_r^2}{(\omega_r^2/Q^2 + (\omega_r - \omega_0)^2)} \quad (4)$$

где  $Q$  и  $V_m$  – добротность и модовый объём резонатора,  $\lambda$  – длина волны излучения в среде, в которой находится резонатор,  $\omega_0$  – частота излучательного перехода в КТ. Приблизительно модовый объём сферического нанорезонатора можно оценить по формуле из [10]. Добротность резонатора определяли из литературных данных о полуширине спектра экстинкции монодисперсных частиц серебра  $Q = \omega_r/\Delta\omega_r \approx 41$  [11].

Оценка фактора Перселла из формулы (4) дало величину  $F_p = 180$ . Это значение превышает полученное нами. Однако, оно не является точным и определяет предельно достижимую величину. Выражение (4) не учитывает расстояние между плазмонной наночастицей и КТ, которое имеет существенное значение для реальной величины фактора Перселла [12].

На рис. 1 представлены ПЭМ микрофотографии синтезированных коллоидных КТ CdS и серебряных наночастиц. Наночастицы серебра сферической геометрии средним размером 10-15 нм присутствуют в образце, как в виде отдельных частиц, так и небольших скоплений (рис.2 а). Коллоидные КТ имеют средний размер около 4 нм с дисперсией по размеру в пределах 15% (рис. 2 б). В смеси коллоидных КТ и серебряных НЧ заметная доля КТ CdS (маленькие серые частицы) расположена вблизи интерфейсов металлических наночастиц (крупные темные частицы). Следовательно, наблюдаемая картина однозначно свидетельствует в пользу сборки гибридных систем (рис.2 в).

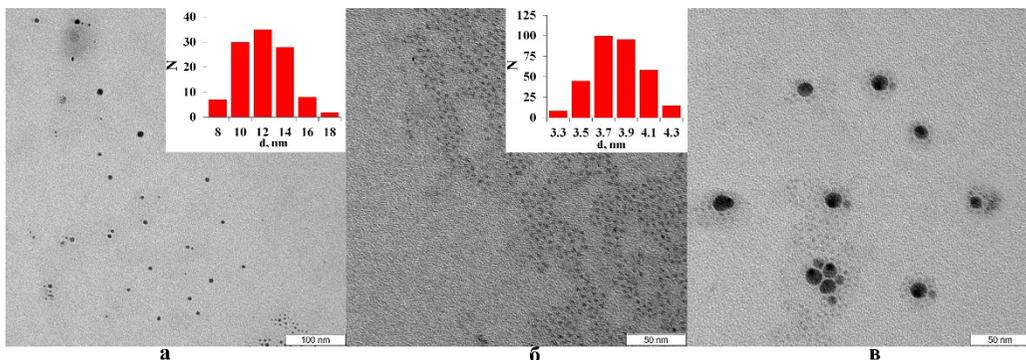


Рис. 2. ПЭМ изображения Ag НЧ (а), КТ CdS (б) и их смесей (в)

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.

Работа поддержана грантом Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ, проект НШ-2613.2020.2.

### Литература

1. H. Zhang, Q. Su, S. Chen // *Nature Communications*. 2020. V. 11. – P. 2826-1-8.
2. G.S. Solomon, M. Pelton, and Y. Yamamoto // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V.86, N17.
3. Leng H., Szychowski B., Daniel M.-Ch., Pelton M. // *Nature Communications* 2018; 9: 4012.
4. K. Hosoki, T. Tayagaki, S. Yamamoto, K. Matsuda, Y. Kanemitsu // *Physical Review Letters*. 2008. V. 100. P. 207404.
5. W. W. Yu, L. Qu, W. Guo, X. Peng, // *Chemistry of Materials* 2003. 15 (14) 2854–2860.
6. O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, N.V. Korolev, P.A. Golovinski, A.G. Vitukhnovsky // *J. of Lumines.* 2016. V.179. – P. 413-419.
7. S. Peng, J. M. McMahon, G. C. Schatz, S. K. Gray, Y. Sun // *Proceedings of the National Academy of Sciences* 107 (33) (2010) 14530–14534.
8. E.M. Purcell. // *Physical Review*. 1946. V. 69, № 11-12. – P. 681
9. A. N. Oraevsky // *Physics-Uspekhi* 37 1994 (4) 393–405.
10. G. Sun, J. B. Khurgin, R. A. Soref, // *Journal of the Optical Society of America B* 2008 25 (10) 1748
11. A. Pinchuk, G. von Plessen, U. Kreibig, // *Journal of Physics D: Applied Physics* 2004. 37 (22) 3133–3139
12. D. V. Guzatov, S. V. Vaschenko, V. V. Stankevich, A. Y. Lunevich, Y. F. Glukhov, S. V. Gaponenko // *The Journal of Physical Chemistry C* 2012. 116 (19) 10723–10733.

## PLASMON-EXCITON INTERACTION IN MIXTURES OF CdS QUANTUM DOTS AND SILVER NANOSPHERES

V.N. Derepko<sup>1,\*</sup>, O.V. Ovchinnikov<sup>2</sup>, M.S. Smirnov<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Voronezh State University*  
394018, Voronezh, Universitetskaya pl. 1

\*e-mail: viol.physics@gmail.com

The research is devoted to the establishment of manifestations of plexciton coupling in the luminescence of colloidal CdS quantum dots in mixtures with Ag nanoparticles. The quenching of exciton luminescence, which arises as a result of resonant nonradiative energy transfer to a plasmonic nanoparticle, upon direct contact of quantum dots and nanoparticles has been established. The observed increase in the intensity of the trap state luminescence of CdS quantum dots in mixtures is interpreted as a manifestation of the Purcell effect. The results obtained demonstrate the possibility of increasing the quantum yield of the trap state luminescence of quantum dots due to the Purcell effect.

**Key words:** luminescence, silver nanoparticles, Purcell effect, CdS quantum dots, plasmon-exciton interaction, energy transfer

## КВАНТОВАЯ КОММУНИКАЦИЯ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ МОДУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**В.И. Егоров\***, Э.О. Самсонов, В.В. Чистяков, А.В. Козубов, А.А. Гайдаш, С.В. Смирнов,  
Ф.Д. Киселев, А.Е. Иванова, Б.А. Наседкин, Р.К. Гончаров, Д.Н. Кириченко,  
Б.Е. Первушин, А.В. Зиновьев, И.М. Филипов, Ю.А. Адам, А.А. Сантьев,  
Г.П. Мирошниченко, А.Д. Киселёв, С.Э. Хоружников, С.А. Козлов

*Национальный исследовательский университет ИТМО  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49  
\*e-mail: viegorov@itmo.ru*

Генерация излучения на боковых частотах модулированного излучения открывает широкий спектр возможностей использования в контексте квантовых коммуникаций. Этот метод генерации и распределения квантового сигнала открыл себя как технологическая основа для квантовой рассылки ключей с дискретными и непрерывными переменными, по оптическому волокну и по воздуху, а также в схемах с недоверенным центральным узлом. В докладе приводится обзор текущих приложений этой схемы и перспективные применения.

**Ключевые слова:** квантовые коммуникации, боковые частоты.

В настоящее время развитие технологий квантового распределения ключей (КРК) [1] претерпевает бурный рост и уже предлагает множество различных решений. Это продиктовано необходимостью расширения спектра методов защиты информации, в том числе в контексте развития квантовых вычислений.

Система КРК на боковых частотах модулированного излучения (КРКБЧ) [2], в отличие от систем Plug-and-play и других схем фазового кодирования, не основывается на методах классической интерферометрии, а использует для генерации и кодирования квантовых посылок фазовую модуляцию синусоидальным сигналом. Упрощенная оптическая схема КРКБЧ показана на рисунке 1. Источник когерентного излучения (ИКИ) проходит через электрооптический фазовый модулятор (ФМА), к которому приложен осциллирующий сигнал с малой частотой  $\Omega$  и фазой  $\phi_A$ , вследствие чего в спектре сигнала появляются боковые частоты, отстоящие от основной частоты оптического сигнала на величину частоты модулирующего радиочастотного сигнала. Ослабленное на аттенуаторе излучение на боковых частотах является квантовым сигналом, а центральная частота выступает в роли несущей. Таким образом в схеме реализуется фазовое кодирование. Далее модулированный сигнал проходит через квантовый канал (КК, оптическое волокно), после прохождения второго электрооптического модулятора (ФМБ) в блоке получателя, к которому также приложен осциллирующий сигнал с той же частотой  $\Omega$  и фазой  $\phi_B$ . В зависимости от разности фаз  $\phi_A$  и  $\phi_B$ , осциллирующих сигналов на фазовых модуляторах, амплитуды сигналов на боковых частотах увеличиваются (забирая часть энергии с центральной частоты) или уменьшаются (энергия перетекает на несущую моду). Узкополосный спектральный фильтр (Ф) пропускает только боковые частоты, далее происходит регистрация сигнала с помощью детектора одиночных фотонов (Д).

Данный метод генерации и передачи квантового сигнала хорошо зарекомендовал себя с точки зрения стройности параметров при передаче по волоконно-оптическим линиям на большие расстояния [3]. Кроме того, метод допускает реализацию различных протоколов КРК, открывает широкие возможности для мультиплексирования квантовых каналов [4] и позволяет осуществлять КРК по воздуху без изменения архитектуры, решая проблему «последней мили» [5].

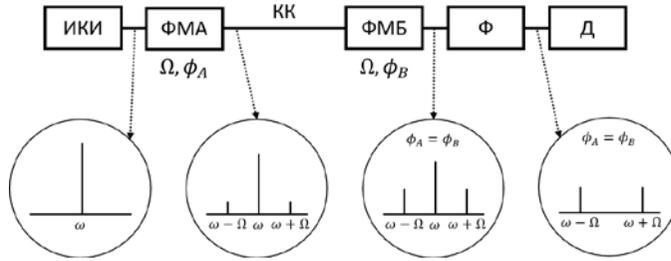


Рис. 1. Оптическая схема (упрощенная) системы КРКБЧ

На сегодняшний день представлены экспериментальные реализации протокола КРКБЧ дискретной переменной [3, 6]. На их основе развёрнуты пилотные участки квантовых сетей [7], в том числе с применением технологии программно-конфигурируемых сетей (SDN) [8]. Проведен цикл работ по обоснованию стойкости системы против атак нарушителя на протокол [9-11] и на техническую реализацию [12]. Предложены подходы к реализации на основе схемы КРКБЧ протоколов на непрерывных переменных [13] и с недоверенным приёмным узлом [14]. Система также была исследована с точки зрения работы в одном волокне вместе с классическими каналами связи (DWDM): было исследовано влияние шума со стороны комбинационного рассеяния [15] и хроматической дисперсии [16] в оптическом волокне. Таким образом, система КРКБЧ выступает перспективным кандидатом для применения в квантовых сетях.

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

### Литература

1. Bennet C. H. and Brassard G. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing //Proc. of IEEE Int. Conf. on Comp., Syst. and Signal Proc., Bangalore, India, Dec. 10-12, 1984. – 1984.
2. Merolla J. M. et al. Single-photon interference in sidebands of phase-modulated light for quantum cryptography //Physical review letters. – 1999. – Т. 82. – №. 8. – С. 1656.
3. 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.
4. J. Mora, A. Ruiz-Alba, W. Amaya, A. Martínez, V. García-Muñoz, D. Calvo, and J. Capmany Experimental demonstration of subcarrier multiplexed quantum key distribution system // Opt. Lett. -2012 V. 37, pp. 2031-2033
5. Kynev S. M. et al. Free-space subcarrier wave quantum communication //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2017. – Т. 917. – №. 5. – С. 052003.
6. Ortigosa-Blanch, Arturo & Capmany, J.. (2006). Subcarrier multiplexing optical quantum key distribution. Phys. Rev. A. 73. 10.1103/PhysRevA.73.024305.
7. Gleim, A.A., Chistyakov, V.V., Bannik, O.I., Egorov, V.I., Buldakov, N.V., Vasilev, A.B., Gaidash, A.A., Kozubov, A.V., Smirnov, S.V., Kynev, S.M., Khoruzhnikov, S.É., Kozlov, S.A., Vasiliev, V.N. Sideband quantum communication at 1 Mbit/s on a metropolitan area network // Journal of Optical Technology V. 84, №6, 2017, pp. 362-367
8. V.V. Chistyakov, O. L. Sadov, A.B. Vasiliev, V. I. Egorov, M.V. Kompaniets, P.V. Fedchenkov, O.I. Lazo, A.E. Shevel, N.V. Buldakov, A.V. Gleim, S.E. Khoruzhnikov Software-defined subcarrier wave quantum networking operated by OpenFlow protocol // <https://arxiv.org/abs/1709.09081>
9. Miroshnichenko G. P. et al. Security of subcarrier wave quantum key distribution against the collective beam-splitting attack //Optics express. – 2018. – Т. 26. – №. 9. – С. 11292-11308.

10. Gaidash A., Kozubov A., Miroschnichenko G. Methods of decreasing the unambiguous state discrimination probability for subcarrier wave quantum key distribution systems //JOSA B. – 2019. – Т. 36. – №. 3. – С. B16-B19.
11. Kozubov A., Gaidash A., Miroschnichenko G. Finite-key security for quantum key distribution systems utilizing weak coherent states //arXiv preprint arXiv:1903.04371. – 2019.
12. Sajeed S. et al. An approach for security evaluation and certification of a complete quantum communication system //Scientific Reports. – 2021. – Т. 11. – №. 1. – С. 1-16.
13. Samsonov E. et al. Coherent detection schemes for subcarrier wave continuous variable quantum key distribution //JOSA B. – 2021. – Т. 38. – №. 7. – С. 2215-2222.
14. Chistiakov V. et al. Feasibility of twin-field quantum key distribution based on multi-mode coherent phase-coded states //Optics express. – 2019. – Т. 27. – №. 25. – С. 36551-36561.
15. Kiselev F. et al. Performance of subcarrier-wave quantum key distribution in the presence of spontaneous Raman scattering noise generated by classical DWDM channels //JOSA B. – 2021. – Т. 38. – №. 2. – С. 595-601.
16. Kiselev F. et al. Analysis of the chromatic dispersion effect on the subcarrier wave QKD system //Optics Express. – 2020. – Т. 28. – №. 19. – С. 28696-28712.

## SUBCARRIER WAVE QUANTUM KEY DISTRIBUTION

**V. Egorov\*, E. Samsonov, V. Chistyakov, A. Kozubov, A. Gaidash, S. Smirnov, F. Kiselev, A. Ivanova, B. Nasedkin, R. Goncharov, D. Kirichenko, B. Pervushin, A. Zinovev, I. Filipov, Y. Adam, A. Santjev, G. Miroschnichenko, A. Kiselev, S. Khoruzhnikov, S. Kozlov**

*ITMO University*

*Kronverkskiy Prospekt, 49, St Petersburg, Russia, 197101*

\*e-mail: viegorov@itmo.ru

Subcarrier wave (SCW) methodology opens a wide range of applications for quantum communications. SCW systems have successfully been used as a technological base for a wide spectrum of technologies: quantum key distribution of discrete and continuous variable, in optical fiber and free-space, as well as in measurement-device independent setups. This work is an overview of SCW QKD developments and its perspectives.

**Key words:** quantum communication, subcarrier wave.

## ТРЕХМЕРНЫЕ КОМПЛЕКСНЫЕ ВИХРЕВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РЕШЕТКИ

Д.А. Иконников<sup>1,\*</sup>, С.А. Мысливец<sup>1,2</sup>, В.Г. Архипкин<sup>1,2</sup>, А.М. Вьюнышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, г. Красноярск, Академгородок, д. 50, стр. 38

<sup>2</sup>Институт Инженерной Физики и Радиоэлектроники, Сибирский Федеральный  
Университет

660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 79

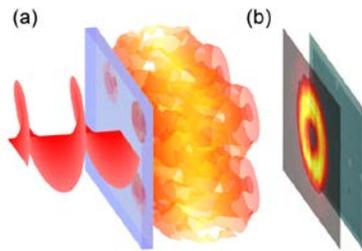
\*e-mail: ikonnikov@iph.krasn.ru

Исследована дифракция Френеля световых пучков с топологическим зарядом на двумерной амплитудной маске. Численно предсказано и экспериментально подтверждено, что трехмерные оптические решетки оптических вихрей могут быть сформированы с помощью эффекта Тальбота. Периодичность трехмерных оптических вихревых решеток определяется длиной волны света и периодичностью маски. Показано, что оптические вихри возникают и аннигилируют при распространении света за маской с сохранением полного топологического заряда. 3D-оптические вихревые решетки открывают новые возможности для взаимодействия света с веществом и связанных с ними приложениями.

**Ключевые слова:** Оптические вихри, оптические решетки, эффект Тальбота.

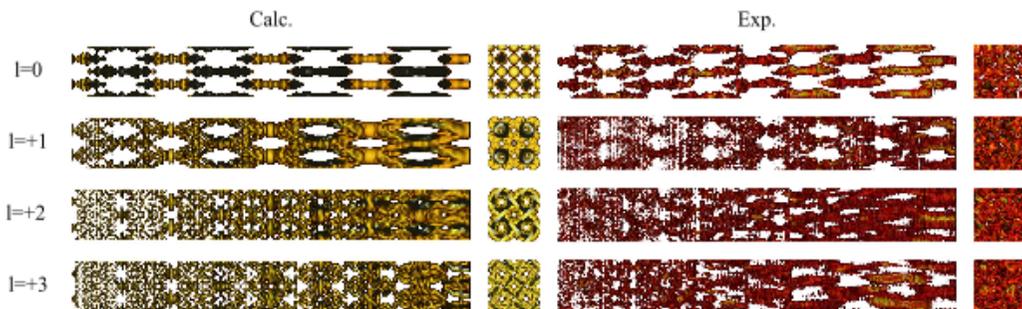
Все больший интерес в фотонике привлекает структурированный свет [1]. Ярким примером структурированного света являются так называемые оптические вихри, представляющие собой свет, распределение фазы в котором имеет вид  $(x + iy)^l \equiv A e^{il\varphi}$ , где  $l$  – топологический заряд,  $\varphi$  – азимутальный угол. Такие пучки нашли применение во многих областях, таких как квантовые коммуникации, сверхъёмкая передача информации, микроскопия сверхвысокого разрешения и оптические манипуляции [2]. Кроме одиночных пучков, для ряда прикладных задач, в частности в области захвата и удержания объектов различной природы, структурирования вещества и высококачественной фотолитографии, требуется создание упорядоченных массивов пучков, в том числе массивов оптических вихрей, способных переносить орбитальный угловой момент. В связи с этим, актуальной является задача рассмотрения прохождения одиночного вихревого лазерного пучка через двумерную амплитудную решетку.

Известно, что при прохождении через периодическую решетку плоской квазимонохроматической волны в ближнем поле наблюдается эффект Тальбота. Для пучков с плоским волновым фронтом эффект Тальбота к настоящему времени хорошо изучен [3] и теоретически рассмотрен для пучков, имеющих фазовые сингулярности [4,5]. Для оптических вихрей терагерцового диапазона данный эффект наблюдался экспериментально в работах [5,6]. В данной работе теоретически и экспериментально исследована ближнепольная дифракция оптических вихрей видимого диапазона на двумерной амплитудной решетке (Рис. 1).



**Рис. 1.** Конфигурация эксперимента: падение оптического вихря на двумерную решетку

В результате работы было установлено, что имеет место эффект Тальбота для оптических вихрей, в плоскостях Тальбота распределение интенсивности света формируется в виде колец. Для падающего пучка с топологическим зарядом равным единице, число колец совпадает с числом отверстий в решетке. При увеличении топологического заряда падающего пучка, каждое кольцо превращается в набор концентрических колец, количество колец в каждом наборе соответствует топологическому заряду падающего пучка. Расчет показывает, что в фазовом распределении присутствуют сингулярности с топологическими зарядами противоположных знаков, количество которых может заметно превышать топологический заряд падающего вихревого лазерного пучка. Суммарный топологический заряд сингулярностей в пределах всей решетки равняется топологическому заряду падающего излучения, при этом интенсивность имеет асимметричное угловое распределение в окрестности точек сингулярности. За счет того, что картина распределения интенсивности периодически воспроизводится благодаря эффекту Тальбота, образуется трехмерная световая решетка из оптических вихрей (Рис. 2). Трехмерные световые решетки из оптических вихрей могут обеспечить новые функциональные возможности для взаимодействия света с веществом, которые невозможны в оптических решетках без топологического заряда.



**Рис. 2.** Виды сбоку и спереди расчетных (первый и второй столбцы) и экспериментальных (третий и четвертый столбцы) оптических вихревых решеток.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 19-12-00203).

### Литература

- 1 М. Yao and M. J. Padgett // Adv. Opt. Photon. 2011. V 2. P. 161-204.
- 2 Y. Shen, X. Wang, Z. Xie et al. // Light Sci. Appl. 2019. V. 8. P. 90.
- 3 J. Wen, Y. Zhang, M. Xiao // Adv. Opt. Photon. 2013. V. 5. P. 83-130.
- 4 Rasouli S., Hebri D. // J. Opt. Soc. Am. 2019. A V. 36. PP. 800-808.
- 5 Kotelnikov I. A., Kameshkov O. E., Knyazev B. A. // J. Optics. 2020. V. 22. P. 065603.
- 6 Knyazev B., Kameshkov O., Vinokurov N. et al. // Opt. Express 2018. V. 26. PP. 14174-14185.

## THREE-DIMENSIONAL COMPLEX VORTEX OPTICAL LATTICES

D.A. Ikonnikov<sup>1,\*</sup>, S.A. Myslivets<sup>1,2</sup>, V.G. Arkhipkin<sup>1,2</sup>, A.M. Vyunishev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS  
660036, Krasnoyarsk, Akademgorodok 50, bld. 38*

<sup>2</sup>*Institute of Engineering Physics and Radio Electronics, Siberian Federal University,  
660041, Krasnoyarsk, 79 Svobodny pr.*

\*e-mail: ikonnikov@iph.krasn.ru

The Fresnel diffraction of light beams with a topological charge on a two-dimensional transparency mask with a regular amplitude is investigated. It was predicted numerically and experimentally confirmed that three-dimensional optical lattices of optical vortices can be formed using the Talbot effect. The periodicity of three-dimensional optical vortex lattices is determined by the wavelength of the light and the periodicity of the mask. It was shown that optical vortices arise and annihilate during the propagation of light behind the mask, while maintaining the full topological charge. 3D optical vortex lattices open up new possibilities for the interaction of light with matter and related applications.

**Key words:** Optical vortices, optical lattices, Talbot effect.

# ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ВО ВРЕМЕНИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАЕМЫХ ФОТОНОВ

Р.Р. Ишкинин, М.А. Хамадеев

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, институт физики  
420008, Казань, ул. Кремлевская, 16  
ishkininrad@gmail.com*

В рамках данной работы было установлено, что квантовые флуктуации, будучи процессами, нелокальными во времени, влияют на энергетические уровни квантовой точки, туннельно связанной с электронными резервуарами. Также было показано, что контуры спектральных линий излучения квантовой точки могут измениться вследствие действия квантовых флуктуаций.

**Ключевые слова:** одноэлектронные транзисторы, квантовые точки, квантовые флуктуации, обобщенная квантовая динамика.

В настоящее время возрос интерес к созданию и исследованию однофотонных источников. Однофотонные источники сыграли значительную роль в экспериментах в области квантовой информации. Одним из возможных способов их создания является использование квантовых точек. Кроме того, физическими параметрами и свойствами квантовых точек можно эффективно управлять. К примеру, туннельно соединив квантовую точку с электронными резервуарами и емкостно – с электродом затвора, можно управлять положениями энергетических уровней и, следовательно, транспортом заряда в данной системе.

Однако при рассмотрении работы таких одноэлектронных транзисторов, следует учитывать квантовые флуктуации, сдвигающие энергетические уровни квантовой точки. Более того, квантовые флуктуации могут влиять на спектральные характеристики излучаемых фотонов. Квантовые флуктуации возникают как результат взаимодействия квантовой точки и электродов. Стандартная теория возмущений эффективно описывает поправки к уровням энергии, если взаимодействие в системе является мгновенным. Однако описание процессов с помощью эффективных гамильтонианов в случае нелокального во времени взаимодействия невозможно.

Описание нелокальных во времени взаимодействий возможно с помощью обобщенной квантовой динамики, принципы которой подробно изложены в работе [1]. В рамках формализма ОКД флуктуации можно описать с помощью собственно-энергетических функций. В работе [2], где поправки были высчитаны для случая нулевой температуры, была показана эффективность использования данного подхода. В рамках данной работы были получены выражения для сдвигов уровней энергии квантовой точки, взаимодействующей с электронным резервуаром, и сопоставлены с результатами, полученными в работе [3] с помощью стандартной теории. Также были построены контуры спектральных линий излучения квантовой точки, где было продемонстрировано, что при определенных параметрах системы возможен эффект расщепления спектральной линии.

## Литература

1. Gainutdinov, R.Kh. Nonlocal interactions and quantum dynamics // J. Phys. A: Math. Gen. 1999. V. 32., P. 5657-5677.
2. Мохебби Фар М.Р. Влияние квантовых флуктуаций при взаимодействии квантовой точки с фермионным резервуаром на волновые функции и спектральные характеристики излучаемых фотонов // Каз.фед.университет. 2016. с.7-9
3. Splettstoesser, J. Tunneling-induced renormalization in interacting quantum dots // Physical Review B. 2012. V. 86., P. 035432(1-7).

**THE EFFECT OF NONLOCALITY IN TIME ON THE ENERGY LEVELS AT THE QUANTUM DOT AND THE SPECTRAL PROPERTIES OF THE EMITTED PHOTONS**

**R.R. Ishkinin\*, M.A. Khamadeev**

*Kazan Federal University, institute of Physics  
Kazan, Kremlevskaya st., 16  
\*e-mail: ishkininrad@gmail.com*

In this article it was established that quantum fluctuations, being processes that are non-local in time, affect the energy levels of a quantum dot tunneled to electronic reservoirs. It was also shown that the contours of the spectral radiation lines of a quantum dot can change due to the action of quantum fluctuations.

**Key words:** single-electron transistors, quantum dots, quantum fluctuations, generalized quantum dynamics.

# ЭФФЕКТЫ МЕЖМОДОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ДИНАМИКЕ ЛИНДБЛАДА СМЕШАННЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ

А.Д. Киселев\*, А.А. Гайдаш, А.В. Козубов, Г.П. Мирошниченко, Раним Али

*Университет ИТМО*

*197101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект 49, Россия*

\*e-mail: alexei.d.kiselev@gmail.com

Представлены результаты теоретических исследований квантовой динамики смешанных поляризованных состояний на основе точных решений управляющего уравнения Линдблада для двухмодовой бозонной системы. Показано, что межмодовые взаимодействия, определяющие анизотропию релаксационного оператора, определяют динамические режимы деполаризации и квантовую динамику нормированных параметров Стокса. Обсуждается влияние анизотропии динамической и релаксационной части линдбладана на динамику запутанности и взаимной информации.

**Ключевые слова:** управляющее уравнение Линдблада, квантовые поляризованные состояния, межмодовое взаимодействие, анизотропия, операторы Стокса, запутанность, ковариационная матрица, логарифмическая отрицательность, взаимная информация.

Хорошо известно, что проблематика, связанная с квантовой динамикой открытых систем, относится к разряду фундаментально и технологически важных проблем. При этом процессы диссипации и декогеренции, в значительной степени, зависят как от характера взаимодействия квантовой системы с окружением, так и от взаимодействий между различными степенями свободы системы.

Одним из эффективных методов описания динамики открытых квантовых систем является подход, основанный на управляющих уравнениях Линдблада. В частности, как было показано в работах [1-3], в рамках этого подхода можно описывать распространение квантовых состояний света в одномодовом волокне. При этом марковское уравнение Линдблада для двухмодовой бозонной системы моделирует динамику квантовых поляризованных состояний. Межмодовые взаимодействия в такой системе описывают эффекты оптической анизотропии: двулучепреломления и дихроизма поглощения.

Следуя работе [4], мы рассматриваем как динамическое межмодовое взаимодействие так и взаимодействие, индуцированное анизотропной средой, которое определяет анизотропию релаксационного супероператора Линдблада. В основе нашего метода анализа лежит точное решение уравнения Линдблада, полученное методом характеристик.

В рамках этого метода, мы получаем аналитические выражения для ковариационной матрицы и оператора эволюции, явным образом описывающего межмодовые взаимодействия, параметризованные векторами частот и скоростей релаксации. Показано, что ориентация и длины этих векторов существенным образом влияют как на поляризованную динамику параметров Стокса [4] так на динамику запутанности гауссовых состояний, которую мы описываем, вычисляя временную зависимость логарифмической отрицательности и взаимной информации. При этом изменение взаимной информации частотного и релаксационного векторов может значительно увеличить как характерное время деполаризации, так и время разпутывания, которое характеризует режим внезапной смерти запутанности. Мы также показываем, что эффекты восстановления запутанности определяются динамическим межмодовым взаимодействием.

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования РФ за финансовую поддержку в рамках проекта № 2019-0903.

## Литература

1. Bonetti J., Hernandez S.M., and Grosz D.F.//Opt. Lett. 2021. V. 46 P. 665.

2. Kozubov A., Gaidash A., Miroschnichenko G. // Phys. Rev. A. 2019. V. 99. P. 053842.
3. Gaidash A., Kozubov A., Miroschnichenko G.// Phys. Rev. A. 2020. V. 102. P. 023711.
4. Kozubov A.V., Gaidash A.A., Miroschnichenko G.P., Kiselev A.D. // JOSA B 2021. V. 38. P. 2603.

## EFFECTS OF INTERMODE COUPLINGS IN LINDBLAD DYNAMICS OF MIXED POLARIZATION STATES

A.D. Kiselev<sup>1,\*</sup>, A.A. Gaidash<sup>1</sup>, A.V. Kozubov<sup>1</sup>, G.P. Miroschnichenko<sup>1</sup>, Ranim Ali<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ITMO University,  
197101, 49 Kronverksky Pr., Saint Petersburg, Russia*  
\*e-mail: alexei.d.kiselev@gmail.com

We present the results of theoretical studies of quantum dynamics of mixed polarization states. Our approach is based on exact solutions of the Lindblad master equation for two-mode bosonic systems. It is shown that the dynamical regimes of depolarization and dynamics of the normalized Stokes parameters are governed by the intermode coupling that determines the anisotropy of the Lindblad relaxation superoperator. We have found that the dynamical and environment-induced couplings both affect the regimes of disentanglement and dynamics of the mutual information.

**Key words:** Lindblad driving equation, quantum polarization states, intermode interaction, anisotropy, Stokes operators, entanglement, covariance matrix, logarithmic negativity, mutual information.

# АТАКА С КВАНТОВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ: НА ПУТИ К СОВМЕСТНОЙ ОЦЕНКЕ ПРОТОКОЛЬНЫХ И АППАРАТНЫХ УЯЗВИМОСТЕЙ

А.В. Козубов<sup>1,2,\*</sup>, А.А. Гайдаш<sup>1,2</sup>, Г.П. Мирошниченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО

197101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект 49, Россия

<sup>2</sup>Математический институт им. В. А. Стеклова РАН.

119991, Москва, ул. Губкина, д. 8., Россия

\*e-mail: avkozubov@itmo.ru

В работе представлен подход к описанию атак с квантовым управлением, основанный на сочетании протокольных и аппаратных уязвимостей. Он объединяет атаку типа перехват-пересылка и управление узлом обнаружения (атака с ослеплением детектора). В протоколе B92 контроль детектора не так важен; однако, при увеличении количества состояний, навязывание состояний играет значительную роль. Краеугольным камнем рассматриваемого подхода является как сочетание различия состояний посередине, так и различные методы навязывания состояний. Подобная атака позволяет исключить любые битовые корреляции между легитимными пользователями, которые неизвестны нарушителю, и может рассматриваться как необходимая часть большинства атак с перехватом-пересылкой, включая атаку с фальшивым состоянием, невозможную без аппаратной уязвимости. Более того, проблема, связанная с унифицированным квантовым описанием атаки с перехватом-пересылкой, была решена путем объединения концепций схемы измерения фон Неймана и неоднозначности извлечения квадратного корня для операторов. Мы также представляем обобщенные меры противодействия, основанные на дополнительном анализе оценки параметров.

**Ключевые слова:** управляющее уравнение Линдблада, квантовые поляризационные состояния, межмодовое взаимодействие, анизотропия, операторы Стокса, запутанность, ковариационная матрица, логарифмическая отрицательность, взаимная информация.

Системы квантового распределения ключей (КРК) в последние десятилетия выходят за рамки лабораторных исследований и даже появляются на рынке. Тем не менее, многие уязвимости для реальных систем КРК не рассматриваются как в теоретической [1], так и в экспериментальной областях исследования [1-3]. Более того, большинство теоретических доказательств стойкости основаны на общем предположении, что перехватчик не имеет прямого доступа к принимающему и передающему оборудованию. Однако в существующих реализациях нарушитель может некоторым образом влиять на оборудование легитимного пользователя, и это необходимо учитывать.

В этой статье мы предлагаем атаку с квантовым управлением, которую можно рассматривать как обобщение атак с перехватом-пересылкой в сочетании с контролем узла детектирования Боба. Настоящая работа посвящена рассмотрению протоколов с симметричными неортогональными линейно независимыми состояниями. Также решена проблема, связанная с единым квантовым описанием канала для атак типа перехват-пересылка. Таким образом, мы далее демонстрируем явный способ описания рассматриваемой атаки в терминах квантовых операторов.

Большинство атак с перехватом-пересылкой [4-6] хорошо изучены и сосредотачивают свое внимание только на проблеме различия состояний и в основном игнорируют проблему навязывания дальнейшего состояния. Тем не менее, эту проблему также следует учитывать, поскольку неправильное навязывание может привести к нарушению условной вероятности детектирования на стороне Боба. Одно из возможных решений — контроль узла детектирования. Решающим преимуществом этого является факт того, что он позволяет исключить любые битовые корреляции между законными пользователями, которые неизвестны Еве. Таким образом, его следует рассматривать как необходимую часть

большинства атак типа перехват-пересылкой, включая атаку с фальшивым состоянием, невозможную без аппаратной лазейки. Следовательно, влияние атаки зависит как от различия состояний, так и от правильного их навязывания.

Помимо этого мы рассматриваем противоположные условия, когда Ева не может сохранить статистику детектирования, и вводим соответствующие контрмеры, основанные на анализе условной вероятности детектирования. С практической точки зрения оптимальным решением является увеличение количества сигнальных состояний (хотя альтернативные меры противодействия также возможны). Кроме того, рассматриваются вопросы стойкости и оценивается вероятность успешной атаки (даже при наличии соответствующих мер противодействия).

Авторы выражают благодарность Российскому научному фонду за финансовую поддержку в рамках проекта № 20-71-10072.

### Литература

1. S. Sajeed, P. Chaiwongkhot, A. Huang, H. Qin, V. Egorov, A. Kozubov, A. Gaidash, V. Chistiakov, A. Vasiliev, A. Gleim, and V. Makarov, *Sci. Rep.* 11, 5110 (2021).
2. L. Lydersen, C. Wiechers, C. Wittmann, D. Elser, J. Skaar, and V. Makarov, *Nat. Photon.* 4, 686 (2010).
3. V. Chistiakov, A. Huang, V. Egorov, and V. Makarov, *Opt. Express* 27, 32253 (2019).
4. A. Chefles, *Phys. Lett. A* 239, 339 (1998).
5. I. Ivanovic, *Phys. Lett. A* 123, 257 (1987).
6. A. Gaidash, A. Kozubov, and G. Miroshnichenko, *Phys. Scr.* 94, 125102 (2019).

## QUANTUM CONTROL ATTACK: TOWARDS JOINT ESTIMATION OF PROTOCOL AND HARDWARE LOOPHOLES

A.V. Kozubov<sup>1,2,\*</sup>, A.A. Gaidash<sup>1,2</sup>, G.P. Miroshnichenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ITMO University,*

*197101, 49 Kronverksky Pr., Saint Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*ISteklov Mathematical Institute of Russian Academy of Sciences,*

*119991, Gubkina str. 8, Moscow, Russia*

\*e-mail: avkozubov@itmo.ru

In this paper we present the approach for description of quantum control attack based on combined protocol and hardware loopholes. It consolidates intercept-resend attack and detection node control (detector blinding attack). In the basic version of B92 protocol detection control is not that crucial; however, when one scales the number of states the state imposing plays a significant role. The cornerstone of the considered approach is that we combine both state discrimination by eavesdropper and different methods of state imposing. In principle, detection control allows one to exclude any bit correlations between legitimate users, which are unknown to Eve, and can be considered as the necessary part of most intercept-resend attacks, including a faked- state attack impossible without a hardware loophole. Moreover, the issue related to unified quantum description of the intercept-resend attack was solved by combining the concepts of von Neumann's measurement scheme and ambiguity of square root extraction for operators.

**Key words:** Lindblad driving equation, quantum polarization states, intermode interaction, anisotropy, Stokes operators, entanglement, covariance matrix, logarithmic negativity, mutual information.

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В МАССИВЕ ПРИМЕСНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Э.Г. Федоров<sup>1</sup>, Н.Н. Конобеева<sup>2,\*</sup>, М.С. Мохов<sup>2</sup>, Н.Н. Розанов<sup>1</sup>, М.Б. Белоненко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН  
194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

<sup>2</sup>Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр. Университетский, 100

\*e-mail: yana\_nn@inbox.ru

В данной работе исследуется влияние примеси на распространение монохроматического лазерного пучка в массиве углеродных нанотрубок. На основании уравнений Максвелла в приближении медленно меняющихся амплитуд и фаз получено эффективное уравнение на интенсивность электромагнитного поля. Продемонстрировано особенности дифракционного распывания пучка в зависимости от параметров примеси и начального профиля.

**Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, многоуровневая примесь, лазерные пучки.

Углеродные нанотрубки (УНТ) с момента их открытия [1] и по сегодняшний день широко используются для создания новых устройств в различных прикладных областях благодаря их уникальным свойствам [2-4]. В данной работе в первую очередь нас будут интересовать свойства УНТ с точки зрения их применения в оптоэлектронике.

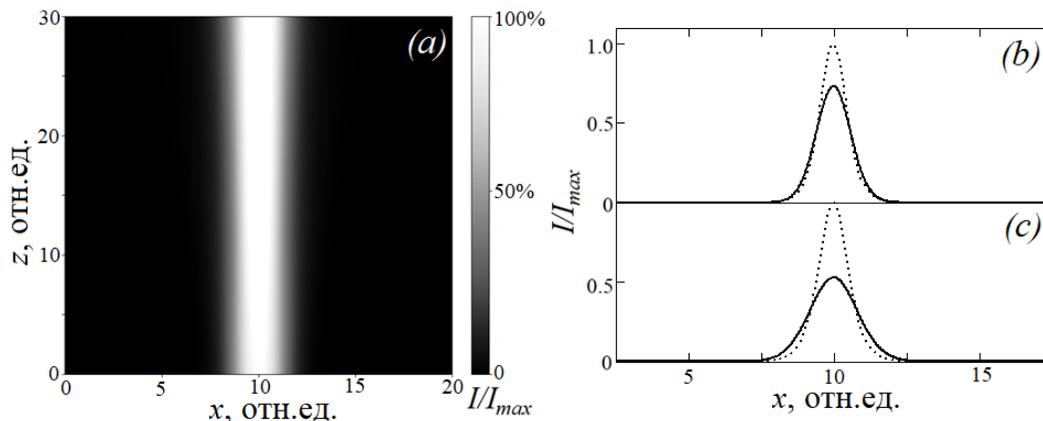
Авторами выполнен цикл работ, в которых проводилось изучение особенностей распространения предельно коротких оптических импульсов (длительностью 1-2 периода колебаний поля) в массиве углеродных нанотрубок, упомянем лишь некоторые из них [5, 6]. Но не менее актуальным с точки зрения практических приложений является исследование распространения квазистационарных лазерных пучков [7], в особенности в случае наличия примесей в УНТ. Легирование УНТ примесями изменяет зонную структуру нанотрубок, что приводит к модификации оптических свойств, и в частности обуславливает изменение поведения лазерного пучка при его распространении. Поэтому представляется актуальным изучить особенности эволюции параметров монохроматических лазерных пучков в массиве полупроводниковых УНТ в присутствии примеси.

В данной работе мы будем рассматривать модель многоуровневой примеси, энергетические уровни которой хорошо отделены от зоны проводимости и валентной зоны УНТ [8].

Результаты моделирования распространения лазерного пучка в массиве легированных УНТ приведены на рис. 1.

На рис. 1а проиллюстрировано типичное распределение интенсивности поля пучка в массиве УНТ, содержащем примеси. Из данного рисунка видно, что лазерный пучок распространяется в массиве УНТ стабильно. Влияние примеси на распространение лазерного пучка приведено на рис. 1б-с. Присутствие примеси может обуславливать существенное изменение параметров лазерного пучка, в частности препятствует его распыванию. Как видно из рис. 1б-с в присутствии примеси дифракционное уширение пучка и падение его амплитуды происходят «медленнее» с изменением продольной координаты  $z$ .

Конобеева Н.Н. и Белоненко М.Б. благодарят за финансовую поддержку численного моделирования Министерство науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (№ 0633-2020-0003). Розанов Н.Н. благодарит за поддержку Российский Фонд Фундаментальных Исследований (грант № 19-02-00312 А).



**Рис. 1.** (a) Распределение интенсивности лазерного пучка в массиве легированных УНТ; (b) профиль лазерного пучка при  $z=15$ : точечная линия – с примесью, сплошная линия – в отсутствии примеси; (c) тоже, что для рис. (b) при  $z=30$  ед.  $I_{max}$  – максимальное значение интенсивности.  $q$

### Литература

- 1 Iijima S. Nature. 1991. V. 354. P. 56.
- 2 Alamusu A., Hu N., Fukunaga H. et al. // Sensors. 2011. V. 11(11). P.10691.
- 3 Behabtu N, Young C.C., Tsentalovich D.E. et al. // Science. 2013. V. 339. P.182.
- 4 Jiang J.-W., Wang J.-S. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 124319.
- 5 Zhukov A.V., Bouffanais R., Fedorov E.G. et al. // J. Appl. Phys. 2013. 2014. V. 115. P. 203109.
- 6 Konobeeva N.N., Fedorov E.G., Rosanov N.N. et al. // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. P. 203103.
- 7 Zhukov A.V., Bouffanais R., Belonenko M.B. et al. // Mod. Phys. Lett. B. 2013. V. 27. No. 7. P. 1350045.
- 8 Федоров Э.Г., Конобеева Н.Н., Белonenko М.Б. // Хим. физика. 2014. Т. 33. №5. С. 96.

## FEATURES OF LASER BEAMS PROPAGATION IN THE ARRAY OF IMPURITY CARBON NANOTUBES

E.G. Fedorov<sup>1</sup>, N.N. Konobeeva<sup>2,\*</sup>, M.S. Mokhov<sup>2</sup>, N.N. Rosanov<sup>1</sup>, M.B. Belonenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ioffe Institute,  
194021 Saint Petersburg, Politechnicheskaya str., 26

<sup>2</sup>Volgograd State University  
400062, Volgograd, University Avenue, 100

\*e-mail: yana\_nn@inbox.ru

In this paper, we investigate the influence of an impurity on the propagation of a monochromatic laser beam in an array of carbon nanotubes. Based on Maxwell's equations in the approximation of slowly varying amplitudes and phases, an effective equation for the intensity of the electromagnetic field is obtained. The features of the diffraction spreading of the beam depending on the impurity parameters and the initial profile are demonstrated.

**Key words:** carbon nanotubes, multi-level impurity, laser beams.

# МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ И ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ В ОПТОВОЛОКОННОЙ СВЯЗИ

И.А. Кук<sup>1,\*</sup>, Дж. Гибни<sup>2</sup>, И.Р. Габитов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Сколковский институт науки и технологий  
121205, г. Москва, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Россия

<sup>2</sup>Аризонский университет  
85721, г. Тусон, 617 N Santa Rita Ave, США  
\*e-mail: ilya.kuk@skoltech.ru

В данной работе рассматривается способ распространения принципов когерентной оптической коммуникации на случай нелинейного режима работы. Для этого используется свойство интегрируемости нелинейного уравнения Шрёдингера, которое позволяет применить метод обратной задачи рассеяния. Восстановление сигнала из данных рассеяния производится с помощью алгоритмов машинного обучения, что дает преимущество перед традиционными методами в скорости выполнения и требовательности к производительности оборудования.

**Ключевые слова:** нелинейная оптика, обратная задача рассеяния, интегрируемые системы, представление Лакса, машинное обучение

В связи с быстрым темпом развития информационных технологий, высокие требования предъявляются к пропускной способности систем оптической связи [1]. Повышение скорости передачи информации в оптических линиях неизбежно связано с увеличением воздействия нелинейных эффектов на распространение сигнала [2]. В конечном счете влияние нелинейности приводит к ошибкам после декодирования, таким образом ограничивая производительность систем передачи. В данной работе рассматривается теоретический способ борьбы с данными ограничениям и предлагается схема использования оптической когерентной коммуникации в условиях сильных нелинейных искажений сигнала.

Распространение сигнала вдоль оптического волокна хорошо описывается нелинейным уравнением Шрёдингера (НУШ) [3]:

$$iE_z + \frac{1}{2}E_{tt} + |E|^2 E = 0, \quad (1)$$

где  $E = E(t, z)$  – безразмерная амплитуда огибающей электрического поля,  $t$  и  $z$  – безразмерные время и координата. Данное уравнение относится к классу интегрируемых, для него существует представление Лакса [4,5]:

$$\begin{aligned} \Psi_t &= i(\lambda\sigma_3 + U)\Psi, \\ \Psi_z &= i(-\lambda^2\sigma_3 - \lambda U + V)\Psi, \end{aligned} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad U = \begin{pmatrix} 0 & E \\ E^* & 0 \end{pmatrix}, \quad V = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} |E|^2 & iE_t \\ -iE_t^* & -|E|^2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $\lambda = \xi + i\zeta$  – произвольный спектральный параметр. Из условия совместности данной системы  $\Psi_{tz} = \Psi_{zt}$  следует НУШ (1).

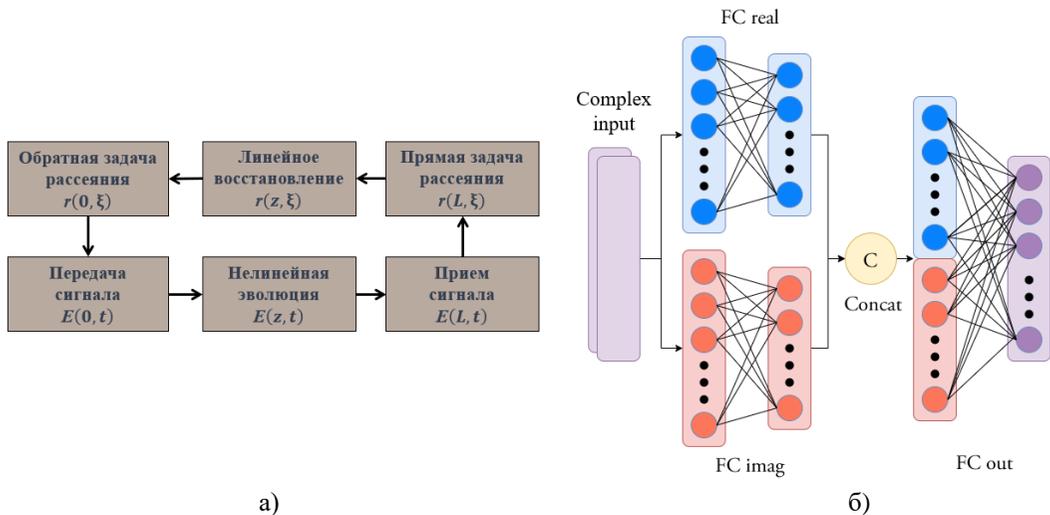
Рассмотрим задачу рассеяния относительно первого уравнения системы (2) со следующими асимптотиками

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \Psi = \begin{pmatrix} e^{-i\lambda t} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} \Psi = \begin{pmatrix} a(z, \lambda)e^{-i\lambda t} \\ b(z, \lambda)e^{+i\lambda t} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

коэффициент отражения  $r(z, \xi)$  связан с коэффициентами рассеяния  $a(z, \lambda)$  и  $b(z, \lambda)$  следующим образом

$$r(z, \xi) = \frac{b(z, \xi)}{a(z, \xi)}. \quad (4)$$

Следует отметить, что в современной когерентной оптической коммуникации используется цифровая обработка сигнала (ЦОС) для компенсации следствий влияния хроматической дисперсии [6]. Эффективная работа ЦОС достигается только в случае, когда распространение сигнала происходит линейным образом. Хорошо известно, что несмотря на то, что эволюция сигнала вдоль оси распространения  $z$  в общем случае происходит нелинейным образом в соответствии с уравнением (1), коэффициент отражения (4) эволюционирует линейно [4,5], а значит на него можно распространить принцип когерентной коммуникации и решение в точке  $z = L$ , где  $L$  – длина передающей линии, “отмотать назад” в точку  $z = 0$  с помощью ЦОС. В таком случае для восстановления начального сигнала в точке приема необходимо дополнительно решить две задачи: прямую задачу рассеяния – найти коэффициент отражения  $r(L, \xi)$  по выходному сигналу  $E(L, t)$ , затем коэффициент отражения “отмотать назад,” таким образом получив коэффициент отражения  $r(0, \xi)$ , соответствующий входному сигналу, и наконец решить обратную задачу рассеяния – восстановить входной сигнал  $E(0, t)$  по известным данным рассеяния  $r(0, \xi)$ , схематически идея данного подхода изображена на Рис. 1а.



**Рис. 1.** а) Схема восстановления сигнала с использованием метода обратной задачи рассеяния; б) Модель нейронной сети для решения обратной задачи рассеяния.

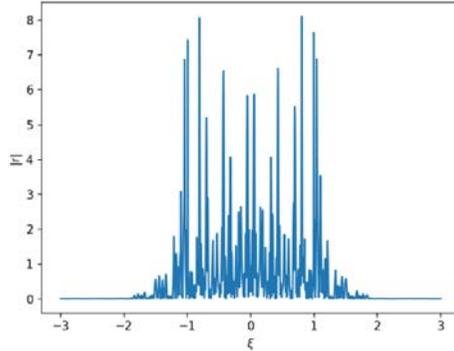
В общем случае восстановление потенциала по известным данным рассеяния является непростой задачей. С точки зрения необходимого времени и производительности вычислительного оборудования это требует больших затрат [7]. Мы предлагаем использовать алгоритмы машинного обучения для решения этой задачи чтобы преодолеть ограничения традиционных подходов. В ходе экспериментов было обнаружено что для этой задачи достаточно использовать только линейную регрессию. Структура нейронной сети (НС) изображена на Рис. 1б: модель разделяет входные комплексные данные на реальную и мнимую части и параллельно пропускает их через полностью связанные слои FC real и FC imag, затем выходы этих слоев склеиваются (Concat) и пропускаются через выходной слой FC out, активационные функции при этом не используются.

В качестве граничного условия для уравнения (1) рассмотрены 16-битовые последовательности Гауссовых импульсов (см. Рис. 3а сплошная синяя линия), заданные

формулой

$$E(0, t) = \sum_{k=1}^N a_k \pi^{-\frac{1}{4}} \exp\left[-(t - kT)^2 / 2\right], \quad (5)$$

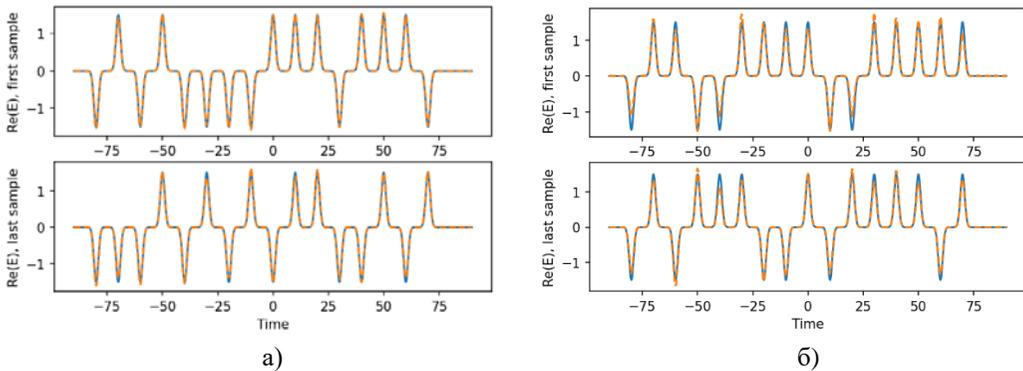
где  $a_k = \pm 1$  с равной вероятностью,  $k$  – номер импульса,  $T = 10$  – ширина битового слота. Для каждой последовательности решается прямая задача рассеяния численным методом в соответствии с работой [8], таким образом находится коэффициент отражения (см. пример Рис. 2). Совокупность входных последовательностей и соответствующих им коэффициентов отражения составляет набор тренировочных данных, включающий в себя 3000 реализаций.



**Рис. 2.** Пример зависимости абсолютного значения коэффициента отражения от реальной части спектрального параметра.

На вход НС подается коэффициент отражения, из которого она учится предсказывать, какая последовательность его породила. Набор данных для тестирования модели состоит из других псевдослучайных реализаций таких же последовательностей, однако коэффициент отражения в этом случае посчитан из решения уравнения (1) в точке  $z = L = 100$ , что составляет 100 нелинейных длин, затем к нему была применена процедура линейного восстановления.

В качестве функции потерь была выбрана среднеквадратичная ошибка модели (MSE). Для обучения использовался оптимизационный алгоритм Adam [9] с косинусным планировщиком скорости обучения [10]. Комбинация этих методов позволила добиться быстрой сходимости процесса обучения. Итоговые значения потерь на тренировочном наборе данных составляют  $\text{loss}_{\text{train}} = 0.001$ , на тестовом –  $\text{loss}_{\text{test}} = 0.006$ .



**Рис. 3.** Валидация НС на тренировочном (а) и тестовом (б) наборах данных; синяя сплошная линия – входной сигнал (цель), желтая пунктирная линия – предсказание модели; нижняя и верхняя части – разные реализации последовательности.

Показано что применение метода обратной задачи рассеяния совместно с машинным обучением является эффективным способом восстановления оптического сигнала, подвергнутого сильному нелинейному искажению.

### Литература

1. Odlyzko A. M. Internet traffic growth: Sources and implications //Optical transmission systems and equipment for WDM networking II. – International Society for Optics and Photonics, 2003. – Т. 5247. – С. 1-15.
2. Gibney J., Kuk I. A., Gabitov I. R. Pulse interactions in weakly nonlinear coherent optical communication links //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2021. – Т. 1890. – №. 1. – С. 012006.
3. Hasegawa A., Kodama Y. Guiding-center soliton //Physical review letters. – 1991. – Т. 66. – №. 2. – С. 161.
4. Zakharov V, Shabat A. Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media //Soviet physics JETP. – 1972. – Т. 34. – №. 1. – С. 62.
5. Novikov S. et al. Theory of solitons: the inverse scattering method. – Springer Science & Business Media, 1984.
6. Kikuchi K. Fundamentals of coherent optical fiber communications //Journal of Lightwave Technology. – 2015. – Т. 34. – №. 1. – С. 157-179.
7. Trogdon T., Olver S. Numerical inverse scattering for the focusing and defocusing nonlinear Schrödinger equations //Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2013. – Т. 469. – №. 2149. – С. 20120330.
8. Mullyadzhyanov R., Gelash A. Direct scattering transform of large wave packets //Optics letters. – 2019. – Т. 44. – №. 21. – С. 5298-5301.
9. Kingma D. P., Ba J. Adam: A method for stochastic optimization //arXiv preprint arXiv:1412.6980. – 2014.
10. Loshchilov I., Hutter F. Sgdr: Stochastic gradient descent with warm restarts //arXiv preprint arXiv:1608.03983. – 2016.

## MACHINE LEARNING AND THE INVERSE SCATTERING PROBLEM IN OPTICAL FIBER COMMUNICATIONS

I.A. Kuk<sup>1,\*</sup>, J. Gibney<sup>2</sup>, I.R. Gabitov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Skolkovo Institute of Science and Technology  
121205, Moscow, Bolshoy Boulevard 30, bld. 1, Russia

<sup>2</sup>University of Arizona  
85721, Tucson, 617 N. Santa Rita Ave., USA

\*e-mail: ilya.kuk@skoltech.ru

In this paper, a method of extending the principles of coherent optical communication to the case of a nonlinear operating mode is considered. For this, the integrability property of the nonlinear Schrödinger equation is used, which makes it possible to apply the method of the inverse scattering problem. Reconstruction of the signal from the scatter data is performed using machine learning algorithms, which gives an advantage over traditional methods in terms of speed of execution and requirements for equipment performance.

**Key words:** nonlinear optics, inverse scattering problem, integrable systems, Lax pair, machine learning

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ТРЕХМЕРНОМ НЕУПОРЯДОЧЕННОМ АТОМНОМ АНСАМБЛЕ В ВОЛНОВОДЕ

А.С. Курапцев\*, И.М. Соколов

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29*

\*e-mail: aleksej-kurapcev@yandex.ru

Обнаружено, что перенос излучения в неупорядоченном ансамбле резонансных атомов в волноводе критически зависит от размеров поперечного сечения волновода. Мы показали, что при увеличении поперечных размеров характер переноса излучения изменяется от режима Андерсоновской локализации в одномодовом волноводе до традиционного диффузионного переноса в многомодовом волноводе.

**Ключевые слова:** атомный ансамбль, волновод, диполь-дипольное взаимодействие, коллективные эффекты, андерсоновская локализация света

Начиная с пионерской работы Парсела [1], взаимодействие света с атомами, расположенными в резонаторе или в волноводе, а также вблизи проводящей или диэлектрической поверхности, привлекает большое внимание. К настоящему времени хорошо известно, что резонатор модифицирует пространственную структуру мод электромагнитного поля. Это приводит к модификации излучательных свойств атомов, в частности, к изменению скорости спонтанного распада [2,3]. Это дает возможность управлять излучательными свойствами атомов путем контролируемого изменения параметров резонатора. Взаимодействие света с атомами, расположенными вблизи нанопотонных структур, таких как нановолокно, фотонно-кристаллические резонаторы и волноводы, может служить физической основой для развития новых приложений в квантовой метрологии, масштабируемых квантовых сетях и квантовой информатики.

Модификация пространственной структуры полевых мод вызывает изменения не только скорости спонтанного распада, но также и характера электромагнитного взаимодействия между атомами. В частности, это приводит к изменению межатомного диполь-дипольного взаимодействия [4-7], а также связанных с ним коллективных эффектов [8-11]. Такие коллективные эффекты вызывают сдвиги линии атомного перехода, зависящие от атомной плотности, а также искажения формы спектра перехода. Это влияет как на излучательные свойства атомов, так и на характеристики рассеянного излучения.

В настоящей работе мы представляем результаты решения трехмерной задачи о вычислении коэффициента пропускания неупорядоченного ансамбля точечных рассеивателей (атомов) в волноводе. На основе самосогласованного квантового микроскопического подхода, в рамках которого атомы рассматриваются как когерентные излучающие диполи [12], мы показали, что характер переноса излучения критически зависит от размеров поперечного сечения волновода. Так, в случае, когда волновод является одномодовым по отношению к излучению, резонансному атомному переходу, имеет место режим андерсоновской локализации света даже при сколь угодно малой атомной плотности. Увеличение поперечных размеров делает волновод многомодовым, что в свою очередь приводит к подавлению андерсоновской локализации и восстанавливает классический режим диффузионного переноса излучения. Кроме того, величина коэффициента пропускания претерпевает сложные скачкообразные изменения при увеличении поперечных размеров волновода.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-10004, <https://rscf.ru/project/21-72-10004/>.

## Литература

1. E.M. Purcell, Proceedings of the American Physical Society 69, 681 (1946).

2. G.S. Agarwal, Phys. Rev. A 12, 1475 (1975).
3. D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. 47, 233 (1981).
4. T. Kobayashi, Q. Zheng, T. Sekiguchi, Phys. Rev. A 52, 2835 (1995).
5. G.S. Agarwal, S.D. Gupta, Phys. Rev. A 57, 667 (1998).
6. G. Fiscelli, L. Rizzuto, and R. Passante, Phys. Rev. A 98, 013849 (2018).
7. Y. Jiang, J. Phys. Commun. 2, 055002 (2018).
8. R. Rohlsberger, K. Schlage, B. Sahoo et. al., Science 328, 1248 (2010).
9. A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, Phys. Rev. A 94, 022511 (2016).
10. M.D. Lee, S.D. Jenkins, Y. Bronstein et. al., Phys. Rev. A 96, 023855 (2017).
11. A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, Phys. Rev. A 100, 063836 (2019).
12. A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, Phys. Rev. A 101, 053852 (2020).

## LIGHT PROPAGATION IN A RANDOM THREE-DIMENSIONAL ATOMIC ENSEMBLE IN A WAVEGUIDE

**A.S. Kuraptsev\*, I.M. Sokolov**

*Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University  
195251, Russia, Saint Petersburg, Polytechnicheskaya st., 29  
\*e-mail: aleksej-kurapcev@yandex.ru*

Light transport in a disordered ensemble of resonant atoms placed in a waveguide is found to be very sensitive to the sizes of cross section of a waveguide. We have shown that the nature of radiation transfer changes from Anderson localization regime in a single-mode waveguide to a traditional diffuse transfer in a multi-mode one.

**Key words:** atomic ensemble, waveguide, dipole-dipole interaction, collective effects, Anderson localization of light

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ РАСТЯНУТОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Н.М. Лебедев<sup>1,\*</sup>, К.Н. Миньков<sup>1</sup>, И.А. Биленко<sup>1</sup>

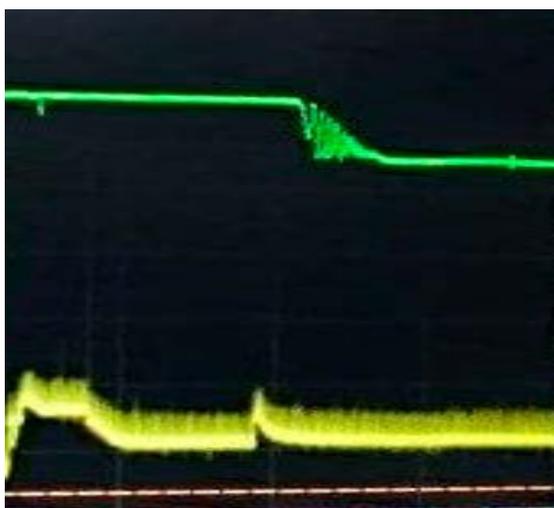
<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр,  
121205, г. Москва, Территория ИЦ «Сколково»,  
Большой бульвар, д. 30, стр. 1.  
\*e-mail: swanikola@gmail.com

Растянутое оптическое волокно является универсальным элементом оптических схем, применяющимся в качестве сенсоров, при работе с холодными атомами, в плазмонике и тд. В этой работе предлагается новая методика растяжения оптоволокна с использованием алгоритмов компьютерного зрения, с успехом применяющихся в промышленности. Было рассмотрено несколько вариантов программной реализации контроля процесса растяжения в среде Labview, позволяющих изготавливать оптоволокна с заданной формой. В результате были получены растянутые волокна с коэффициентом пропускания до 80% и диаметром менее 1 мкм. Полученные волокна с успехом использовались для реализации оптической связи с кристаллическим микрорезонатором с модами шепчущей галереи.

**Ключевые слова:** растянутое оптическое волокно, микрорезонаторы, компьютерное зрение, Labview.

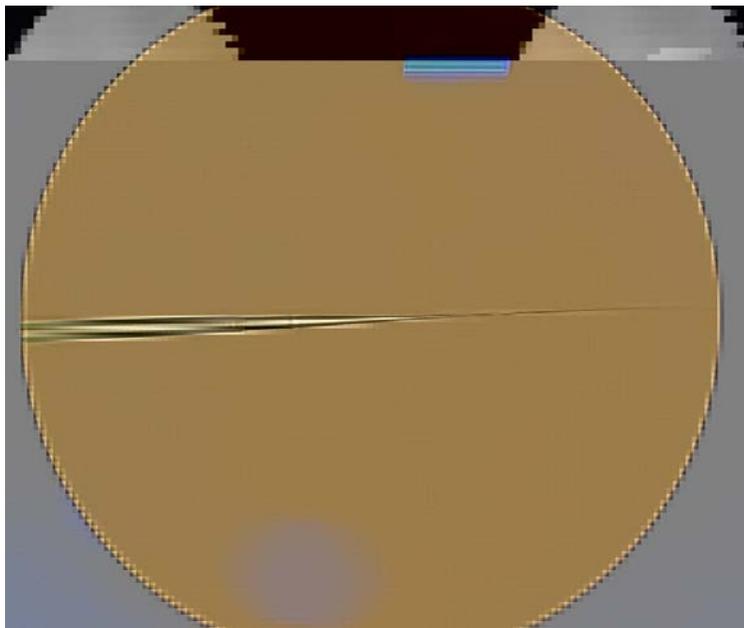
Растянутое оптическое волокно играет важную роль в современной микрооптике и фотонике[1]. С развитием интереса к квантовым коммуникациям, оно стало потенциальным составным элементом оптических схем для квантовой связи, например, для передачи квантовых состояний в комбинации с высокодобротными оптическими резонаторами[2].

Мы решили применить алгоритмы компьютерного зрения, активно используемые в производстве[3], для улучшения характеристик растянутых волокон, а именно их диаметра и коэффициента пропускания. Для изготовления волокон применяется специальная установка, состоящая из горелки, питающейся смесью кислорода и водорода из электролизера, которая засчёт колебательных движений вдоль оси волокна равномерно прогревает его участок, в то время как две микроподачи, в которых закреплены концы волокна, осуществляют его растяжение.



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента пропускания растянутого волокна от времени растяжения (зеленая кривая). Желтая кривая – показания с тензодатчика (натяжение волокна)

Для реализации алгоритма растяжения была применена программа в среде программирования Labview, которая позволяет в широком диапазоне настраивать установку: регулировать скорость и амплитуду качания горелки, а также скорости микроподач для растяжения на разных этапах. В результате тонкой настройки этого алгоритма удалось изготовить волокна с пропусканием 80% и диаметром 800 нм. Более того, можно задавать необходимый профиль растянутого волокна. Типичная зависимость пропускания оптоволокна от времени растяжения показана на рисунке 1. Фотография растянутого волокна приведена на рисунке 2.



**Рис. 2** Растянутое волокно под микроскопом

Для улучшения характеристик растянутых оптоволокон и повторяемости результата было предложено две схемы с применением компьютерного зрения. Первая схема была реализована в среде Labview с помощью специальной утилиты NI Vision Builder. В ней был реализован модуль анализа профиля кривой на экране, что позволяло остановить процесс растяжения при достижении требуемой формы. Вторая схема была реализована с помощью Python. В процессе растяжения анализировалось количество и длина прямых, на которые делился профиль волокна. Изображение анализируемого волокна показано на рисунке 3.

Для проверки оптических волокон использовался кристаллический микрорезонатор с модами шепчущей галереи[4]. При подведении растянутого оптоволокна к микрорезонатору обеспечивается оптическая связь за счет наличия электромагнитного излучения на границе волокна с воздухом[5]. Таким образом, можно наблюдать на осциллографе моды шепчущей галереи при включении сканирования лазера по частоте. Измеряя ширину моды, можно получить информацию о добротности резонатора.

Нами были предложены методики для улучшения характеристик растянутых оптических волокон на основе компьютерного зрения. Полученные результаты могут быть использованы для повышения качества и задания определенной формы растянутых оптоволокон для применения их в любых сферах микрооптики, фотоники и квантовых коммуникаций.



**Рис. 3.** Иллюстрация работы алгоритма компьютерного зрения.

Работа поддержана грантом № 20-12-00344.

### Литература

1. Tong, L., Zi, F., Guo, X., & Lou, J. (2012). Optical microfibers and nanofibers: A tutorial. *Optics Communications*, 285(23), 4641–4647.
2. Spillane, S. M., Kippenberg, T. J., Painter, O. J., & Vahala, K. J. (2003). Ideality in a Fiber-Taper-Coupled Microresonator System for Application to Cavity Quantum Electrodynamics. *Physical Review Letters*, 91(4), 2–5.
3. Brosnan, T., & Sun, D. W. (2004). Improving quality inspection of food products by computer vision - A review. *Journal of Food Engineering*, 61(1 SPEC.), 3–16. [https://doi.org/10.1016/S0260-8774\(03\)00183-3](https://doi.org/10.1016/S0260-8774(03)00183-3)
4. Терентьев, Р. В., Шитиков, А. Е., Биленко, И. А., Миньков, К. Н., Галиев, Р. Р., Городецкий, М. Л., ... Галиев, Р. Р. (2018). РАДИОФОТОНИКА Оптимизация методики изготовления растянутых световодов для связи с оптическими микрорезонаторами Оптимизация методики изготовления растянутых световодов для связи с оптическими микрорезонаторами. 1–5.
5. Yap, S. H. K., Chien, Y. H., Chan, K. K., Yeh, C. H., Zhang, G., Jiang, J. C., ... Yong, K. T. (2020). A First Study of the Kinetics of Metal Ion Adsorption at Solid/Liquid Interface Using Evanescent Wave-Based Optical Microfiber. *IEEE Sensors Journal*, 20(16), 9162–9169. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2020.2986761>

## THE APPLICATION OF COMPUTER VISION FOR MICROFIBER FABRICATION

N.M. Lebedev<sup>1</sup>, K.N. Minkov<sup>1</sup>, I.A. Bilenko<sup>1</sup>

*<sup>1</sup>Russian Quantum Center,  
121205 30 bld 1, Bolshoi boulevard,  
Innovation Center Skolkovo, Moscow  
\*e-mail: swanikola@gmail.com*

Optical microfibers are universal elements of optical circuits for sensing, plasmonics, cold atoms, etc. In this paper, we propose a new method of optical microfiber fabrication using computer vision algorithms that are successfully applied in industry. Several variants of the software implementation of the fabrication process control in the Labview environment were considered, with a possibility to control the shape of the microfiber. As a result, microfibers with a transmission coefficient of more than 80% and a diameter of less than 1 micron were obtained. The fibers were successfully used to implement optical communication with a crystalline microresonator with whispering gallery modes.

**Key words:** optical microfiber, microresonator, computer vision, Labview.

# ГЕНЕРАЦИЯ ВЕКТОРНЫХ ПЛАТИКОНОВ И ГИБРИДНЫХ ПЛАТИКОН-СОЛИТОННЫХ КОМПЛЕКСОВ В ВЫСОКОДОБРОТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ МОДУЛИРОВАННОЙ НАКАЧКОЙ

В.Е. Лобанов<sup>1,\*</sup>, А.Е. Шитиков<sup>1</sup>, Р.Р. Галиев<sup>1,2</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Российский Квантовый Центр*

*143026, Москва, Сколково, ул. Новая, д. 100 А*

<sup>2</sup>*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова*

*119991, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1*

*\*e-mail: vallobanov@gmail.com*

Показана возможность генерации векторных платиконов с ортогонально поляризованными компонентами, а также солитон-платиконных комплексов одним пучком амплитудно-модулированной накачки. Найдены условия возбуждения таких структур. Показано, что динамикой процесса можно управлять, меняя поляризацию пучка накачки. Эффективность процесса зависит от частотного расстояния между накачиваемыми модами, а также от разности межмодовых интервалов возбуждаемых семейств мод.

**Ключевые слова:** Микрорезонатор, частотная гребенка, поляризация, диссипативный солитон, векторный платикон.

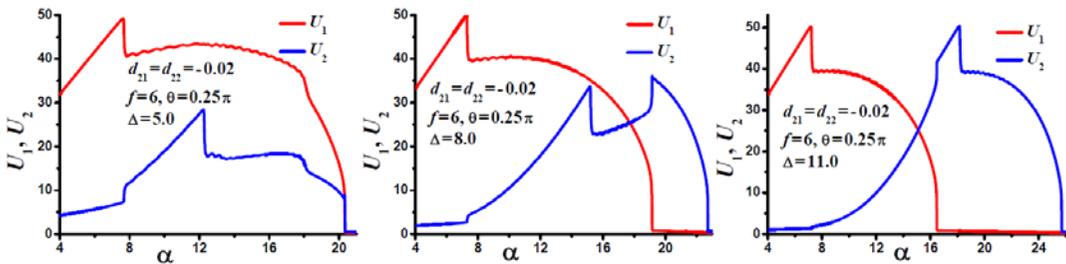
В последние годы оптические частотные гребенки зарекомендовали себя как эффективные инструменты современной оптики и фотоники [1]. Изначально для их генерации использовались лазеры с синхронизацией мод. В 2007 году было показано, что генерация частотных гребенок может быть реализована в высокодобротных оптических микрорезонаторах с кубичной нелинейностью в процессе четырехволнового взаимодействия [2]. На сегодняшний день генерация таких керровских частотных гребенок была продемонстрирована в высокодобротных микрорезонаторах различных геометрий, изготовленных из различных материалов [3]. Также была показана генерация когерентных гребенок в виде диссипативных солитонов во временном представлении [4]. Оптические сигналы такого рода нашли широкое применение в различных областях науки и техники, например, в метрологии, спектроскопии, астрофизике и телекоммуникационных системах. При аномальной дисперсии групповых скоростей такие солитоны имеют колоколообразный профиль, а при нормальной дисперсии имеют профиль, близкий к прямоугольному, и называются платиконами [5, 6]. Отметим, что преимуществом платиконов является высокая по сравнению со светлыми солитонами эффективность преобразования энергии накачки и энергию частотных компонент генерируемой гребенки [7], что особенно важно для телекоммуникационных систем. В последнее время интерес исследователей вызывает генерация солитонных комплексов, состоящих из нелинейно связанных компонент, имеющих поляризацию [8-11]. В этом случае поляризация накачки обеспечивает дополнительную степень свободы, позволяющую более гибко управлять характером нелинейного взаимодействия. В основном, описанные методы используют два пучка накачки, имеющих разную поляризацию. В нашей работе мы показали, что, используя один пучок амплитудно-модулированной накачки, можно, контролируя его поляризацию и отстройку от одного из резонансов, реализовывать генерацию различных сигналов, в том числе векторных платиконов в случае нормальной дисперсии групповых скоростей для обеих мод и гибридных солитон-платиконных состояний для различных знаков дисперсии групповых скоростей у взаимодействующих мод.

Для численного анализа мы использовали систему двух связанных уравнений Луджиато-Лефевра, описывающих взаимодействие мод с разной поляризацией [8], но близкими

межмодовыми интервалами, и учитывающих амплитудную модуляцию накачки с частотой модуляции, близкой к межмодовому интервалу:

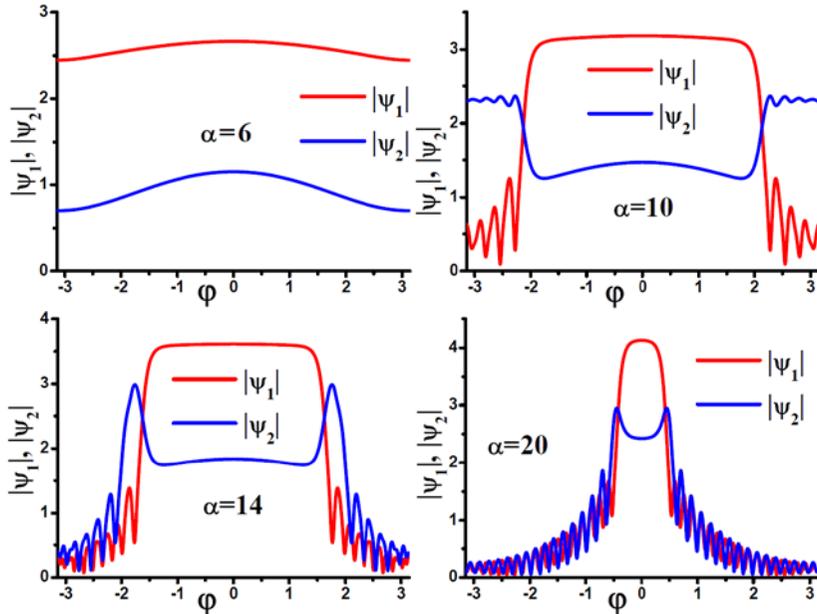
$$\begin{cases} \frac{\partial \psi_1}{\partial \tau} + \delta_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial \varphi} = \frac{id_{21}}{2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \varphi^2} + i\psi_1 \left( |\psi_1|^2 + \frac{2}{3} |\psi_2|^2 \right) - (1 + i\alpha)\psi_1 + f(\varepsilon, \varphi) \cos \theta, \\ \frac{\partial \psi_2}{\partial \tau} + \delta_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial \varphi} = \frac{id_{22}}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \varphi^2} + i\psi_2 \left( |\psi_2|^2 + \frac{2}{3} |\psi_1|^2 \right) - \left( \frac{\kappa_2}{\kappa_1} + i(\alpha - \Delta) \right) \psi_2 + f(\varepsilon, \varphi) \sin \theta, \end{cases} \quad (1)$$

Изучалась нелинейная динамика при изменении частоты накачки, задаваемой изменением со временем отстройки  $\alpha$  частоты накачки от линейного резонанса ( $\alpha = \alpha(0) + \beta\tau$ ,  $\tau = \kappa_1 t / 2$ , где  $\kappa_1$  – ширина моды накачки,  $\kappa_2$  – ширина соседней моды с другой поляризацией,  $f(\varepsilon, \varphi) = f(1 + \varepsilon \cos \varphi)$ ,  $f$  – нормированная амплитуда накачки,  $\varepsilon$  – глубина амплитудной модуляции,  $\varphi$  – азимутальный угол в системе координат, вращающейся с частотой модуляции,  $d_{21,22}$  – коэффициенты дисперсии групповых скоростей для мод первой и второй поляризаций,  $\delta_{1,2}$  – нормированные на полуширину моды накачки отстройки частоты модуляции от межмодового интервала для первого и второго семейства мод, соответственно,  $\theta$  – угол поляризации. Сначала был рассмотрен случай, когда межмодовые интервалы совпадают и равны частоте модуляции, то есть  $\delta_{1,2} = 0$ , а дисперсия групповых скоростей нормальна  $d_{21,22} < 0$ . Исследовалась зависимость энергии обеих компонент  $U_{1,2}$  от частоты накачки (в нашем случае, от нормированной отстройки  $\alpha$ ). Было выявлено, что для различных комбинаций угла поляризации и расстояния между модами можно выделить 3 основных режима: 1) режим полного захвата при малом расстоянии между модами, когда генерируемые нелинейно-связанные платиконы на обеих поляризациях пропадают одновременно (см. левую панель на Рис. 1); 2) режим частичного захвата, когда нелинейно-связанные платиконы на обеих поляризациях существуют в ограниченном частотном диапазоне, а вне этого диапазона может быть одна из платиконных компонент (см. центральную панель на Рис. 1); 3) отсутствие захвата, когда частотные области генерации платиконов с различными поляризациями не перекрываются (см. правую панель на Рис. 1). При увеличении расстояния между модами для наблюдения захвата требуется усиление накачки первой моды, то есть уменьшение угла  $\theta$ . Для каждой комбинации мощности накачки и глубины модуляции существует предельное расстояние между модами, при котором прекращается генерация связанных платиконных состояний.



**Рис. 1.** Зависимость энергии компонент с разной поляризацией от отстройки частоты накачки, получаемая при сканировании частоты и амплитудной модуляции накачки, для различных расстояний между модами при фиксированной поляризации накачки  $\theta = 0.25\pi$ ,  $f = 6$ ,  $\varepsilon = 0.4$ .

Также можно выделить основные виды генерируемых сигналов, наблюдаемых при различных значениях отстройки частоты накачки от резонанса. Характерные профили компонент для случая, соответствующего левой панели на Рис. 1, представлены на Рис. 2. При малых значениях отстройки для обеих компонент генерируются слабомодулированные из-за амплитудной модуляции накачки сигналы (левая верхняя панель на Рис. 2). При увеличении отстройки происходит генерация платикона на первой компоненте. При этом на второй компоненте из-за нелинейной связи образуется провал на высокоинтенсивном фоне (правая верхняя панель на Рис. 2).

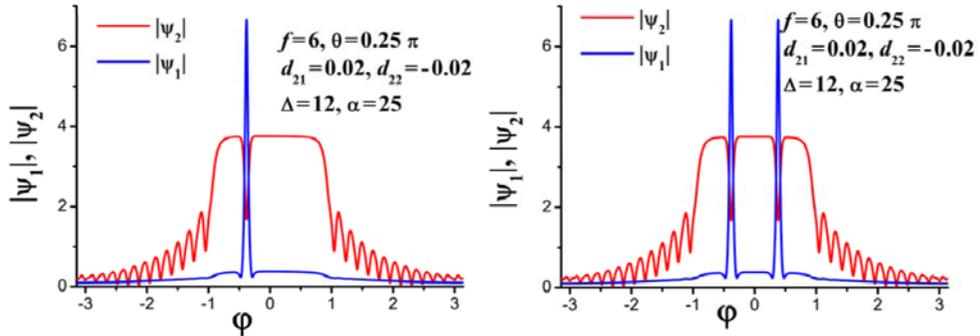


**Рис. 2.** Профили компонент генерируемых сигналов при различных значениях отстройки частоты накачки для  $\theta = 0.25\pi$ ,  $\Delta = 6$ ,  $f = 6$ ,  $\varepsilon = 0.4$  (левая панель на Рис. 1).

При дальнейшем увеличении отстройки, если реализуется режим полного или частичного захвата, наблюдается генерация платикона и во второй компоненте. Однако профиль платикона во второй компоненте искажается из-за нелинейной связи с мощной первой компонентой, что выражается в появлении характерного провала (нижние панели на Рис. 2). При дальнейшей перестройке частоты платиконы сужаются и либо одновременно затухают при полном захвате, либо пропадает платикон на первой компоненте и профиль платикона на второй компоненте становится неискаженным. Отметим, что такие эффекты наблюдаются, если межмодовые интервалы для обоих семейств мод достаточно близки (разница не превышает ширину линии моды накачки). При наличии разности межмодовых интервалов оптимальным вариантом является подстройка частоты модуляции под межмодовый интервал первого семейства мод. При этом профили сигналов на второй компоненте становятся асимметричными. Как было показано ранее, при фиксированной глубине модуляции генерация платиконов возможна при мощностях накачки, меньших некоторого критического значения. Возможность одновременной накачки двух близлежащих мод позволяет повысить это критическое значение мощности накачки.

Также изучался более экзотичный случай, когда для одной поляризации дисперсии групповых скоростей аномальная, а для другой – нормальная. Численное моделирование показало, что если сначала накачивается мода с нормальной дисперсией, то платиконный профиль на этой компоненте искажается из-за модуляционной неустойчивости на второй компоненте, причем генерация солитонов на второй компоненте происходит только после

затухания платикона на первой. Одновременной генерации и солитонов, и платиконов в этом случае не наблюдалось. В противоположном случае при определенных условиях наблюдалась генерация солитон-платиконных комплексов (см. Рис. 3). Отметим, что в полном соответствии с результатами [12], при достаточно медленной перестройке частоты и достаточно глубокой модуляции происходила генерация одного (левая панель на Рис. 3) или двух солитонов (правая панель на Рис. 3), причем в месте локализации солитонов на второй компоненте из-за нелинейной связи появлялся глубокий узкий провал на платиконном профиле. В ряде случаев для двухсолитонного режима наблюдалось слияние и взаимное уничтожение солитонов, причем платикон на другой компоненте продолжал существовать. Для односолитонного режима чаще платикон затухал раньше.



**Рис. 3.** Профили компонент генерируемых солитон-платиконных комплексов для  $\theta = 0.25\pi$ ,  $\Delta = 12$ ,  $f = 6$ ,  $\varepsilon = 0.4$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 17-12-01413-П). В.Е.Л. благодарит за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

### Литература

1. Fortier T., Baumann E. // *Communications Physics*. 2019. Vol. 2. No 1. P. 153.
2. Del'Haye P., et al. // *Nature*. 2007. Vol. 450. P. 1214.
3. Kippenberg T.J., et al. // *Science*. 2018. Vol. 361. eaan8083.
4. Pasquazi A., et al. // *Phys. Rep.* 2018. Vol. 729. P. 1.
5. Lobanov V.E., et al. // *Opt. Express*. 2015. Vol. 23. P. 7713.
6. Lobanov V.E., et al. // *Phys. Rev. A*. 2019. Vol. 100. P. 013807.
7. Xue X., et al. // *Las. Photon. Rev.* 2017. Vol. 11. P. 1600276.
8. Bao Ch., et al. // *Opt. Lett.* 2019. Vol. 44. P. 1472.
9. Nielsen A.U., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2019. Vol. 123. P. 013902.
10. Suzuki R., et al. // *IEEE Photon. Journ.* 2018. Vol. 11, no. 1. 6100511.
11. Guo L., et al. // *Appl. Opt.* 2020. Vol. 59. P. 2101.
12. Lobanov V.E., et al. // *Opt. Express*. 2016. Vol. 24. P. 27382.

**GENERATION OF VECTOR PLATICONS AND HYBRID SOLITON-  
PLATICON COMPLEXES IN OPTICAL MICRORESONATORS BY  
MODULATED PUMP**

**V.E. Lobanov<sup>1,\*</sup>, A.E. Shitikov<sup>1</sup>, R.R. Galiev<sup>1,2</sup>, N.M. Kondratiev<sup>1</sup>**

*<sup>1</sup>Russian Quantum Center*

*143026 100A Novaya str., Skolkovo, Russia*

*<sup>2</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*

*119991 1-2 Leninskiye Gory, Moscow, Russia*

It is shown that it is possible to generate vector platicons with orthogonally polarized components, as well as soliton-platicon complexes, by a single amplitude-modulated pump beam. The conditions for the excitation of such structures are found. It is shown that the dynamics of the process can be controlled by changing the polarization of the pump beam. The efficiency of the process depends on the frequency interval between the pumped modes, as well as on the difference between the intermode intervals of the excited mode families.

**Key words:** Microresonator, frequency comb, polarization, dissipative soliton, vector platicon.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТОВО-ОПТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА КВАНТОВЫХ КОМПЬЮТЕРАХ IBM

С.Д. Манько\*, Д.Н. Фроловцев, С.А. Магницкий

*Физический факультет, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские горы д.1, стр.2*

\*e-mail: sofi.manko@gmail.com

На квантовых компьютерах IBM промоделирован квантово-оптический процесс квантовой томографии. Проведена оценка качества моделирования по параметру Fidelity. Полученные значения Fidelity лежат в диапазоне (68.6–94.9)%, в зависимости от поколения компьютера. Предложен способ уменьшения количества измерений, необходимых для вычисления параметра Fidelity для случая двух кубитов, с 9 до 3. Полученные результаты демонстрируют возможность моделирования различных квантово-оптических экспериментов на квантовом компьютере.

**Ключевые слова:** квантовые вычисления, квантовые компьютеры, квантовая оптика, квантовая томография.

Квантовые вычисления - стремительно развивающаяся область, находящаяся на стыке квантовой физики и вычислительной математики. В настоящее время квантовые компьютеры и квантовые симуляторы применяются для решения таких задач как моделирование сложных химико-биологических и физических систем и процессов, а также для задач машинного обучения и криптоанализа. С появлением первых квантовых вычислителей зародилось новое направление вычислительного эксперимента в физике - квантовый вычислительный эксперимент. В данной работе мы развиваем этот подход применительно к моделированию квантово-оптических экспериментов с одиночными фотонами, при этом для моделирования динамики квантовой системы проводится эксперимент над кубитами квантового компьютера, динамика которых повторяет эволюцию моделируемой системы.

В работе представлены результаты квантового моделирования процесса квантовой томографии поляризационно-запутанных фотонных пар. Схема моделируемого квантово-оптического эксперимента по томографированию поляризационно-запутанных квантовых состояний Белла, приведена Рис.1. Источником может служить двухкристальный СПР-генератор [2,3], генерирующий фотонные пары в состояниях Белла. В квантовом томографе, изображенном на Рис. 1, каждый из фотонов бифотонной пары, испускаемой СПР-источником, направляется на свой перестраиваемый измеритель, способный производить измерения в лабораторном, диагональном и циркулярном базисах. Измеритель состоит из четвертьволновой пластинки  $\lambda/4$ , полуволновой пластинки  $\lambda/2$ , поляризационного светоделителя PBS и двух детекторов, расположенных в выходных портах PBS, который пропускает горизонтальную поляризацию  $|H\rangle$  и отражает вертикальную поляризацию  $|V\rangle$  и не меняет своего положения при измерениях. Измерительный базис можно изменять путем изменения ориентации полуволновой и четвертьволновой пластинок, входящих в состав измерителя.

Квантовая томография позволяет восстанавливать состояние квантовой системы с помощью серии измерений квантовой системы. Для проведения квантовой томографии поляризационного состояния бифотонов требуются измерения двух фотонов в трех базисах (лабораторном, диагональном и циркулярном) во всех возможных парных комбинациях, то есть всего в 9 комбинациях, которые вместе составляют томографически полную систему измерений. Результаты проведенных таким образом измерений позволяют определить матрицу плотности измеряемого состояния, т.е. определить квантовое состояние бифотонов.

В процессе квантового моделирования поляризационной степени свободы каждого фотона сопоставляется кубит квантового компьютера, причем состояние  $|0\rangle$  кубита соответствует горизонтальной поляризации фотона  $|H\rangle$ , а  $|1\rangle$  вертикальной  $|V\rangle$ , при этом действию

оптических элементов сопоставляются унитарные операции над кубитами. Поляризации делителю и двум фотодетекторам соответствует измерение в лабораторном базисе.

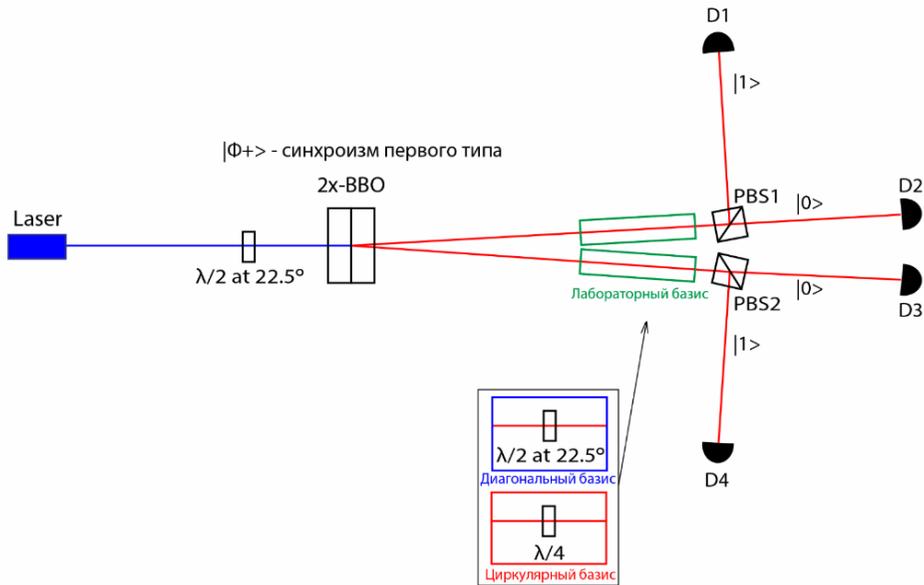


Рис. 1. Схематическое изображение квантовой томографии поляризационной пары бифотонов.

Критерий Fidelity [4] позволяет установить близость реального квантового состояния к теоретическому. Величина  $F$  может изменяться от 0 до 1, причем 1 свидетельствует о точном совпадении этих состояний. Fidelity для белловского состояния  $|\Phi^+\rangle = (|HH\rangle + |VV\rangle)/\sqrt{2}$  можно представить в виде

$$F = \langle \Phi^+ | \rho | \Phi^+ \rangle = \frac{p(HH) + p(VV) + p(DD) + p(AA) + p(RL) + p(LR) - 1}{2},$$

где  $p(\mathbf{AB})$  – вероятность нахождения кубитов в измерительном состоянии  $|\mathbf{AB}\rangle$ . Из этого выражения видно, что достаточно провести всего 3 измерения (при которых оба кубита измеряются в одном базисе).

Квантовое моделирование проведено на семи различных квантовых компьютерах платформы IBM Q Experience, список которых, а также значения Fidelity, полученные по результатам измерений в трёх и девяти различных комбинациях базисов, приведены в Табл. 1. Получен довольно широкий диапазон значений Fidelity:  $F = (68.6 - 94.9)\%$ . При этом результат измерений зависит от конкретного компьютера, на котором проводилось моделирование, и, как видно из Табл. 1, точность моделирования коррелирует с датой введения компьютера в эксплуатацию.

Полученные в работе результаты моделирования процесса квантовой томографии поляризационно-запутанных квантовых состояний бифотонов показывают, что уже на нынешнем уровне развития квантовые компьютеры предоставляют возможность моделирования процессов и устройств квантовой оптики, хотя это моделирование и происходит с некоторой ошибкой. При этом, наихудший и наилучший результаты соответствуют первому и последнему поколению процессоров, что демонстрирует прогресс в улучшении точности.

Молодой ученый является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (Манько С. Д., стипендия № 21-2-9-4-1). Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 21-12-00155).

**Табл. 1.** Значения Fidelity, полученные по результатам трех и девяти томографических измерений состояния  $|\Phi^+\rangle$  на семи квантовых компьютерах IBM Q.

Квантовый компьютер	Дата запуска компьютера	Значение Fidelity, полученное по трем измерениям, %	Значение Fidelity, полученное по девяти измерениям, %
ibmq_5_yorktown (5 qubits, QV8)	24 января 2017 г.	76.43	76.18
ibmq_16_melbourne (15 qubits, QV8)	8 января 2018 г.	88.34	87.74
ibmq_ourense (5 qubits, QV8)	3 июля 2019 г.	92.23	92.68
ibmq_vigo (5 qubits, QV16)	3 июля 2019 г.	85.53	86.30
ibmq_valencia (5 qubits, QV16)	3 июля 2019 г.	92.81	92.79
ibmq_athens (5 qubits, QV32)	13 марта 2020 г.	92.89	92.53
ibmq_santiago (5 qubits, QV32)	3 июня 2020 г.	94.93	94.16

### Литература

1. S. D. Manko, D. N. Frolovtsev, S. A. Magnitskiy Simulation of quantum tomography process of biphoton polarization states on a quantum computer // Moscow University Physics Bulletin, 2021. Vol. 76, № 2, p. 96
2. Magnitskiy S., Frolovtsev D., Firsov V. et al A SPDC-Based Source of Entangled Photons and its Characterization // Journal of Russian Laser Research, 2015. Vol. 36. P. 618
3. Frolovtsev D., Magnitskiy S., Demin A. Quantum Tomograph for Measurement and Characterization of Quantum States of Biphoton Sources // Measurement Techniques, 2020. Vol. 63. P. 273
4. Jozsa R. Fidelity for mixed quantum states // Journal of modern optics № 12, p. 2315-2323, 1994
5. <https://qiskit.org>

## SIMULATION OF QUANTUM OPTICAL EXPERIMENTS ON THE IBM QUANTUM COMPUTERS

**S.D. Manko\*, D.N. Frolovtsev, S.A. Magnitskiy**

*Faculty of physics, Lomonosov Moscow State University  
119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2  
\*e-mail: sofi.manko@gmail.com*

The quantum-optical process of quantum tomography is simulated on IBM quantum computers. The precision of simulation is estimated by Fidelity. The obtained Fidelities were in the range (68.6–94.9)%, depending on the computer generation. The method to reduce the number of measurements required to calculate the Fidelity parameter for the case of two qubits, from 9 to 3, is proposed. The obtained results demonstrate the feasibility of simulation of various quantum-optical experiments on a quantum computer.

**Key words:** quantum computation, quantum computers, quantum optics, quantum tomography.

# УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКЕ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

А. Мкртчян<sup>1\*</sup>, Ю. Гладуш<sup>1</sup>, С. Комракова<sup>2</sup>, П. Ан<sup>2</sup>, А. Голиков<sup>2</sup>, В. Ковалюк<sup>2</sup>,  
Г. Гольцман<sup>2</sup>, А. Насибулин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Сколковский институт науки и технологии  
121205, Москва, Большой бульвар д.30, стр.1

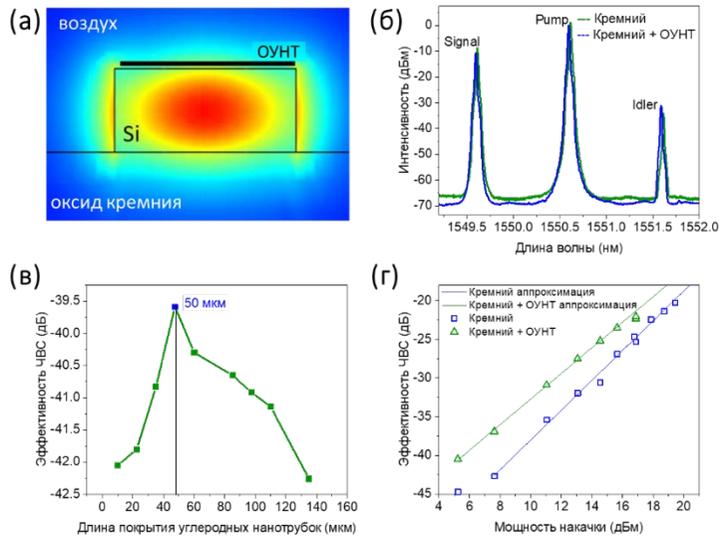
<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет  
119991, Москва, ул. Малая Пироговская, дом 1, строение 1

\*e-mail: aram.mkrтчyan@skoltech.ru

В данной работе экспериментально и численно продемонстрировано усиление оптической нелинейности на примере четырехволнового смешения в системе из однослойных углеродных нанотрубок нанесенных на оптические волноводы из кремния и нитрида кремния. Была оптимизирована длина покрытия слоя углеродных нанотрубок на волноводе путем максимизации конверсии излучения при вырожденном четырехволновом смешении. При 50 мкм покрытия слоем нанотрубок было достигнуто двукратное усиление конверсии четырехволнового смешения по сравнению с непокрытым волноводом. Путем электрохимического легирования была продемонстрирована возможность управления нелинейностью углеродных нанотрубок на волноводе.

**Ключевые слова:** Углеродные нанотрубки, керровская нелинейность, фотонный чип, интегральная оптика, кремниевый волновод, волновод из нитрида кремния, четырехволновое смешение, электрохимическое легирование.

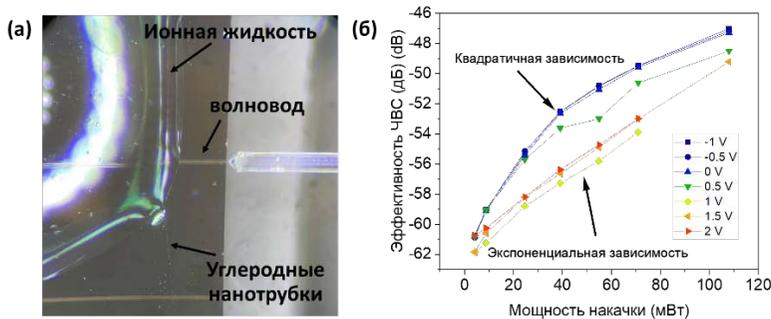
Однослойные углеродные нанотрубки (ОУНТ) обладают высокой керровской нелинейностью превышающую нелинейности материалов кремния (Si) и нитрида кремния (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) используемых в интегральной оптике для создания оптических волноводов и микрорезонаторов [1,2]. Ранее была показана генерация четырехволнового смешения (ЧВС) в интегральных системах с использованием нелинейности материала волновода [3,4].



**Рис. 1.** а) Геометрия волновода с однослойными углеродными нанотрубками и расчет поля моды, б) Излучение накачки, сигнала и конверсии ЧВС (idler) на выходе волновода, в) Максимальная эффективность четырехволнового смешения при 50 мкм длины покрытия углеродных нанотрубок, г) Двукратное усиление конверсии четырехволнового смешения.

В данной работе показана возможность усиления нелинейности путем нанесения ОУНТ на поверхность кремниевого волновода (Рис. 1а). Излучение непрерывной накачки (pump) и сигнальной волны (signal) были заведены торцевым заведением для генерации ЧВС в волноводе (idler) (Рис. 1б). Путем максимизации эффективности конверсии ЧВС была оптимизирована длина покрытия слоя ОУНТ 50 мкм (Рис. 1в). При максимальной мощности накачки эффективность конверсии четырехволнового смешения с ОУНТ была усилена в два раза по сравнению с волноводом без нанесенного слоя (Рис. 1г).

Ранее было показано зависимость конверсии ЧВС от уровня ферми графена на волноводе нитрида кремния [5]. В данной работе электрохимическим легированием углеродных нанотрубок впервые наблюдалась экспоненциальная зависимость ЧВС от мощности входного излучения. Была создана электрохимическая ячейка на волноводе нитрида кремния путем нанесения второго слоя ОУНТ не покрывающего волновод в качестве проводящего электрода и покрытием ионной жидкостью нанотрубки и волновод (Рис. 2а). При подаче 1-2 В напряжения на ОУНТ на волноводе зависимость четырехволнового смешения от мощности накачки от квадратичного переходит в экспоненциальный.



**Рис. 1. а)** Электрохимическая ячейка с углеродными нанотрубками на волноводе покрытой ионной жидкостью, **б)** Экспоненциальная зависимость четырехволнового смешения при подаче напряжения 1-2 В

Данный метод усиления нелинейности с помощью углеродных нанотрубок может быть использован в интегральных микрорезонаторах для эффективной перекачки непрерывного излучения в энергию оптических гребенок.

### Литература

1. Brasch V. et al. Photonic chip-based optical frequency comb using soliton Cherenkov radiation //Science. – 2016. – Т. 351. – №. 6271. – С. 357-360.
2. Herr T. et al. Temporal solitons in optical microresonators //Nature Photonics. – 2014. – Т. 8. – №. 2. – С. 145-152.
3. Fukuda H. et al. Four-wave mixing in silicon wire waveguides //Optics express. – 2005. – Т. 13. – №. 12. – С. 4629-4637.
4. Levy J. S. et al. Four-wave mixing in integrated silicon nitride waveguides //Conference on Lasers and Electro-Optics. – Optical Society of America, 2009. – С. CMFF5.
5. Alexander K. et al. Electrically tunable optical nonlinearities in graphene-covered SiN waveguides characterized by four-wave mixing //ACS Photonics. – 2017. – Т. 4. – №. 12. – С. 3039-3044.

## ENHANCEMENT OF OPTICAL NONLINEARITY WITH CARBON NANOTUBES ON INTEGRATED PHOTONIC WAVEGUIDE

A. Mkrtchyan<sup>1,\*</sup>, Y. Gladush<sup>1</sup>, S. Komrakova<sup>2</sup>, P. An<sup>2</sup>, A. Golikov<sup>2</sup>, V. Kovalyuk<sup>2</sup>  
G. Goltsman<sup>2</sup>, A. Nasibulin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Skolkovo Institute of Science and Technology  
Bolshoy Boulevard 30, bld. 1, Moscow, Russia 121205*

<sup>2</sup>*Moscow Pedagogical State University  
1/1 Malaya Pirogovskaya Str., Moscow, Russia, 119991*

\*e-mail: aram.mkrtchyan@skoltech.ru

Here we experimentally and numerically demonstrate the enhancement of optical nonlinearity by means of four-wave mixing with single-walled carbon nanotubes transferred on silicon and silicon nitride waveguides on chip. The length of the covered carbon nanotube film was optimized by maximizing the four-wave mixing conversion efficiency. With 50  $\mu\text{m}$  carbon nanotube film a twofold increase in the four-wave mixing conversion was achieved in comparison with bare waveguide. The possibility to control Kerr nonlinearity of carbon nanotubes on a waveguide was shown by electrochemical gating.

**Key words:** Carbon nanotubes, Kerr nonlinearity, photonic chip, integrated optics, silicon waveguide, silicon nitride waveguide, four-wave mixing, electrochemical gating.

## ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СПЕКТРАХ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ: ОБОБЩЕНИЕ МОДЕЛИ НЕЗАВИСИМЫХ БОЗОНОВ

Л.Я. Набиева<sup>1,\*</sup>, А.А. Гарифуллин<sup>1</sup>, Р.Х. Гайнутдинов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики, Казанский федеральный университет  
420008, Казань, Россия, ул. Кремлевская 18*

<sup>2</sup>*Институт прикладных исследований, Академия наук РТ  
420111, Казань, Россия, ул. Баумана 20*

\*e-mail: lilya.nabieva.97@mail.ru

Исследуются эффекты взаимодействия экситона одиночной квантовой точки с резервуаром акустических фононов за пределами теории возмущений. В случае сильных взаимодействий становится неприменимой модель независимых бозонов. Предлагается обобщение этой модели на случай сильного взаимодействия экситона с резервуаром акустических фононов. Мы рассчитываем собственно-энергетическую функцию квантовой точки за пределами теории возмущений и марковского приближения. Важность выхода за рамки теории возмущений демонстрируется на спектрах излучения одиночной квантовой точки.

**Ключевые слова:** квантовая точка, собственно-энергетическая функция, модель независимых бозонов.

Вопрос о фононных возбуждениях в полупроводниковых нанокристаллах достаточно хорошо изучен и экспериментально, и теоретически [1]. Наряду с этим, во многих приложениях фотоники и квантовых технологий приходится сталкиваться с ситуацией, когда взаимодействие квантовых систем с окружением становится сильным. В этом случае теория возмущения становится недостаточно эффективной. Однако наиболее важным является то, что взаимодействие КТ с резервуаром фононов, имеющим бесконечно большое количество степеней свободы, является нелокальным во времени и в пространстве, другими словами, немарковским [2]. Вместе с тем, в работе [3] было выведено самое общее динамическое уравнение (обобщенное динамическое уравнение, ОДУ), совместное с современными концепциями квантовой физики. Как хорошо известно, причиной ультрафиолетовых расходимостей в квантовой теории поля является локальность взаимодействия в пространстве и во времени. Важным является то, что ОКД позволяет решить проблему ультрафиолетовых расходимостей, поскольку обобщенное динамическое уравнение допускает расширение квантовой динамики на случай нелокальных во времени взаимодействий. При этом, когда динамику системы генерирует мгновенное взаимодействие, ОДУ сводится к уравнению Шредингера (марковское приближение).

В общем случае, окружение состоит из практически бесконечного числа степеней свободы и действует на квантовую систему как единое целое, называемое резервуаром. Такое эффективное взаимодействие нелокально как в пространстве, так и во времени, и, следовательно, динамика в системе является негамильтоновой (немарковской). Кроме того, при решении задач физики многих частиц нужно начинать с модельных гамильтонианов. Было показано, что уравнение Шредингера не является самым общим динамическим уравнением, согласующимся с современными представлениями квантовой физики, и более общее уравнение движения было выведено в [3]. Фундаментальная природа ОДУ проявляется не только в том, что оно расширяет квантовую динамику на случай, когда динамика генерируется нелокальным во времени взаимодействием, но и в том, что в отличие от уравнения Шредингера, включающего гамильтониан взаимодействия, вид ОДУ не зависит от особенностей взаимодействия (эти особенности содержатся в граничном условии для уравнения). Это позволяет находить формальные решения различных физических задач из

первых принципов, которые также не зависят от особенностей взаимодействия. В энергетическом представлении ОДУ принимает вид

$$\frac{dG(z)}{dz} = -G^2(z), \quad (1)$$

Полный оператор Грина принимает вид  $G(z) = \tilde{G}_0(z) + \tilde{G}_0(z)M(z)\tilde{G}_0(z)$  [], где оператор  $\tilde{G}_0(z)$  описывает эволюцию системы, когда частицы распространяются свободно,  $\tilde{G}_0(z) = |m\rangle\langle m|(z - E_m - C_m(z))^{-1}$  и оператор  $M(z)$  описывает процессы взаимодействия частиц друг с другом. Уравнение для собственно-энергетической функции  $C_m(z)$  имеет вид

$$\frac{dC_m(z)}{dz} = -\langle m|M(z)\tilde{G}_0^2(z)M(z)|m\rangle, \langle m|m\rangle = 1, \quad (2)$$

а условие  $z - E_m^{(0)} - C_m(z) = 0$  определяет физические массы частиц. Фактически, поскольку наибольший вклад вносят процессы, связанные с фундаментальным взаимодействием в системе, в лидирующем порядке уравнение для  $C_m(z)$  сводится к уравнению

$$\frac{dC_m^{(0)}(z)}{dz} = -\langle m|H_I(z)\tilde{G}_0^2(z)H_I|m\rangle. \quad (3)$$

Собственно-энергетическая функция (СЭФ) играет важную роль как в квантовой электродинамике, так и в физике твердого тела. Понятие собственно-энергетической функции нашло широкое распространение в физике твердого тела: например, собственно-энергетическая функция Фана-Мигдала [4]. Конкретно в нашем случае СЭФ определяет поправку к уровню энергии экситона КТ, возникающую за счет взаимодействия с фононами окружения. Зависимость собственно-энергетической функции  $C_m(z)$  от энергии означает, что взаимодействие является нелокальным во времени, иными словами, в этом случае проявляются немарковские эффекты. В предыдущих исследованиях данная зависимость не учитывалась, за исключением некоторых работ [2, 5].

Рассмотрим КТ, сильно связанную с резервуаром акустических фононов. Для описания процессов квантовых флуктуаций квазичастиц между уровнями квантовых точек, одетых бозонной модой, используем граничные условия  $M^{(0)}(z) = H_I$ . Гамильтониан модели независимых бозонов, описывающий экситон-фононное взаимодействие, имеет вид [6]

$$H_I = \sum_q g_x^q (b_q + b_q^\dagger)|x\rangle\langle x|, \quad (4)$$

где  $|x\rangle$  - вектор экситонного состояния,  $q$  обозначает различные акустические фононные моды с энергией  $\omega_q$ ,  $b_q^\dagger$  и  $b_q$  операторы рождения и уничтожения фононов, соответственно,  $g_x^q$ -деформационный потенциал связи, который зависит от материальных параметров основного полупроводника и волновой функции экситона. В пределе модели независимых бозонов в лидирующем порядке после усреднения по степеням свободы резервуара  $|\mu\rangle$  решение уравнения (7) для собственно-энергетической функции принимает вид [3]:

$$C_x(z) = \sum_q \left\{ \frac{|g(q)|^2(1+n(q))}{z-E_x-\omega_q} + \frac{|g(q)|^2n(q)}{z-E_x-\omega_q} \right\} \quad (5)$$

В случае сильной связи нельзя ограничиваться уравнением (5), поэтому необходим выход за рамки теории возмущений, в котором собственно-энергетическая функция определяется оператором  $M(z)$ :

$$\frac{dC_{x,\mu}(z)}{dz} = -\sum_q \sum_\mu \frac{\langle x,\mu|M(z)|x,\mu,q\rangle\langle x,\mu,q|M(z)|x,\mu\rangle}{(z-E_{x,\mu}-\omega_q-C_{x,\mu}(z))^2} \quad (6)$$

Раскладывая собственно-энергетическую поправку в знаменателе в ряд Тейлора в точке  $E_{x,\mu} + \omega_q$ , определим параметр перенормировки оператора Грина  $Z_2 = 1 - \chi_1(\omega_q)$ , где  $\chi_1(\omega_q)$  первая производная собственно-энергетической функции и положено, что вклад от высших производных является крайне малым. В окрестности энергии  $z = E_x + \omega_q$ , которая играет

важную роль при описании спектров излучения КТ, энергетической зависимостью оператора  $M(z)$  можно пренебречь:  $M(E_x + \omega_q)$ . В таком случае решение дифференциального уравнения (6) для собственно-энергетической функции принимает вид:

$$C_{x,\mu}(z) = \sum_q \sum_\mu \frac{\langle x,\mu | M(E_x + \omega_q) | x,\mu, q \rangle \langle x,\mu, q | M(E_x + \omega_q) | x,\mu \rangle}{Z_2^2(z - E_x - \omega_q)} \quad (7)$$

где взаимодействие описывается обобщенным оператором  $M(E_x + \omega_q)$  и положено, что вклад от высших производных СЭФ мал. Ограничение перенормировкой оператора Грина приводит к «нарушению баланса», поскольку в этом случае перенормировка вершинных функций (экситон-фононного взаимодействия) пренебрегается. Далее определим параметр перенормировки экситон-фононной связи  $Z_1$ . Часть оператора взаимодействия  $M(E_x + \omega_q)$  описывается лестничными диаграммами, образованными последовательной заменой членов  $H_I \tilde{G}_0(z) H_I \tilde{G}_0(z) H_I$  в ОДУ. Таким образом, вклад от процессов, описываемых петлей с одним гамильтонианом взаимодействия внутри нее в пределе  $q \rightarrow 0$

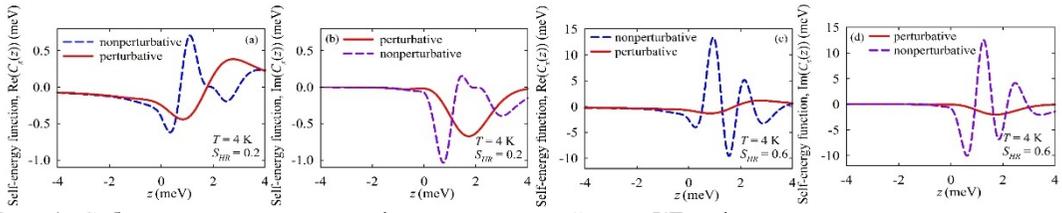
$$g_x + g_x \sum_\mu P_\mu \langle x,\mu | M(E_x) \tilde{G}_0^2(E_x) M(E_x) | x,\mu \rangle \equiv g_x Z_1 \quad (8)$$

где  $Z_1$  - параметр перенормировки вершинной функции. С учетом уравнения (2)  $Z_2 = Z_1$ , и собственно-энергетическая функция для обобщения модели независимых бозонов с учетом перенормировки оператора Грина и вершинной функции принимает вид:

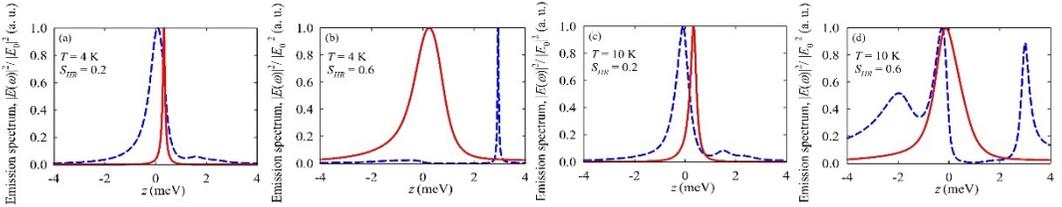
$$C_x(z) = \frac{S_{HR}}{\omega_b^2} \int_0^\infty \omega^3(q) e^{\left(-\omega^2(q)/2\omega_b^2\right)} \left\{ \frac{1+n(q)}{z-E_x-\omega_q} + \frac{n(q)}{z-E_x-\omega_q} \right\} [1 + \tilde{\Lambda}_{ren}(z, q)]^2 d\omega(q). \quad (9)$$

На рисунках 1 (a-h) представлена собственно-энергетическая функция взаимодействия КТ с фононным резервуаром при температуре  $T = 4K$  и параметре связи «КТ-фононный резервуар» – параметре Хуана-Риса  $S_{HR} = 0.2$  и  $0.6$  [3]. Отметим, что реальная компонента  $C_x(z)$  (рис. 1 (a, c)) имеет значительные величины в широком спектральном диапазоне. С увеличением температуры и параметра Хуана-Риса амплитуда собственно-энергетической функции увеличивается, что говорит об усилении взаимодействия КТ с фононными модами. Экситон-фононное взаимодействие определяет форму спектров излучения КТ, т.е. оптико-спектральные свойства этого нового материала для фотонных технологий [7]. На рисунках 2 (a-d) продемонстрированы спектры излучения одиночной КТ, взаимодействующей с фононным резервуаром. В случае рассмотрения рисунков 2 (a, c), при повышении температуры наблюдается рост фононной боковой линии. Также отметим, что вклад от собственно-энергетической функции с учетом перенормировки приводит к неочевидной зависимости ширины линии от температуры и параметра экситон-фононной связи. Данное поведение можно объяснить эффектом сильного взаимодействия: рассматривается увеличение константы связи – параметра Хуана-Риса, что демонстрируется расщеплением спектральных линий. Из анализа графиков видно, что значение параметра Хуана-Риса 0.2 приводит к аномальным спектрам, а увеличение до 0.6, что равнозначно переходу к сильному взаимодействию, приводит к дополнительным пикам в спектрах.

Сравнение расчетов по теории возмущений и за ее пределами демонстрирует необходимость учета перенормировки взаимодействия КТ с резервуаром акустических фононов за пределами теории возмущений. Это объясняется тем, что процессы квантовых флуктуаций, будучи нелокальными во времени взаимодействиями, требуют более тщательного анализа. Использование теории возмущений не позволяет полностью описать вклад от данных процессов и требует обобщения, что позволит учитывать нелокальность во времени взаимодействия. Данное обобщение производится формализмом обобщенной квантовой динамики, в котором вклад от квантовых флуктуаций проявляет себя в перенормировках оператора Грина и вершинной функции.



**Рис. 1.** Собственно-энергетическая функция взаимодействия КТ с фоновым резервуаром: красная (сплошная) линия и синяя (штриховая) линия обозначают решение задачи по теории возмущений и за ее пределами, соответственно. Параметр уширения  $\Gamma = 77$  мкЭВ.



**Рис. 2.** Спектры излучения КТ при различных температурах ( $T = 4$  К, 10 К) и параметрах Хуана-Риса ( $S_{HR} = 0.2$  и 0.6), где красная (сплошная) линия и синяя (штриховая) линия обозначают решение задачи по теории возмущений и за ее пределами, соответственно. Параметр уширения  $\Gamma = 77$  мкЭВ.

Важно отметить, что равенство параметров перенормировок, которые определяются за пределами теории возмущений, порождает аналогию с хорошо известным в квантовой теории поля тождеством Уорда. Зависимость процессов, дающих вклад в собственно-энергетическую функцию экситона, от энергии означает, что здесь проявляются немарковские эффекты, другими словами, нелокальность во времени взаимодействия КТ с резервуаром акустических фононов. Вклад от собственно-энергетической функции с учетом перенормировки приводит к неочевидной зависимости ширины экситон-фотонной связи в спектрах излучения КТ.

### Литература

1. Milekhin A.G., Nikiforov A.I., Pchelyakov O.P. et al. // JETP Letters. 2001. V. 73. P. 461.
2. Hughes S., Yao P., Milde F. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P 165313.
3. Gainutdinov R.Kh. // J. Phys. A: Math. Gen. 1999. V.32. P. 5657.
4. Feliciano Giustino, // Rev. Mod. Phys. 2019. V.91. P. 019901.
5. Tarel G., Savona V. // Phys. Rev. B. 2010. V.81. P.075305.
6. Mahan G.D. Many-Particle Physics. Springer Science & Business Media, New York, 2000.
7. Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Eremchev I.Y. et al. // Laser Physics. V.29. № 12. P.124009.

## EFFECTS OF STRONG INTERACTION IN THE RADIATION SPECTRA OF A QUANTUM DOT: GENERALIZATION OF THE INDEPENDENT BOSON MODEL

L.Ya. Nabieva<sup>1,\*</sup>, A.A.Garifullin<sup>1</sup>, R.Kh. Gainutdinov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Kazan Federal University  
Kremlevskaya str., 18, Kazan, Russia, 420008  
<sup>2</sup>Academy of Sciences of the Republic of Tatarstan  
Bauman str., 20, Kazan, Russia, 420111  
\*e-mail: lilya.nabieva.97@mail.ru

outside the perturbation theory are investigated. In the case of strong interactions, the independent boson model becomes inapplicable. A generalization of this model to the case of strong interaction of an exciton with a reservoir of acoustic phonons is proposed. We calculate the self-energy function of a quantum dot outside the perturbation theory and Markov approximation. The importance of going beyond the perturbation theory is demonstrated in the emission spectra of a single quantum dot.

**Key words:** quantum dot, self-energy function, independent boson model.

## РОЛЬ МНОГОФОНОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В АПКОНВЕРСИОННЫХ ПРОЦЕССАХ НАНОЧАСТИЦ $YVO_4: Yb, Er$

В.Г. Никифоров

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»*

*420029, Казань, Сибирский тракт 10/7*

*e-mail: vgnik@mail.ru*

Теоретические исследования показали сильную зависимость спектральных характеристик апконверсионной люминесценции наночастиц  $YVO_4: Yb, Er$  от скорости многофононных переходов, которые вносят определяющий вклад в процесс безызлучательной релаксации. Путём расчетов, проведенных на основе модели, учитывающей основные каналы переноса энергии между уровнями ионов  $Yb^{3+}$  и  $Er^{3+}$ , показано, что степень нелинейной зависимости интенсивности люминесценции зеленой полосы от накачки и её интенсивность относительно красной полосы варьируются в широком диапазоне. В отсутствие многофононных переходов степень нелинейности близка к единице, и в спектре люминесценции доминирует зеленая полоса. С ростом скорости многофононных переходов степень нелинейности увеличивается до двух вместе с перераспределением интенсивностей полос люминесценции в пользу красной.

**Ключевые слова:** наночастицы, ионы лантаноидов, люминесценция, апконверсия, многофононные переходы, безызлучательная релаксация.

Особый интерес для множества приложений, в том числе биологического характера, представляют апконверсионные системы, основанные на допированных в наночастицы ионах  $Yb^{3+}$  и  $Er^{3+}$  [1, 2]. Они способны эффективно преобразовывать излучение на длине волны 980 нм в зеленую и красную люминесценцию. Участие метастабильных состояний ионов с микросекундными временами жизни в апконверсионных процессах обеспечивает большую вероятность двухквантовых процессов. Зазоры между уровнями энергии иона  $Er^{3+}$  до  $3500\text{ см}^{-1}$  создают условия для каскадной безызлучательной релаксации, ограничивающие эффективность апконверсии. Поскольку основным механизмом безызлучательной релаксации являются многофононные переходы, для возникновения эффективной апконверсионной люминесценции требуются кристаллы с низкоэнергетичными фононами. Другим важным фактором являются высокочастотные тушители люминесценции, которые могут закрепиться на поверхности или дефектах наночастиц. В связи с чем возникает необходимость использовать малодефектные кристаллиты достаточного размера, чтобы снизить негативное влияние на люминесцентные свойства абсорбированных на поверхности тушителей.

Отмеченным критериям вполне соответствуют нанокристаллы  $YVO_4$ , которые используют в качестве матриц для ионов  $Yb^{3+}$  и  $Er^{3+}$ . Данные наночастицы, размерами несколько десятков нанометров, слабо чувствительны к воздействию поверхностных тушителей в водных средах. Совокупность таких свойств как фотостабильность, узкие линии люминесценции редкоземельных ионов, отсутствие фотообесцвечивания и мерцания, низкая токсичность и слабая чувствительность к поверхностным тушителям люминесценции в водных средах делает наночастицы  $YVO_4: Yb, Er$  чрезвычайно интересными для применения в роли флюоресцентных зондов в широком спектре практических задач.

Следует отметить, что эффективность апконверсионной люминесценции и её спектральные характеристики зависят от условий синтеза наночастиц (например, работы [3-5]), что, по всей видимости, следует связать с различными структурными дефектами, влияющими на скорости многофононных переходов. В данной работе установлена зависимость вида спектра люминесценции (а именно, относительные интенсивности зеленой люминесценции в области 525 – 550 нм и красной в области 660 нм) от скорости многофононных переходов путем

моделирования апконверсионных процессов в стационарном режиме при постоянном лазерном возбуждении на 980 нм на основе апконверсионной модели, предложенной в работе [6]. Теоретические расчеты показали, что с ростом скорости каскадных многофононных переходов растет степень нелинейной зависимости интенсивности зеленой линии люминесценции от накачки в диапазоне от одного до двух. Одновременно происходит рост относительной интенсивности красной полосы на длине волны 660 нм по сравнению с интенсивностью зеленой полосы в области 525 – 550 нм. Таким образом, эффективные безызлучательные переходы между уровнями иона  $\text{Er}^{3+}$  приводит к доминированию красной полосы в спектре апконверсионной люминесценции. Напротив, отсутствие многофононных переходов приводит к исчезновению красной линии и полному доминированию зеленой полосы в спектре эмиссии ионов  $\text{Er}^{3+}$ . Обнаруженные корреляции между спектральными характеристиками апконверсионной люминесценции и процессами безызлучательной релаксации окажутся полезными как для фундаментального понимания характера взаимодействия матрицы и апконверсионной системы, так и для контроля люминесцентных параметров при создании флюоресцентных нанозондов для широкого круга практических приложений, в том числе в области биологии.

Работа поддержана грантами РФФИ № 19-02-00569 и № 20-02-00545.

### Литература

1. Shadrivov I.V., Zharova N.A., Zharov A.A. et al. // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 69. Art. No. 016615.
2. Jia F., Li G., Yang B., et al. // *Nanotechnol Rev*. 2019. V. 8. P. 1.
3. Mialon G., *Turkcan S., Dantelle G., et al.* // *J. Phys. Chem. C*. 2010. V. 114. P. 22449.
4. Zharkov D.K., Shmelev A.G., Leontyev A.V., et al. // *Laser Phys. Lett*. 2020. V. 17. No. 075901.
5. Жарков Д.К., Шмелев А.Г., Леонтьев А.В. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84, С. 1744.
6. Shyichuk A., Cãmara S.S., Weber I.T., et al. // *Journal of Luminescence*. 2016. V. 170. P. 560.

## THE ROLE OF MULTIPHONON TRANSITIONS IN UPCONVERSION PROPERTIES OF $\text{YVO}_4$ : Yb, Er NANOPARTICLES

V.G. Nikiforov

*Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS  
Sibirsky tract, 10/7, Kazan, 420029, Russian Federation  
e-mail: vgnik@mail.ru*

The theoretical studies revealed a strong dependence of the spectral characteristics of the upconversion luminescence of  $\text{YVO}_4$ : Yb, Er nanoparticles on the rate of multiphonon transitions, which make a major contribution to the nonradiative relaxation process. It is shown by calculations based on a model that takes into account the main channels of energy transfer between the levels of  $\text{Yb}^{3+}$  and  $\text{Er}^{3+}$  ions that the nonlinearity of luminescence intensity dependence of the green band on pumping and the green band intensity with respect to the red band vary over a wide range. In the absence of multiphonon transitions, the degree of nonlinearity is close to unity, and the green band dominates in the luminescence spectrum. With multiphonon transitions increase, the degree of nonlinearity increases from one to two, together with the redistribution of the intensities of the luminescence bands in favor of the red one.

**Key words:** nanoparticles, lanthanide ions, luminescence, upconversion, multiphonon transitions, nonradiative relaxation.

## СВЕРХБЫСТРОЕ УПРАВЛЕНИЕ СУБВОЛНОВЫМИ РЕШЕТКАМИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

А.В. Пахомов<sup>1,\*</sup>, Р.М. Архипов<sup>1,2</sup>, И.В. Бабушкин<sup>3</sup>, М.В. Архипов<sup>1</sup>, Н.Н. Розанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская набережная, д. 7–9

<sup>2</sup>Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе  
194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

<sup>3</sup>Leibniz University Hannover  
Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany

\*e-mail: pahomov\_91@mail.ru

В данной работе теоретически исследуется возможность создания и сверхбыстрого управления решетками разности населенностей в резонансной среде с помощью последовательности предельно-коротких световых импульсов, которые не перекрываются в среде. Показано, что путем управления параметрами возбуждающих импульсов возможно наведение в резонансной среде решеток населенностей, период которых по меньшей мере на порядок меньше длин волн резонансных переходов среды. Время жизни таких субволновых решеток ограничено временами релаксации когерентности среды, что приводит к необходимости использования предельно-коротких импульсов для управления решетками. Отдельно рассмотрен вопрос о воздействии предельно-коротких импульсов на резонансные атомы и показано, что определяющую роль в этом процессе играет такая величина, как электрическая площадь импульса.

**Ключевые слова:** предельно-короткие импульсы, когерентное распространение света, решетки населенности, униполярные импульсы.

Создание светоиндуцированных решеток показателя преломления в различных средах широко исследовалось с использованием монохроматического лазерного излучения. В этом случае решетки показателя преломления возникают в среде вследствие интерференции нескольких пучков света, перекрывающихся в среде [1], так как периодическое распределение освещенности в области перекрытия пучков приводит к изменению заселенностей уровней среды. Такие решетки могут быть использованы в различных приложениях в оптике и спектроскопии, включая голографию [1].

Вследствие необходимости использования монохроматического излучения динамическое управление параметрами таких решеток оказывается затруднительным. В то же время возможность сверхбыстрого динамического управления решетками могла бы представлять интерес для ряда применений в оптике. Подобная возможность была продемонстрирована позже при когерентном распространении коротких импульсов в среде [2,3]. Возникновение решеток при этом обусловлено взаимодействием падающих импульсов с бегущими волнами макроскопической поляризации среды. Действительно, если в среду пустить короткий импульс с длительностью меньше времени релаксации поляризации  $T_2$ , то импульс оставляет в среде бегущую волну макроскопической поляризации, которая существует в течение времени  $T_2$ . Если через промежуток времени много меньший  $T_2$  в среду войдет второй короткий импульс, то в результате его взаимодействия с этой волной поляризации в среде возможно возникновение гармонической решетки разности заселенностей.

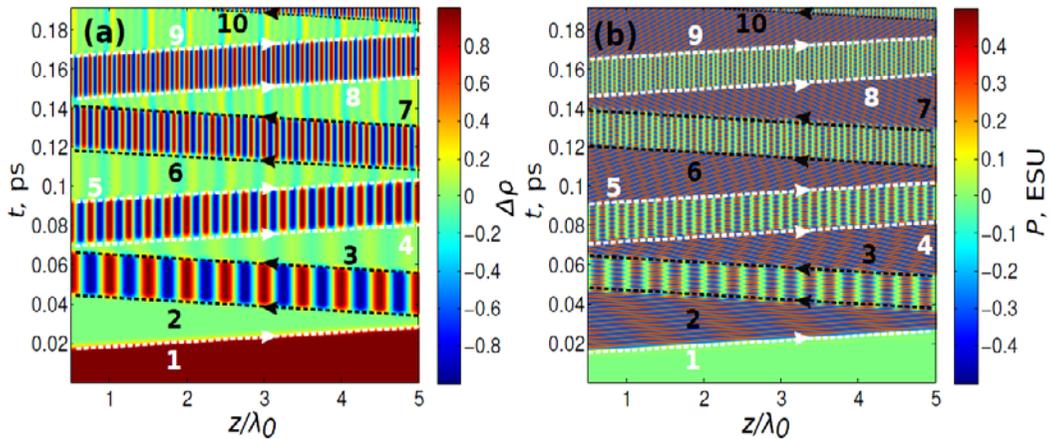
В упомянутых выше работах рассматривалось наведение решеток населенностей посредством импульсов наносекундной длительности. В то же время в связи с достигнутым к настоящему времени прогрессом в получении фемтосекундных и аттосекундных импульсов интересным представляется изучение возможности создания решеток населенностей в резонансных средах и управления ими при помощи последовательности таких предельно-коротких импульсов. Подобная возможность изменять состояние среды и, следовательно, период решеток населенности на фемтосекундных временных масштабах позволила бы открыть новые области их применения в сверхбыстрой оптике. Предметом данной работы

является анализ возможности наведения и сверхбыстрого управления решетками населенностей в резонансной среде с помощью последовательности предельно-коротких импульсов. Длительность импульса предполагается сравнимой с или меньше периодов атомных переходов в среде.

Прежде всего, важно отметить, что взаимодействие предельно-коротких импульсов с резонансной средой в том случае, когда длительность импульса становится сравнимой или меньше периода резонансных переходов среды, существенно отличается от случая длинных импульсов. Если для длинных импульсов определяющую роль играет площадь импульсов, определяемая как интеграл по времени от огибающей импульса, то для предельно-коротких импульсов на первое место выходит так называемая электрическая площадь импульса [4,5], определяемая как:

$$S_E = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) dt,$$

где  $E(t)$  - напряженность электрического поля импульса. Электрическая площадь импульса подчиняется закону сохранения при одномерном распространении световых импульсов в диссипативных средах [6]. Именно электрическая площадь предельно-коротких импульсов определяет степень их воздействия на квантовые объекты [4]. Как следствие этого, наиболее эффективное воздействие оказывают униполярные импульсы с ненулевой электрической площадью.



**Рис. 1.** Наведение, стирание и изменение пространственного периода решеток в двухуровневой резонансной среде: (а) разность населенностей, (б) поляризация. Длительность возбуждающих импульсов Гауссовой формы 2 фс, времена релаксации среды  $T_1 = T_2 = 1$  нс, дипольный момент перехода  $d_{12} = 5$  D, амплитуда возбуждающих импульсов  $E = 9 \cdot 10^4$  ESU.

На рис. 1 показан пример численного моделирования наведения решеток в двухуровневой среде при помощи последовательности фемтосекундных униполярных импульсов. Видно, что первый импульс наводит в среде бегущую волну поляризации, после чего распространяющийся навстречу второй импульс, взаимодействуя с этой волной поляризации, оставляет после себя решетку населенности с периодом, равным длине волны резонансного перехода среды  $\lambda_{12}$ . Важно отметить, что оба импульса не должны перекрываться в среде, в противном случае будет происходить разрушение решеток. Затем третий импульс, распространяющийся в том же направлении, как и второй, при правильном выборе задержки между ними может стереть решетку населенности, одновременно оставив в среде бегущую волну макроскопической поляризации с утроенным волновым числом. Далее распространяющийся навстречу четвертый импульс, взаимодействуя с этой волной поляризации, оставляет после себя решетку населенности с периодом  $\lambda_{12}/2$ , т.е. происходит

умножение пространственной частоты решетки населенности. Продолжая этот процесс, мы получаем решетки с периодами  $\lambda_{12}/4$ ,  $\lambda_{12}/6$ ,  $\lambda_{12}/8$ ,  $\lambda_{12}/10$  и т.д., т.е. на каждом следующем шаге происходит умножение пространственной частоты решетки населенности на следующее четное натуральное число. В частности, в рассмотренном примере на рис. 1 удалось создать гармоническую решетку населенности с периодом  $\lambda_{12}/10$  за время около 200 фс.

Распространение предельно-коротких импульсов в резонансной среде было рассмотрено аналитически как в рамках простейшего двухуровневого приближения, так и для общего случая многоуровневой резонансной среды [7-9]. Для двухуровневой среды были получены явные аналитические выражения, описывающие наведение бегущих волн поляризации среды и решеток инверсии населенностей на резонансном переходе при ненулевой электрической площади возбуждающих импульсов [8]. Это позволило теоретически определить необходимые значения электрической площади импульсов и временной задержки между ними, при которых происходит требуемое изменение параметров решеток, в частности умножение пространственной частоты. Однако, поскольку длительность субциклового аттосекундных импульсов может быть меньше периодов резонансных переходов в атоме, использование двухуровневого или малоуровневого приближения является недостаточным для корректного описания взаимодействия импульсов со средой. В связи с этим было проведено рассмотрение взаимодействия предельно-коротких импульсов с резонансной средой с помощью решения уравнения Шредингера в рамках стандартной теории возмущений [9]. Полученные результаты вновь демонстрируют возможности наведения решеток разности населенностей, их стирания и уменьшения их пространственного периода посредством управления параметрами последовательности возбуждающих предельно-коротких импульсов.

Характерное время жизни получаемых решеток разности населенностей определяется временем релаксации когерентности в резонансной среде. С другой стороны, поскольку сам процесс наведения субволновых решеток населенности основан на фазовой памяти среды, создание решеток возможно, только если длительность всего процесса не превышает времени релаксации когерентности в среде. В случае же времен релаксации, сравнимых с длительностью процесса создания решеток, управление решетками перестает эффективно осуществляться, в частности их не удастся полностью стереть или получить гармоническую решетку с меньшим периодом. Следовательно, для экспериментального создания решеток населенности с субволновым периодом необходимо использовать среды, имеющие большие значения времени релаксации  $T_2$ , такие как атомные пары или полупроводниковые квантовые точки при низких температурах.

Полученные светоиндуцированные динамические решетки субволнового периода могут найти ряд применений в оптике и спектроскопии. В частности, они могут быть использованы для управления распространением или амплитудной модуляции терагерцовых импульсов [9], для измерения времени релаксации поляризации различных сред, создания сверхбыстрых переключателей и дефлекторов лазерного излучения [8]. Интересные приложения возможны также в голографии, где описанный процесс может быть применен для голографической записи в отсутствие взаимной когерентности опорного и предметного пучков [10].

Работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант 21-72-10028.

### Литература

1. Eichler H.J., Günter E., Pohl D.W. Laser-Induced Dynamic Gratings. Berlin: Springer-Verlag, 1981. 224 p.
2. Штырков Е.И. // Оптика и спектроскопия. 2013. Т. 114. № 1. С. 105.
3. Штырков Е.И., Лобков В.С., Ярмухаметов Н.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. № 12. С. 685.
4. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V. et al. // Optics Letters. 2019. V. 44. P. 1202.
5. Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 5. С. 298.

6. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V. et al. // Journal of the Optical Society of America B. 2021. V. 38. P. 2004.
7. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V. et al. // Optics Letters. 2016. V. 41. P. 4983.
8. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V. et al. // Scientific Reports. 2017. V. 7. P. 12467.
9. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V. et al. // Scientific Reports. 2021. V. 11. P. 1961.
10. Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 9. С. 586.

## ULTRAFAST CONTROL OF SUBWAVELENGTH POPULATION GRATINGS IN RESONANT MEDIUM

**A.V. Pakhomov<sup>1,\*</sup>, R.M. Arkhipov<sup>1,2</sup>, I.V. Babushkin<sup>3</sup>, M.V. Arkhipov<sup>1</sup>, N.N. Rosanov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*St. Petersburg State University  
199034, St. Petersburg, Universitetskaya Embankment 7/9,*

<sup>2</sup>*Ioffe Institute  
194021, St. Petersburg, Polytekhnicheskaya Street 26*

<sup>3</sup>*Leibniz University Hannover  
Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany*

\*e-mail: pahomov\_91@mail.ru

We theoretically investigate the possibility of creation and ultrafast control of the population difference gratings in resonant media by a sequence of few-cycle pulses, which do not overlap inside the medium. It is shown that adjusting the excitation pulse parameters enables creation of population gratings in resonant media with periods being at least for an order of magnitude lower than the wavelengths of resonant transitions in the medium. Such subwavelength gratings exist over time slot limited by the coherence relaxation time in the medium, what makes it necessary to use few-cycle excitation pulses for the efficient gratings control. We also address the issue of few- and subcycle pulse interaction with resonant atoms and demonstrate that the medium excitation in this case gets driven by the so called electric pulse area.

**Key words:** few-cycle pulses, coherent pulse propagation, population gratings, unipolar pulses.

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ CORE/SHELL СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag<sub>2</sub>S

А.С. Перепелица\*, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, И.Г. Гревцева, Т.С. Кондратенко,  
С.В. Асланов

*Воронежский государственный университет  
394018, г. Воронеж, Университетская пл., д. 1  
\*e-mail: a-perepelitsa@yandex.ru*

В работе рассмотрены результаты исследования мелких локализованных состояний в коллоидных квантовых точках Ag<sub>2</sub>S и core/shell квантовых точек Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> и Ag<sub>2</sub>S/ZnS, пассивированных 2-меркаптопропионовой кислотой в этиленгликоле, методом термостимулированной люминесценции. Для квантовых точек Ag<sub>2</sub>S установлено наличие пиков термовысвечивания в области 150 К-330 К. Формирование оболочек SiO<sub>2</sub> приводит к исчезновению пика термовысвечивания с максимумом в районе 250 К, что интерпретировано как залечивание поверхностных дефектов кристаллической структуры ядер Ag<sub>2</sub>S. Произведены оценки глубин обнаруженных ловушек с использованием кинетической модели. Они показали, что наблюдаемые полосы термовысвечивания обусловлены наличием мелких дырочных ловушек в Ag<sub>2</sub>S с глубинами 0.117 eV и 0.135 eV для пиков термовысвечивания при 190 К и 250 К соответственно.

**Ключевые слова:** коллоидные квантовые точки, core/shell квантовые точки, ИК люминесценция, сульфид серебра, термостимулированная термостимулированная люминесценция, локализованные состояния.

Разработка методик повышения квантового выхода и контроля структуры коллоидных квантовых точек (КТ) различного состава является важной технологической и научной задачей. Интерес к КТ обусловлен широким спектром их применения, начиная от люминесцентных излучателей, в том числе источников одиночных фотонов, и заканчивая пассивными системами управления параметрами оптического излучения [1-3]. Управление квантовым выходом люминесценции – одна из центральных проблем оптики КТ. Величина квантового выхода люминесценции в значительной степени определяется наличием и концентрацией локализованных состояний, обусловленных существованием дефектов структурно-примесной природы [4]. Поэтому важную роль играет выбор высокочувствительных методик детектирования и контроля структуры локализованных состояний, определяющих конкуренцию излучательным процессам. Одним из наиболее эффективных подходов, для управления концентрацией локализованных состояний является формирование core/shell КТ, приводящее к увеличению квантового выхода их люминесценции.

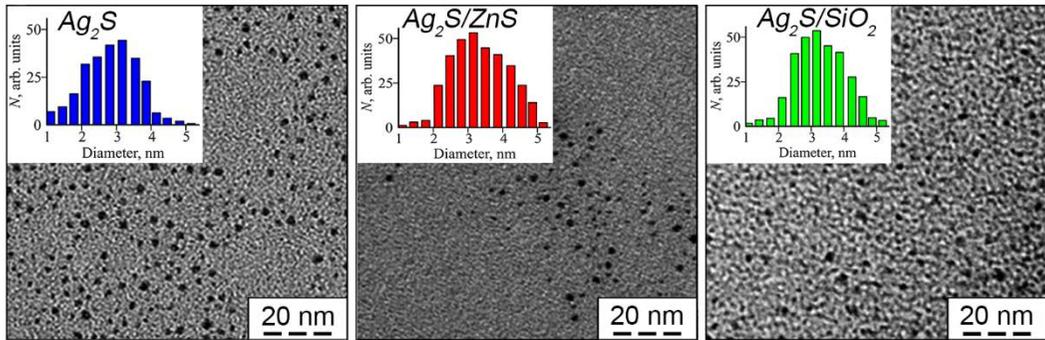
В данной работе приводятся результаты исследования методом термостимулированной люминесценции структуры локализованных состояний в коллоидных КТ Ag<sub>2</sub>S и core/shell КТ Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> и Ag<sub>2</sub>S/ZnS на их основе, синтезированные в этиленгликоле и пассивированные 2-меркаптопропионовой кислотой. Методика синтеза подробно описана в работе [5].

Размер КТ устанавливали с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) Libra 120 (Carl Zeiss, Germany), а также ПЭМ изображений высокого разрешения - JEOL 2000FX (JEOL Ltd., Japan).

Исследование абсорбционных и люминесцентных свойств гибридных наноструктур осуществляли с использованием спектрометра USB2000+ (OceanOptics) с источником непрерывного излучения USB-DT (Oceanoptics). Для возбуждения люминесценции использовали лазерный диод с излучением на длине волны 445 нм.

Применение описанного выше подхода к синтезу обеспечило формирование ансамблей коллоидных КТ Ag<sub>2</sub>S средним размером 3.1 нм и размерной дисперсией ~30% (Рис. 1). Анализ ПЭМ изображений в высоком разрешении показал наличие межплоскостных расстояний 0.209±0.005 нм, соответствующих кристаллографическим плоскостям моноклинной

кристаллической решетки  $\text{Ag}_2\text{S}$  ( $P21/c$ ).



**Рис. 1.** ПЭМ изображения и гистограммы распределения по размеру КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  и core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$  и  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ .

Формирование оболочек  $\text{ZnS}$  и  $\text{SiO}_2$  приводит к увеличению среднего размера частиц в ансамбле до 3.4 нм и 3.5 нм, соответственно, и дисперсии по размеру до 40% (Рис. 1). При этом на ПЭМ изображениях отмечается наличие контрастной фазы вокруг КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$ , которое ассоциировано с формированием core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$  и  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ .

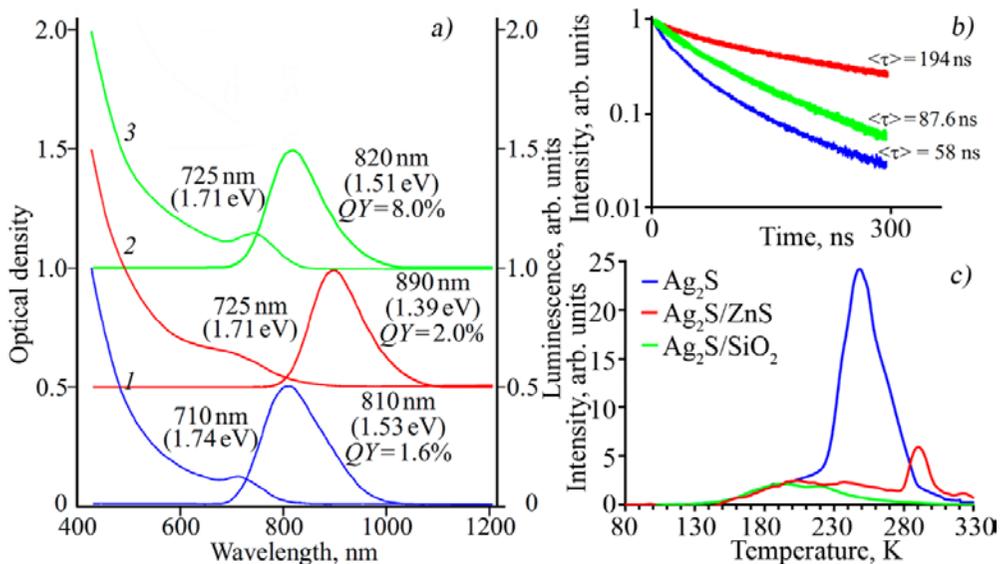
Для КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  наблюдается широкий спектр оптического поглощения с характерной особенностью в районе 710 нм (1.74 эВ). Наличие данной особенности обусловлено преобладанием  $1s_{3/2} - 1s_e$  перехода в спектре оптического поглощения КТ. Отдельно стоит отметить наличие протяженного «хвоста» в длинноволновой части спектра, который может быть связан как с разбросом КТ по размеру, так и существованием примесной полосы поглощения в КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  на что указывалось в ряде работ [6,7].

Формирование core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$  и  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  приводит к длинноволновому сдвигу характерной особенности к 725 нм (1.71 эВ) (Fig. 2a). Теоретические оценки показывают, что подобный спектральный сдвиг связан с увеличением размера RN на величину  $\sim 0.1$ -0.15 нм, что интерпретировано, как дорастивание ядер  $\text{Ag}_2\text{S}$  при формировании оболочки на их поверхности.

Исследованные КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  обладают интенсивной полосой фотолюминесценции с максимумом в 810 нм (1.53 эВ) (Рис. 2a) и полушириной  $\sim 150$  нм. Стоксов сдвиг относительно положения характерной особенности в спектре оптического поглощения составляет 100 нм ( $\sim 0.21$  эВ), что указывает на рекомбинационную природу наблюдаемой полосы. Данное заключение согласуется с литературными данными [7,8]. Среднее время жизни в максимуме полосы люминесценции составляет 58 нс (Рис. 2b). Квантовый выход люминесценции синтезированных нами КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  равен  $\sim 1.6\%$ .

При формировании core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$  и  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  наблюдался сдвиг максимума полос люминесценции к 890 нм (1.39 эВ) и 820 нм (1.51 эВ), соответственно, сопровождающийся увеличением интенсивности люминесценции (Рис. 2a). Полуширина полос ( $\sim 0.23$  эВ) оставались неизменными. Величина стоксова сдвига полос меняется в зависимости от материала оболочки, что связано с различной энергетической структурой core/shell систем и различным поляризующим действием материалов оболочек на центры люминесценции, которые согласно работе [ ] сильно зависят от состояния интерфейсов КТ.

Средние времена жизни люминесценции при формировании core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$  и  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  увеличиваются до 194 нс и 87.6 нс, соответственно (Рис. 2b). Квантовый выход люминесценции для указанных образцов составлял 2.0% и 8.0%.



**Рис. 2.** а) Спектры поглощения и фотолюминесценции, б) кинетики фотолюминесценции и в) кривые термовысвечивания КТ Ag<sub>2</sub>S (1) и core/shell КТ Ag<sub>2</sub>S/ZnS (2) и Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> (3).

Структура мелких локализованных состояний исследована методом термостимулированной люминесценции [7]. Для Ag<sub>2</sub>S QDs в этиленгликоле было установлено наличие полосы термовысвечивания в области температур 150-330К (Рис. 2с), полученные как разница между температурной зависимостью интенсивности люминесценции при плавном отогреве образца и его охлаждении. Данная полоса имеет структуру, которую можно аппроксимировать двумя гауссовыми полосами с максимумами в районе 190 К и 250 К. Отличительной особенностью данного термовысвечивания является интенсивное разгорание люминесценции при отогреве образца до температуры 230 К до 3 раз по сравнению с интенсивностью при температуре ~77 К.

После формирования core/shell КТ Ag<sub>2</sub>S/ZnS и Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> (Рис. 2с) обнаружена трансформация структуры полосы термовысвечивания, проявляющаяся в снижении интенсивности высокотемпературного пика термовысвечивания с максимумом в районе 250 К. При этом пик с максимумом в районе 190 К сохраняется неизменным. В случае core/shell КТ Ag<sub>2</sub>S/ZnS помимо пика с максимумом в районе 190 К наблюдалось наличие полосы с максимумом в районе 290 К.

Фитирование данных кривых термовысвечивания с помощью системы кинетических уравнений, описанных в работе [7], показало, что возникновение обнаруженных полос термовысвечивания обусловлено существованием мелких дырочных локализованных состояний с глубинами 0.117 эВ и 0.135 эВ, не участвующих в формировании излучательных переходов.

Наблюдаемая трансформация структуры кривых термовысвечивания КТ Ag<sub>2</sub>S при формировании core/shell КТ интерпретировано как залечивание дефектов локализованных на поверхности КТ. Пик термовысвечивания с максимумом 190 К ассоциирован с объемными дефектами кристаллической структуры.

Таким образом, в ходе проведенных экспериментов для КТ Ag<sub>2</sub>S средним размером 3.0 нм, пассивированных 2-меркаптопропионовой кислотой в этиленгликоле и обладающих люминесценцией с максимумом в районе 810 нм, в диапазоне температур 80-330 К было обнаружено наличие пиков термовысвечивания с максимумами в районе 190 К и 240 К, существование которых обусловлено наличием локализованных состояний, не участвующих в формировании излучательной рекомбинации. С помощью кинетической модели была проведена оценка глубин trap states, ответственных за формирование данных пиков

термовысвечивания. Отмечена трансформация кривой термовысвечивания для core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$  и  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ , в частности наблюдается исчезновение пика с максимумом в районе 250 К. Данное поведение интерпретировано как залечивание состояний с глубиной 0.135 eV при формировании core/shell КТ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №19-12-00266.

### Литература

1. Gil H.M., Price T.W., et al. // *iScience* 2021; 24: 102189.
2. Vasilopoulou M., Kim H.P., Kim B.S., et al. // *Nat. Photon.* 2019. V. 14. P. 50–56.
3. Ma Y., Zhang Y., Yu W.W. // *J. Mater. Chem. C*. 2019. V. 7. P. 13662.
4. Giansante C., Infante I. // *J. Phys. Chem. Lett.* 2017. V. 8. Is. 20. P. 5209.
5. Ovchinnikov O., Aslanov S., Smirnov M., et al. // *Opt. Mat. Express*. 2021. V. 11, No. 1. P. 89.
6. Овчинников О.В., Смирнов М.С., Перепелица А.С. // *Квант. электрон.* 2015. Т. 45. №12. С. 1143.
7. Perepelitsa A.S., Smirnov M.S., Ovchinnikov O.V., et al. // *J. Lumin.* 2018. V.198. P. 357.
8. Smirnov M., Ovchinnikov O. // *J. Lumin.* 2020. V. 227. Art. no. 117526.

## TRANSFORMATION OF TRAP STATES DURING THE FORMATION OF LUMINESCENT $\text{Ag}_2\text{S}$ CORE/SHELL QUANTUM DOTS

A.S. Perepelitsa\*, O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, I.G. Grevtseva,  
T.S. Kondratenko, S.V. Aslanov

*Voronezh state university*  
394018, Voronezh, University sq., 1  
\*e-mail: a-perepelitsa@yandex.ru

The paper presents the results of a study of shallow non-radiative trap states in colloidal  $\text{Ag}_2\text{S}$  quantum dots and  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$   $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$  core/shell quantum dots, passivated with 2-mercaptopropionic acid in ethylene glycol carried out the thermally stimulated luminescence technique. For  $\text{Ag}_2\text{S}$  quantum dots, the presence of thermoluminescence peaks in the region of 150-330 K was established. The formation of the  $\text{SiO}_2$  shells leads to the disappearance of the thermoluminescence peak at 250 K. It is interpreted as a “healing” of defects, localized on  $\text{Ag}_2\text{S}$  quantum dots surface. The depths of the detected trap states were estimated using a kinetic model. They showed that the observed thermoluminescence bands are due to the presence of shallow holes trap states in  $\text{Ag}_2\text{S}$  quantum dots with depths of 0.117 eV and 0.135 eV for the thermoluminescence peaks at 190 K and 250 K, respectively.

**Key words:** colloidal quantum dots, core / shell quantum dots, IR luminescence, silver sulfide, thermally stimulated thermally stimulated luminescence, localized states.

## НЕСИММЕТРИЧНАЯ КОРРЕКЦИЯ ОШИБОК В СЕТЯХ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧА

И. Петров<sup>1,2\*</sup>, Н. Борисов<sup>2</sup>, А.С. Тайдуганов<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 117303, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*QRate, 143025, Сколково, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*НТИ центр квантовых коммуникаций, Национальный университет технологический университет «МИСиС», 119049, Москва, Россия*

\*e-mail: petrov.iv@phystech.edu

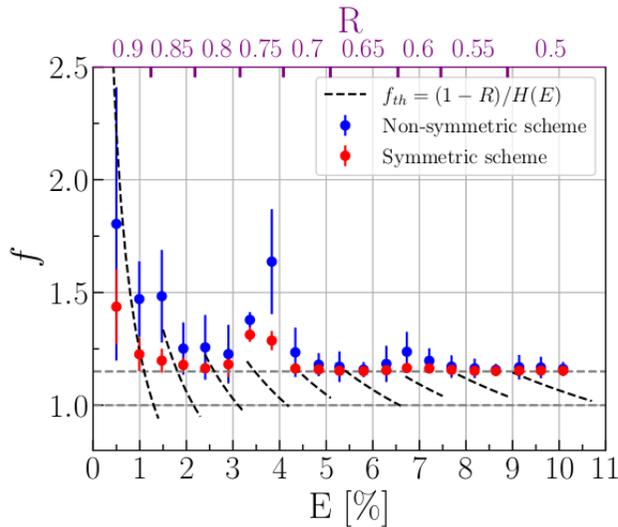
Настоящая работа направлена на разработку алгоритма исправления ошибок для приложений квантового распределения ключа, в которых дорогостоящие компоненты и вычислительная мощность сосредоточены в узле приемника, в то время как от узла передатчика требуется быть компактным и по возможности мобильным. Несимметричная схема коррекции ошибок также должна обеспечивать оптимальный баланс между высокой эффективностью и малым временем, затрачиваемым на исправление одного кадра. Это достигается за счет усовершенствования известной техники слепого подбора скорости кодов коррекции.

**Ключевые слова:** квантовые коммуникации, квантовое распределение ключа, LDPC коды, коррекция ошибок, слепое согласование информации.

Технологии квантового распределения ключа (КРК) позволяют реализовать коммуникации, безопасность которых обеспечена законами квантовой механики. Процесс распределения ключа делится на два основных этапа: обмен информацией по квантовому каналу и пост-обработка распределенного ключа. Второй этап включает в себя оценку уровня ошибок в квантовом канале, коррекцию ошибок в ключе и усиление секретности. Данные процедуры имеют различную ресурсоёмкость по временным затратам, вычислительным мощностям и пропускной способности открытого канала связи, однако наиболее требовательной является процедура коррекции ошибок. Ввиду активного развития квантово-защищенных сетей, требуется конструирование систем КРК с перераспределенной нагрузкой так, чтобы максимально упростить устройство на одном конце канала связи.

В данной работе приводится несимметричная схема коррекции ошибок, основанная на технологиях адаптивной скорости кода и слепого согласования информации [1], потенциал которых был эффективно реализован в симметричной схеме коррекции ошибок [2]. Главным недостатком симметричной схемы является одинаковая вычислительная нагрузка на устройства передатчика (Алиса) и приемника (Боб). Нашей целью было усовершенствовать метод слепого согласования таким образом, чтобы максимально приблизить эффективность несимметричной схемы к эффективности симметричной.

Основные отличия нашей несимметричной схемы коррекции ошибок заключаются в следующем: (а) процесс декодирования выполняется только Бобом; (б) Алиса не знает положения битов с минимальным отношением правдоподобия, когда декодирование на основном раунде с фиксированной эффективностью терпит неудачу, поэтому во время дополнительных раундов она раскрывает сначала все проколотые биты, а только затем биты полезной нагрузки (из секретного ключа); (с) добавлено новое правило, по которому Алиса выбирает количество битов для раскрытия в течение каждого дополнительного раунда - оно пропорционально порядковому номеру текущего раунда и частоте ошибок в квантовых битах (QBER); (d) добавлен метод перемежения битов внутри кадра перед его исправлением, чтобы снизить влияние локальных всплесков уровня ошибки на успешность процедуры коррекции.



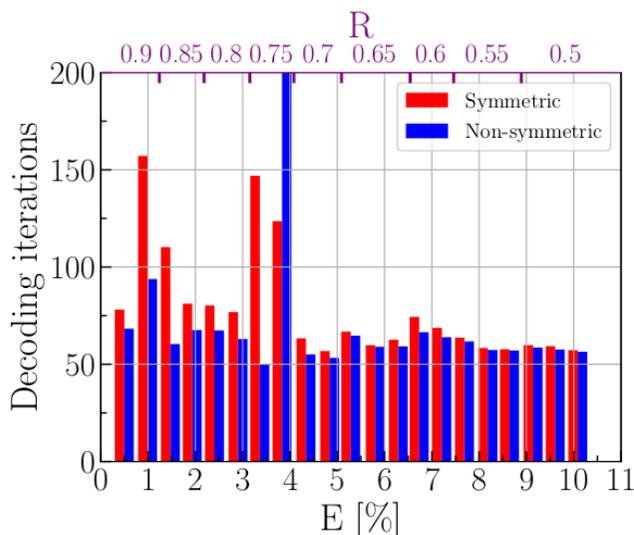
**Рис. 1.** Информационная эффективность  $f$  симметричной (красным) и несимметричной (синим) схем в зависимости от среднего уровня ошибки  $E$ . Верхняя ось отображает базовую скорость кода  $R$ , выбираемую алгоритмом адаптации. Серые горизонтальные пунктирные линии показывают теоретический предел  $f = 1$  и стартовую эффективность базового раунда  $f_{start} = 1.15$ .

Мы анализируем информационную (не)эффективность  $f$ , которая определяется как отношение количества информации, раскрытой в ходе коррекции ошибок, к количеству информации, потерянной в квантовом канале. Также мы изучаем количество итераций LDPC-декодера, которое требуется каждой схеме для успешного завершения. Это позволяет сравнить время работы алгоритмов, так как сложность алгоритма декодера не зависит от номера итерации.

Путем численного моделирования были получены следующие результаты. Из Рис. 1 видно, что на данных с уровнем ошибок больше 4% удалось добиться информационной эффективности несимметричной схемы, близкой по значению к симметричной схеме. Однако при уменьшении уровня ошибок метрика  $f$  для новой схемы растет быстрее, чем для симметричного. Это является следствием того, что в несимметричной схеме Алиса не знает, какие биты раскрывать наиболее эффективно, потому как не проводит процедуру декодирования. Было решено, что вместо этого она будет раскрывать позиции сразу всех доступных служебных битов, что позволяет успешно завершить декодирование за меньшее число дополнительных раундов. Потому несимметричному алгоритму стабильно требуется меньшее количество итераций для успешного завершения, чем симметричному (Рис. 2). Заметим, что локальное увеличение обеих метрик в диапазоне  $E = 3 - 4\%$  не связано с особенностями работы алгоритмов, а обусловлено низким качеством матрицы коррекции со скоростью кода  $R = 0,75$ .

В итоге, разработанная асимметричная схема коррекции ошибок позволяет освободить принимающий узел связи от высокой вычислительной нагрузки, при этом сохраняя информационную эффективность в пределах 30% от эталонной симметричной схемы в области низких уровней ошибки, и устремляясь к эталону в области высоких уровней. Также удалось добиться меньшего числа итераций декодера, требуемого для успешного завершения процедуры согласования ключей. Причиной тому является раскрытие всех служебных битов на первом дополнительном раунде, а также увеличение метрики (не)эффективности на последующих, что позволяет сократить среднее число дополнительных раундов коррекции. Оба результата, и по эффективности алгоритма, и по количеству итераций, положительно влияют на скорость секретного ключа, финальную метрику эффективности КРК. Конечно,

область уровней ошибки ниже 3% является целевой для современных устройств КРК, потому несимметричная схема коррекции требует дальнейшего исследования и совершенствования.



**Рис. 2.** Среднее количество итераций декодера на всех раундах в ходе обработки одного кадра. Размер кадра составляет 32000 битов.

### Литература

1. David Elkouss, Jesus Martinez-Mateo, and Vicente Martin. // *Quantum Inform. Computing*, 11(3&4):226–238, 2011.
2. E. O. Kiktenko, A. S. Trushechkin, C. C. W. Lim, Y. V. Kurochkin, and A. K. Fedorov. // *Phys. Rev. Applied*, 8:044017, 2017.

## NON-SYMMETRIC ERROR CORRECTION FOR QUANTUM KEY DISTRIBUTION NETWORKS

**I. Petrov<sup>1,2\*</sup>, N. Borisov<sup>2</sup>, A. Tayduganov<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology  
(National Research University), Moscow 117303, Russia*

<sup>2</sup>*QRate, Skolkovo, Moscow 143025, Russia*

<sup>3</sup>*NTI Center for Quantum Communications, National University of Science and Technology MISiS,  
Moscow 119049, Russia*

\*e-mail: petrov.iv@phystech.edu

The present work is aimed to develop an error correction algorithm for quantum key distribution applications in which expensive components and computing power are concentrated on the receiver node, while the transmitter node is required to be compact and mobile as possible. The asymmetric error correction scheme also provide an optimal balance between high efficiency and low time spent on correcting one frame. This is achieved by improving the known technique of blind information reconciliation.

**Key words:** quantum communications, quantum key distribution, LDPC codes, error correction, blind information reconciliation.

# ПРОБЛЕМА ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ НЕКЛАССИЧЕСКОГО МНОГОМОДОВОГО СВЕТА

Е.Н. Попов\*, А.И. Трифанов

*Национальный исследовательский университет ИТМО  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, лит. А.*

\*e-mail: enp-tion@yandex.ru

Мы обсуждаем проблему, которая возникает при описании поляризационных свойств света, состоящего из связанных по фазе эквидистантных мод. Интерференция между разными модами приводит к возникновению биений, а свет приобретает детерминированную динамику на разностной частоте. Свет с подобной внутренней динамикой не может быть описан набором чисел, которые определяют его поляризацию. Моменты векторного оператора Стокса характеризуют поляризацию света, в котором квантовое усреднение по ансамблю эквивалентно усреднению по времени наблюдения. Это справедливо только для эргодического процесса, которому свет с внутренней динамикой не соответствует. Поэтому для описания поляризационных свойств мы предлагаем использовать корреляционные функции времени, построенные на основе оператора проекции напряжённости поля на орты поляризации.

**Ключевые слова:** поляризация, поляризационные свойства, неклассический свет, многомодовый свет

Существуют разные подходы для описания поляризационных свойств света. Один из наиболее популярных способов – это компоненты вектора Стокса [1-3]. Их преимущество заключается в том, что они имеют физический смысл интенсивности и могут быть легко измерены в эксперименте. Для наблюдения скрытых поляризационных свойств можно использовать квантовые средние от произведения операторов разных компонент вектора Стокса [3,4]. На выходе получается матрица 4x4, которая содержит более полную информацию о поляризационных свойствах, чем компоненты вектора Стокса. Однако такой подход имеет недостатки, так как он не в состоянии описать поляризацию света, у которого частотные спектры для ортогональных поляризационных мод отличаются друг от друга. Наиболее ярким примером такого света является многомодовый свет, в котором несколько эквидистантных мод связаны между собой и могут иметь разные поляризации. Свет с такими свойствами можно получить в электрооптическом модуляторе [5-6], в котором поляризации расщепляются на спектр частотных мод по-разному. Тогда во время детектирования может наблюдаться картина биений, как по интенсивности, так и по поляризации.

Проблема заключается в следующем:

При вычислении моментов оператора происходит усреднение по квантовым состояниям. Если динамика квантовой системы соответствует эргодическому процессу, как например детектирование непрерывного излучения лазера, то усреднение по квантовым состояниям эквивалентно усреднению по времени. Это позволяет провести аналогию момента оператора Стокса с классическим определением стоксовых поляризационных компонент. Если же свет обладает сложной временной динамикой, то квантовое среднее не эквивалентно усреднению случайного процесса по времени. Таким образом, квантовые средние от моментов оператора Стокса не подходят для описания поляризации неклассического света с модами обеих поляризаций и детерминированной временной динамикой.

Для решения этой проблемы следует отказаться от понятия поляризации света как стационарной характеристики, а ввести корреляционные функции времени для проекции напряжённости поля на орты поляризации. Для примера рассмотрим две корреляционные функции:

$$P_{\lambda_1, \lambda_2}^{(2)}(t) = \langle \Psi_0 | E_{\lambda_1}^{(-)}(t) E_{\lambda_2}^{(+)}(t) | \Psi_0 \rangle \quad (1)$$

$$P_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{(4)}(t_1, t_2) = \langle \Psi_0 | E_{\lambda_1}^{(-)}(t_1) E_{\lambda_2}^{(-)}(t_2) E_{\lambda_3}^{(+)}(t_2) E_{\lambda_4}^{(+)}(t_1) | \Psi_0 \rangle \quad (2)$$

где  $t$  – это момент времени детектирования фотона,  $t_1$  и  $t_2$  – это моменты времени детектирования каждого фотона из пары,  $E_{\lambda}^{(-)}$  – это проекция оператора напряжённости поля рассматриваемого излучения на орт поляризации  $\lambda$ , содержащая только операторы рождения фотонов,  $E_{\lambda}^{(+)}$  – это проекция оператора напряжённости поля рассматриваемого излучения на орт поляризации  $\lambda$ , содержащая только операторы уничтожения фотонов,  $|\Psi_0\rangle$  – это начальное квантовое состояние поля излучения. Корреляционные функции записаны в картине Гейзенберга.

В отличие от компонент Стокса, приведённые корреляционные функции содержат информацию о динамике поля и связи разных моментов времени между собой. Физический смысл функции (1) заключается в плотности вероятности детектирования фотона в момент времени  $t$ . При этом поляризационные индексы показывают, фотон какой именно поляризации будет поглощён фотодетектором.

Физический смысл функции (2) заключается в совместной плотности вероятности детектирования двух фотонов определённой поляризации в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ . Отметим, что функция (2) в общем виде не может быть факторизована на две плотности вероятности детектирования фотонов в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ , так как свет может находиться в неклассическом состоянии. То есть результат измерения поляризации первого фотона может влиять на вероятности детектирования второго фотона. Кроме этого, функция (2) содержит информацию о связи между собой разных моментов времени.

В обоих случаях функции для произвольных последовательностей поляризационных индексов  $\lambda$  могут быть найдены в эксперименте с помощью поворота ортов поляризации в базисе, в котором записывается начальное состояние поля.

### Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы Оптики. М.: "Наука", 1973.
2. Collett E., Field Guide to Polarization. Bellingham: SPIE Press WA, 2005.
3. Клышко Д.Н. // ЖЭТФ. 1997. V. 111. P. 1955-1983.
4. Kozlov G. G., Ryzhov I. I., Tzimis A. et al. // Phys. Rev. A. 2018. V.98. 043810
5. Miroshnichenko G.P., Kiselev A.D., Trifanov A.I. et al. // Journal of the Optical Society of America B. 2017. V.34. 1177-1190
6. Li M., Ling J., He Y. et al. // Nature Communications. 2020. V.11. 4123.

## THE PROBLEM OF THE POLARIZATION STATE INTERPRETATION FOR NONCLASSICAL MULTIMODE LIGHT

E.N. Popov\*, A.I. Trifanov

ITMO University

197101, St. Petersburg, Kronverksky Pr. 49, bldg. A

\*e-mail: enp-tion@yandex.ru

We discuss the problem of describing the polarization properties of light with phase-coupled equidistant modes. The interference between different modes leads to amplitude modulation, and the light gets deterministic dynamics at the difference of frequencies. Light with such internal dynamics cannot be described by the set of numbers that determine its polarization. The moments of the Stokes operators

characterize the polarization of light, in which expectation value is equivalent to getting mean over the observation time. This is true only for an ergodic process, to which light with internal dynamics does not correspond. Therefore, we propose to use the time-correlation functions of the operator of the projection of the field onto the polarization unit vectors.

**Key words:** polarization, polarization properties, non-classical light, multimode light.

## ФОТОННОЕ ЭХО НА ЭКСИТОНАХ И ТРИОНАХ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ЛОВУШКАХ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

И.И. Попов<sup>1,\*</sup>, К.А. Волков<sup>1</sup>, А.А. Гладышева<sup>1</sup>, А.Г. Козырев<sup>1</sup>, А.Ю. Леонтьев<sup>1</sup>,  
А.В. Мороз<sup>1</sup>, Н.И. Сушенцов<sup>1</sup>, Р.В. Юсупов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО Поволжский государственный технологический университет  
424001, г. Йошкар-Ола, пл. Ленина, д.3

<sup>2</sup>ФГАОУ ВО Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, Россия, РТ, г. Казань, ул. Кремлевская, д.18.

\*e-mail: biht.orol@gmail.com

Приводится цикл экспериментальных работ по обнаружению и исследованию сигналов фемтосекундного фотонного эха в принципиально новой резонансной среде в виде ловушек экситонов или трионов, сформированных на поверхностных дефектах кристаллической решетки тонких пленок, полученных методом магнетронного распыления. Демонстрируются при комнатной температуре: квантово-размерные свойства наноразмерных ловушек экситонов и трионов и способы коррекции параметров этих ловушек; новые свойства мемристорной памяти, создаваемой на базе оксида цинка с наноразмерными ловушками экситонов; эффект сдвига спектра эхо-сигнала в зависимости от временного интервала между возбуждающими импульсами и от выбранного условия пространственного синхронизма. Обнаруженные магнитооптические свойства фотонного эха подтверждают гипотезу формирования эхо-сигналов на квантовых переходах электронного газа.

**Ключевые слова:** фемтосекундное фотонное эхо, условие пространственного синхронизма, экситоны, трионы, метод магнетронного распыления, квантово-размерные свойства, мемристорная память, сдвиг спектра эхо-сигнала, магнитооптические свойства фотонного эха.

Сообщаются результаты выполненного цикла экспериментальных работ по обнаружению и исследованию сигналов фемтосекундного фотонного эха в принципиально новой резонансной среде в виде ловушек экситонов или трионов, сформированных на поверхностных дефектах кристаллической решетки тонких полупроводниковых пленок, полученных методом магнетронного распыления. Особенностью таких тонких пленок является наличие волоконно-кристаллической текстуры. Кристаллические волокна в этих пленках ориентированные в направлении, близком к ортогональному по отношению к плоскости пленки, имеют на своей поверхности множество дефектных узлов кристаллической решетки. Участки поверхности волокон со скоплением таких дефектов внутри замкнутой линии дислокации, соединяющей вблизи лежащие неповрежденные узлы кристаллической решетки, составляют наноразмерные ловушки экситонов или трионов. В зависимости от кривизны поверхности кристаллических волокон, имеющих диаметр порядка 500 нм, эти ловушки имеют линейный размеры до 100 нм и различную форму профиля энергетического погружения в запрещенной зоне, подобную как прямоугольной, так и треугольной формам квантовых точек [1]. В работе [1] показано, что в прямоугольных профилях квантовых точек при дискретизации энергии возникают два квантовых уровня меньшего значения энергии, а в треугольных – три квантовых уровня.

Экситонные или трионные состояния с электронами, возбужденными до уровней энергии, находящихся в запрещенной зоне, мигрируя по поверхности волокна попадают на участок ловушки, в которой происходит их энергетическое залегание в запрещенной зоне. Если тепловая энергия экситона или триона меньше глубины энергетического залегания в запрещенной зоне, то эти квазичастицы, отдавая часть энергии кристаллической решетке, локализируются в этой ловушке. Оказавшись локализованными в ловушке квазичастицы мигрируют внутри ее, перемещаясь между соизмеримыми по энергии дефектными узлами кристаллической решетки, образуя в этой ловушке электронный газ. По этой причине условие пространственного синхронизма для СФЭ выбирались типовыми для газовых сред. Разброс

энергии и столкновительные взаимодействия мигрирующих внутри ловушки частиц энергии обеспечивают механизмы уширения резонансной спектральной линии (включая неоднородное уширение), соответствующей квантовому переходу, резонансно возбуждаемому внешним лазерными импульсами.

Взятая за основу научная гипотеза заключается в предположении наличия в наноразмерных ловушках экситонов или трионов дискретизации энергии локализованных квазичастиц на два или три квантовых уровня, согласно утверждению, приведенного в работе [1]. На квантовом переходе между этими уровнями формируется процесс возбуждения сигналов фотонного эха. В результате проведения исследований сигналы первичного фотонного эха (ПФЭ) [2] и стимулированного фотонного эха (СФЭ) [3] формировались в трехслойной пленке Si(P)/Si(B)/ZnO с толщиной каждого слоя в 100 нм, в отдельных пленках Si(P), Si(B) и ZnO толщиной по 100 нм, в пленках ZnO толщиной 600 и 800 нм. В качестве первой и основной резонансной среды были взяты тонкие пленки оксида цинка. Особенность этих экспериментов заключалась в том, что ПФЭ возбуждалось лазерными импульсами на длине волны 800 нм при типовом условии пространственного синхронизма, описываемом выражением (1)

$$K_n = 2k_2 - k_1 \quad (1),$$

также регистрировалось на длине волны 800 нм. Парадокс экспериментального результата заключался в том, что оксид цинка имел сплошной спектр поглощения в диапазоне, захватывающем ближний ультрафиолет и начало видимого диапазона излучения, доходящего до 400 нм. На 800 нм у оксида цинка поглощения не было. Нами был проведен эксперимент по возбуждению ПФЭ эха при условии пространственного синхронизма, описываемом выражением (2)

$$K_n = 4k_2 - 2k_1 \quad (2),$$

соответствующем режиму двухфотонного поглощения возбуждающего лазерного излучения. Высокая интенсивность сигнала ПФЭ в направлении, определяемом условием (2), показала возможность резонансного возбуждения этих тонких пленок оксида цинка, на дине волны 400 нм в режиме двухфотонного поглощения энергии лазерных импульсов. Возбуждение фотонного эха (ФЭ) на длине волны 400 нм подтверждает возможность возбуждения в запрещенной зоне оксида цинка экситонных и трионных состояний на 400 нм.

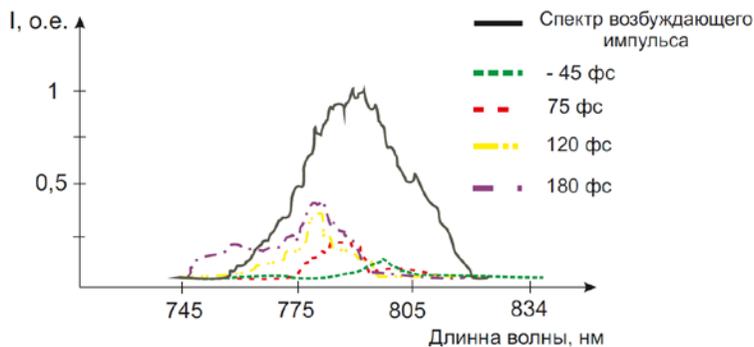
Эти экстоны или трионы, возбужденные на длине волны 400 нм, мигрируя по поверхности кристаллического волокна тонкой пленки оксида цинка, встречаются на своем пути участки, выполняющие функцию их ловушек. Энергетически погружаясь в запрещенную зону в районе этих ловушек, экситоны и трионы локализуются в них, производя энергетический обмен с кристаллической решеткой оксида цинка.

Первая регистрация отклика резонансной среды в виде ПФЭ [4] в направлении, определяемом выражением (1), выполнена на длине волны 800 нм. Поскольку линейные размеры ловушек значительно меньше длины волны, то есть основание полагать, что энергия локализованных в ловушке экситонов или трионов разделяется на дискретные квантовые уровни, на квантовом переходе между которыми на длине волны 800 нм происходит формирование эхо-сигнала под воздействием возбуждающих лазерных импульсов с длиной волны излучения 800 нм. Тем самым подтверждается выполнение условия для возбуждения ФЭ, связанного с наличием резонанса между возбуждающим лазерным излучением и резонансной средой, а также устанавливается факт наличия квантово-размерных свойств ловушек экситонов и трионов [5].

Воздействие разнесенных во времени возбуждающих лазерных импульсов на длине волны 800 нм на полупроводниковую пленку имеет следующий порядок. Энергия фотонов возбуждающих лазерных импульсов, соответствующих условиям их двухфотонного поглощения, расходовалась на формирование экситонных или трионных состояний и ФЭ на длине 400 нм в режиме двухфотонного поглощения возбуждающего лазерного излучения. Одновременно с этим, энергией остальных фотонов возбуждающих лазерных импульсов на

длине волны 800 нм возбуждались квантовые переходы, между квантовыми уровнями энергии, формирующимися в ловушках экситонов или трионов. В итоге, при воздействии возбуждающих лазерных импульсов на длине волны 800 нм в тонкой пленке оксида цинка регистрировались сигналы ФЭ. При длительности возбуждающих импульсов, равной 40 или 60 фс, обеспечивалось время формирования сигналов ФЭ, меньшее характерных времен релаксации возбужденного состояния резонансной среды, а с учетом и интенсивности возбуждающих импульсов  $0,1 \text{ ТВт/см}^2$  и  $0,2 \text{ ТВт/см}^2$  обеспечивалась оптимальная величина импульсной площади возбуждающих лазерных импульсов, близкая к  $\pi$  или  $\pi/2$ .

Поскольку положительный трион, имевший место в наших экспериментах является квазичастицей, представляющей электрон, возбужденный до одного из квантовых уровней запрещенной зоны, связанный двумя кулоновскими связями, имеющими противоположный по знаку спин, с двумя дырками валентной зоны, то и при дискретизации энергии квазичастицы каждых из двух видов связей электрона и дырки формировались две компоненты ФЭ, отличающиеся знаком спина. Заметим, что впервые факт формирования ФЭ на двух компонентах структуры триона с противоположными по спину знаками, расщепленных в продольном однородном магнитном поле была показана в работе [6, 7]. Свой эксперимент авторы [6, 7], выполнили в условиях воздействия поперечного однородного магнитного поля на квантово-размерный объект, представленный квантовой плоскостью. В нашем случае в квантово-размерной ловушке трионов формировались два сигнала фотонного эха с противоположными спинами. Их суперпозиция формировала сферическую симметрию изменения энергии в рамках циклов формирования ФЭ в условиях изменения поочередного доминирования одной из этих компонент. В результате доминирования одной из компонент проявлялось суперпозиционное состояние, характеризующееся различной плотностью циркулирующей энергии и отличающимся характером энергетического обмена с кристаллической решеткой волокон. Различный характер энергетического обмена и меняющейся плотности энергии компонент трионных состояний зафиксированы в виде красного или синего (см. рис. 1) сдвига спектра сигнала СФЭ и в виде формирования различных по качеству участков зависимости релаксационного спада интенсивности ФЭ [8] при варьировании временного интервала между возбуждающими импульсами. Изменяя временной интервал между третьим и вторым возбуждающими импульсами, регистрировался сдвиг спектра ФЭ: при этом в случае запаздывания третьего импульса относительно второго наблюдался красный сдвиг, а при запаздывании второго возбуждающего лазерного импульса относительно третьего – синий сдвиг. Обсуждаются причины таких сдвигов.



**Рис. 1.** Сдвиг спектра оптических откликов, зафиксированных в режиме возбуждения СФЭ в зависимости от величины временного интервала между возбуждающими импульсами.

Также наличием двух компонент структуры триона с противоположными по знаку спинами и с вытекающим из этого различным характером расщепления компонент сверхтонкой структуры уровней резонансного квантового перехода под воздействием продольного однородного магнитного поля объясняются результаты обнаружения и исследования эффекта нефарадеевского поворота плоскости поляризации стимулированного фотонного эха [9, 10],

выполненному при комнатной температуре на трионных состояниях в тонких пленках оксида цинка. Также при формировании ФЭ под воздействием продольного однородного магнитного поля установлены магнитооптические свойства ФЭ, проявляющиеся в изменении времени релаксации резонансной среды, представленной трехслойной тонкой пленкой Si(P)/Si(B)/ZnO.

В пленках оксида цинка, полученных методом магнетронного распыления, установлен эффект уменьшения ширины петли гистерезиса, характерной для мемристорной памяти, по сравнению со значениями пленки оксида цинка, полученной методом химического осаждения [11]. Величина этого эффекта зависит от концентрации кислорода в оксиде цинка. Обсуждаются причины возникновения такого эффекта.

### Литература

1. Давыдов В.Н., Задорожный О.Ф., Каранкевич О.А. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2019. Т. 62. № 3. С. 99.
2. Popov I.I., Vashurin N.S., Putilin S.E. et al. // *Physics of Wave Phenomena*, 2013, Vol. 21, No.2, P. 38.
3. Попов И. И., Вашурин Н. С., Путилин С. Э. и др. // Известия РАН. Серия физическая, 2014, том 78, № 2, С. 229; Popov I. I., Vashurin N. S., Putilin S. E. et al. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2014, V. 78, No 2, P.152.
4. Попов И.И., Вашурин Н.С., Газизов К.Ш. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 2012. Т.76. №3. С.322; Popov I.I., Vashurin N.S., Gazizov K.Sh. et al. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2012. V.76, No.3, P.279.
5. И. И. Попов, А. В. Мороз, Д. В. Минеев, А. А. Гладышева, Н. И. Сушенцов // Изв. РАН, сер. физ. 2021, том 85, № 2, С. 273; I. I. Popov, A. V. Moroz, D. V. Mineev, A. A. Gladysheva, and N. I. Sushentsov // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2021, Vol. 85, No. 2, P. 210.
6. Langer L., Poltavtsev S.V., Yugova I.A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. Art. № 157403.
7. Langer L., Poltavtsev S.V., Yugova I.A. et al. // *Nature Photon.* 2014. V. 8. P. 851.
8. И. И. Попов, И. А. Архиреев, Н. С. Вашурин, Д. Е. Воронин, А. А. Гладышева, С. И. Ксенофонтов, А. В. Мороз, Д. А. Никитин, С. А. Степанов, Н. И. Сушенцов // Изв. РАН, сер. физ. 2020, Т. 84, № 3, С. 401; I. I. Popov, I. A. Arkhireev, N. S. Vashurin, D. E. Voronin, A. A. Gladysheva, S. I. Ksenofontov, A. V. Moroz, D. A. Nikitin, S. A. Stepanov, and N. I. Sushentsov // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2020, V. 84, No. 3, P. 308.
9. Попов И.И., Вашурин Н.С., Путилин С.Э., Баходуров А.У. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 5. С. 594; Popov I.I., Vashurin N.S., Bahodurov A.U., Putilin S.E. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2017. V. 81. № 5. P. 551.
10. Попов И.И., Вашурин Н.С., Виноградов Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1113; Popov I.I., Vashurin N.S., Vinogradov E.A. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2018. V. 82. № 12. P. 1008.
11. В.А. Смирнов, Р.В. Томинов, В.И. Авилов и др. // *Физика и техника полупроводников*. 2019. Т. 53. В.1. С. 77.

## PHOTON ECHO ON EXCITONS AND TRIONES IN NANOSIZED LO-VUSHKI IN THIN FILMS

I.I. Popov<sup>1,\*</sup>, K.A. Volkov<sup>1</sup>, A.A., Gladysheva<sup>1</sup>, A.G. Kozyrev<sup>1</sup>, A.Yu. Leontiev<sup>1</sup>, A.V. Moroz<sup>1</sup>, N.I. Sushentsov<sup>1</sup>, R.V. Yusupov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Volga State Technological University 424001, Yoshkar-Ola, pl. Lenin, 3*

<sup>2</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University 420008, Russia, RT, Kazan, st. Kremlin, 18.*

*e-mail: biht.oral@gmail.com*

A series of experimental works on the detection and study of femtosecond photon echo signals in a fundamentally new resonant medium in the form of exciton or trion traps formed on surface defects of the crystal lattice of thin films obtained by magnetron sputtering is presented. Demonstrated at room temperature: quantum-dimensional properties of nanoscale exciton and trion traps and methods for correcting the parameters of these traps; new properties of memristor memory created on the basis of zinc oxide with nanoscale exciton traps; the effect of shifting the spectrum of the echo signal depending on the time interval between the exciting pulses and on the selected condition of spatial synchronism. The discovered magneto-optical properties of the photon echo confirm the hypothesis of the formation of echo signals on quantum transitions of the electron gas.

**Key words:** femtosecond photon echo, condition of spatial synchronism, excitons, trions, magnetron sputtering method, quantum-dimensional properties, memristor memory, shift of the echo-signal spectrum, magneto-optical properties of the photon echo.

# ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВОЕ БИФОТОННОЕ ПОЛЕ: МАТРИЦА РАССЕЙНИЯ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА

П.А. Прудковский\*

*Физический факультет, МГУ им. Ломоносова  
119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр.2  
\*e-mail: vysogota@gmail.com*

Исследована угловая структура мод оптико-терагерцового бифотонного поля, возникающего при сильно-невырожденном параметрическом рассеянии. Показано, что если частота холостого излучения не превышает нескольких терагерцев, оператор нелинейного взаимодействия может быть диагонализирован при произвольных коэффициентах параметрического усиления. Это дает возможность найти собственные азимутальные моды и матрицу рассеяния. С помощью матрицы рассеяния найдены зависимости нормированной корреляционной функции и фактора подавления шума от апертур детекторов сигнального и холостого излучения.

**Ключевые слова:** параметрическое рассеяние света, оптико-терагерцовые бифотоны, азимутальные собственные моды, матрица рассеяния, корреляционная функция, фактор подавления шума

В течение последних 15 лет идут активные исследования возможностей генерации, детектирования и применения терагерцового излучения. Один из способов генерации терагерцового излучения - сильно-невырожденное параметрическое рассеяние света (ПР), при котором частота холостого излучения лежит в терагерцовом диапазоне частот [1]. В терагерцовый диапазон удастся перенести многие применения ПР, такие как нелинейная интерферометрия [2] и методы безэталонного измерения яркости излучения [3].

Однако неклассические свойства оптико-терагерцового бифотонного поля пока что не зарегистрированы. Это связано со сложностью детектирования слабых терагерцовых полей, а также со сложной структурой пространственных мод при сильно-невырожденном ПР. В данной работе найдены собственные азимутальные моды оптико-терагерцового бифотонного поля, в базисе которых матрица рассеяния имеет простой вид. Это позволяет рассчитать нормированную корреляционную функцию и фактор подавления шума при произвольных коэффициентах параметрического взаимодействия.

ПР в нелинейном кристалле под действием гауссова пучка накачки можно описывать с помощью нелинейного оператора взаимодействия

$$\hat{G}_{nl} = \hbar\gamma \iint \frac{\chi_{eff}^{(2)}(\theta_s, \varphi_s, \theta_i, \varphi_i)}{\sqrt{\cos\theta_s \cos\theta_i}} e^{i\Delta k_z z - \frac{d^2(k_{s\perp} + k_{i\perp})^2}{4}} \hat{a}_s^+(z) \hat{a}_i^+(z) d\Omega_s d\Omega_i + h.c., \quad (1)$$

где  $\hat{a}_{s,i}^+$  - операторы рождения фотонов в различных сигнальных и холостых модах рассеянного излучения с волновыми векторами  $\mathbf{k}_{s,i}$ , направление которых определяется полярными  $\theta_{s,i}$  и азимутальными  $\varphi_{s,i}$  углами,  $\chi_{eff}^{(2)}$  - свертка тензора квадратичной восприимчивости с векторами поляризации накачки и рассеянных полей, косинусы в знаменателе связаны с тем, что длина пути излучения в кристалле зависит от полярного угла,  $d$  - ширина пучка накачки,  $\Delta k_z = k_{pz} - k_{sz} - k_{iz}$  - продольная расстройка фазового синхронизма, а коэффициент  $\gamma$  определяет эффективность параметрического взаимодействия.

Если записать проекции волновых векторов как функции углов, то в выражении для оператора нелинейного взаимодействия можно выделить часть, в которую входят все азимутальные зависимости:

$$\hat{G}_{nl} \sim \int_0^{2\pi} \chi_{eff}^{(2)}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) e^{-\tau \left(1 + \frac{2iz}{d^2 k_p}\right) \{1 + \cos(\phi_i - \phi_s)\}} \hat{a}_i^+(\phi_i, z) \hat{a}_s^+(\phi_s, z) d\phi_s d\phi_i + h.c., \quad (2)$$

где  $\tau = d^2 k_i k_s \sin \theta_i \sin \theta_s / 2$ . Можно показать, что если частота холостого излучения не превышает нескольких ТГц, то членом, выделенным в рамку, в показателе экспоненты, зависящим от координаты, можно пренебречь. Также было показано, что в случае сильно-невырожденного ПР все рассеянное излучение сосредоточено в единственной паре сопряженных полярных мод [4]. С учетом этих приближений для анализа угловой структуры азимутальных мод достаточно рассмотреть оператор (2) в направлениях, соответствующих условию точного фазового синхронизма по полярным углам. В кристалле ниобата лития, для которого проведены конкретные расчеты, полярный угол синхронизма для холостой волны на терагерцовых частотах  $\theta_i \approx 60^\circ$ . В этом случае эффективную квадратичную восприимчивость можно приближенно аппроксимировать выражением  $\chi_{eff}^{(2)}(\phi_i) \approx \chi_0^{(2)}(1 + \cos^2 \phi_i) / 2$ .

В работе [5] было показано, что оператор (2) можно диагонализировать в общем виде в два шага. На первом мы переходим в базис мод Фурье  $\hat{a}_{s,i}^+(\phi_{s,i}) = (2\pi)^{-1/2} \sum_n \hat{a}_n^{+(s,i)} e^{in\phi_{s,i}}$ , в котором оператор нелинейного взаимодействия (2) принимает вид

$$\hat{G}_{nl} = \hbar \tilde{\gamma} \sum_{n,m} H_{nm} \hat{a}_n^{+(i)} \hat{a}_{-m}^{+(s)} + h.c., \quad (3)$$

где матрица  $H_{nm}$  определяется угловой зависимостью эффективной квадратичной восприимчивости и в нашем случае имеет вид

$$H_{nm} = (-1)^n e^{-\tau} I_m(\tau) \left\{ \delta_{n,m} + (\delta_{n+2,m} + \delta_{n-2,m}) / 6 \right\}, \quad (4)$$

где  $I_m(\tau)$  - функция Инфельда. Учитывая, что величина  $e^{-\tau} I_m(\tau)$  убывает с ростом  $m$ , всегда можно ограничиться анализом матрицы конечных размеров. Тогда на втором шаге можно диагонализировать ее численно, представив в виде  $H_{nm} = \sum_j W_{nj}^{-1} R_j V_{jm}$ , где  $R_j$  - ее собственные значения (С3), а  $W_{jn}$  и  $V_{jm}$  - ортогональные матрицы. Тогда оператор (3) принимает вид

$$\hat{G}_{nl} = \hbar \tilde{\gamma} \sum_j R_j \hat{b}_j^+(z) \hat{c}_j^+(z) + h.c., \quad (5)$$

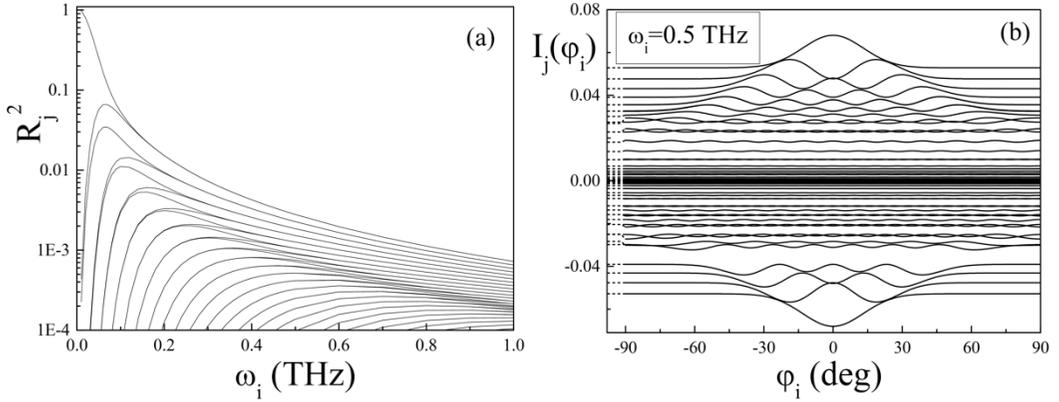
где  $\hat{b}_j^+(z) = \int_{-\pi}^{\pi} U(\phi_i) \hat{a}_i^+(z, \phi_i) d\phi_i$  и  $\hat{c}_j^+(z) = \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{U}(\phi_s) \hat{a}_s^+(z, \phi_s) d\phi_s$  - операторы рождения фотонов в собственных азимутальных модах, связанные с исходными модами плоских волн унитарными преобразованиями  $U_j(\phi_i) = (2\pi)^{-1/2} \sum_n e^{in\phi_i} W_{jn}$ ,  $\tilde{U}_j(\phi_s) = (2\pi)^{-1/2} \sum_m e^{im\phi_s} V_{jm}$ .

Оператор нелинейного взаимодействия, записанный в диагональном виде (5), дает возможность найти матрицу рассеяния при произвольных коэффициентах параметрического усиления:

$$\begin{aligned} \hat{a}_i^+(\phi_i, L) &= \sum_j U_j(\phi_i) \left\{ \hat{b}_j^+(0) \text{ch } g_j - i \hat{c}_j^+(0) \text{sh } g_j \right\}, \\ \hat{a}_s^+(\phi_s, L) &= \sum_j \tilde{U}_j^*(\phi_s) \left\{ \hat{c}_j^+(0) \text{ch } g_j - i \hat{b}_j^+(0) \text{sh } g_j \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $g_j = \tilde{\gamma} L R_j$ , а  $L$  - длина кристалла.

С помощью матрицы рассеяния можно рассчитать любые корреляционные свойства оптико-терагерцового бифотонного поля. В частности, из нее видно, что интенсивность рассеяния холостого излучения под заданным углом  $\varphi_i$  состоит из суммы интенсивностей отдельных собственных мод  $|U_j(\varphi_i)|^2$  с весами  $\text{sh}^2 g_j$ . В случае спонтанного ПР  $\tilde{\gamma}L \ll 1$  веса определяются квадратами СЗ  $R_j^2$ . На рис.1а показана зависимость квадратов СЗ от частоты холостого излучения, а на рис.1б – структура азимутальных собственных мод при частоте  $\omega_i = 0.5 \text{ THz}$ .



**Рис. 1.** а) Зависимость квадратов СЗ  $R_j^2$  от частоты терагерцового излучения  $\omega_i$ ; б) угловая структура азимутальных собственных мод холостого излучения при частоте  $\omega_i = 0.5 \text{ THz}$  (для наглядности каждая мода показана относительно уровня ее СЗ  $R_j$ , который показан пунктиром слева).

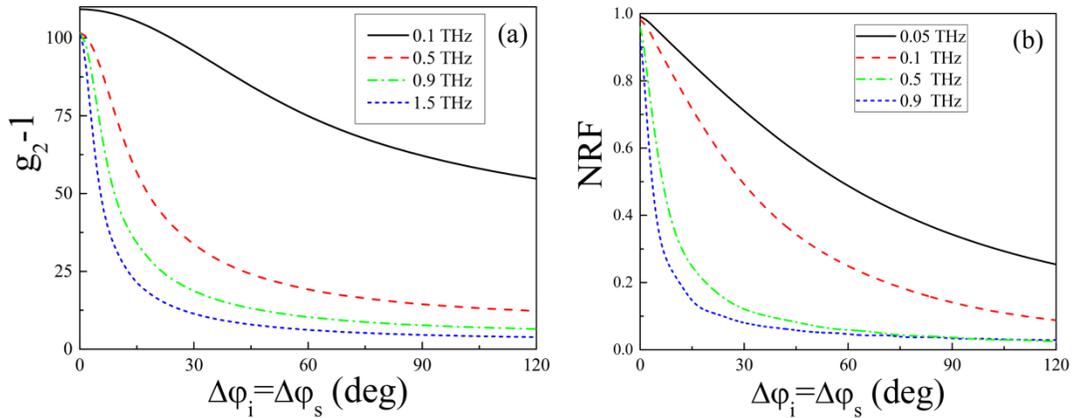
Видно, что азимутальные моды имеют большую угловую ширину и перекрываются друг с другом, поэтому детекторы неизбежно будут регистрировать многомодовое излучение. Это необходимо учитывать при регистрации корреляционных свойств бифотонного излучения, таких как нормированная корреляционная функция интенсивностей терагерцового холостого и оптического сигнального излучения

$$g_2 = \frac{\langle N_i N_s \rangle}{\langle N_i \rangle \langle N_s \rangle}, \quad (7)$$

и фактор подавления шума (NRF). На рис.2а видно, что превышение величины  $g_2$  над единицей в случае спонтанного ПР  $\tilde{\gamma}L \ll 1$  может быть велико, но спадает по мере увеличения апертур детекторов  $\Delta\varphi_i$  и  $\Delta\varphi_s$ , что связано с ростом числа детектируемых мод. В случае вынужденного ПР  $g_2$  не превышает величины  $g_2 = 2$ , характерной для теплового излучения. В этом случае неклассические корреляционные свойства излучения могут проявляться в падении фактора подавления шума

$$NRF = \frac{\langle (\beta^{-1}N_i - \beta N_s)^2 \rangle}{\langle N_i \rangle + \langle N_s \rangle} = 1 + \frac{\beta^{-2} \langle : \delta N_i^2 : \rangle + \beta^2 \langle : \delta N_s^2 : \rangle - 2 \langle \delta N_i \delta N_s \rangle}{\langle N_i \rangle + \langle N_s \rangle} \quad (8)$$

ниже единицы. Для удобства в выражение для NRF введен балансирующий параметр  $\beta = \sqrt{\langle N_i \rangle / \langle N_s \rangle}$ . Рис.2б показывает, что измеряемый уровень NRF уменьшается с ростом апертур детекторов, так как дисперсия числа фотонов чувствительна к потерям фотонов в случае неполной регистрации сопряженных мод.



**Рис. 2.** Зависимость от величины апертур детекторов  $\Delta\varphi_i = \Delta\varphi_s$  а) превышения  $g_2$  над единицей в случае спонтанного ПР и б) величины NRF при различных значениях частоты холостого терагерцового излучения.

Таким образом, в работе получены собственные азимутальные моды оптико-терагерцового бифотонного поля, с их помощью найдена матрица рассеяния, которая позволила исследовать возможность измерения неклассических корреляционных свойств излучения в зависимости от параметров экспериментальной установки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №20-02-00621А.

### Литература

1. Kitaeva G.K., Kornienko V.V., Kuznetsov K.A. et al. // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 1198.
2. Kuznetsov K.A., Malkova E.I., Zakharov R.V. et al. // Phys. Rev. A. 2020. V. 101, P. 053843.
3. Kitaeva G.K., Yakunin P.V., Kornienko V.V., Penin A.N. // Appl. Phys. B. 2014. V.116, P. 929.
4. Kitaeva G.K., Leontyev A.A., Prudkovskii P.A. // Phys. Rev. A. 2020. V. 101, P. 053810.
5. Dvernik L.S., Prudkovskii P.A. // Appl.Phys. B. 2021. V. 127, P. 85.

## OPTICAL-TERAHERTZ BIPHOTON FIELD: SCATTERING MATRIX AND CORRELATION PROPERTIES

**P.A. Prudkovskii\***

*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics  
119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2*

\*e-mail: vysogota@gmail.com

The angular structure of modes of an optical-terahertz biphoton field arising in strongly non-degenerate parametric down-conversion is investigated. It is shown that if the frequency of the idler radiation does not exceed several terahertz, the nonlinear interaction operator can be diagonalized for an arbitrary parametric gain. This allows us to find the azimuthal eigenmodes and the scattering matrix. Using the scattering matrix, the dependences of the normalized correlation function and the noise reduction factor on the detectors apertures for signal and idler radiation are found.

**Key words:** parametric light down-conversion, optical-terahertz biphotons, azimuthal eigenmodes, scattering matrix, correlation function, noise reduction factor.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДИАЛЬНОГО ИНДЕКСА ЛАГЕР-ГАУССОВЫХ МОД В МОДЕЛИ РАМАНОВСКОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

Д.Д. Решетников\*, А.С. Лосев

Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9

\*e-mail: d.d.reshetnikov@gmail.com

В данной работе показана возможность использования Лагер-Гауссовых мод, различающихся радиальным числом  $p$ , в качестве базисных состояний квантового сигнального поля в рамановской модели квантовой памяти. Данная модель рассматривалась на примере  $\Lambda$  – схемы энергетических уровней. В рамках дипольного приближения, приближений медленно меняющейся амплитуды и вращающейся волны была получена система уравнений Гейзенберга для полевых и атомных переменных, причем рассматривалась эволюция каждой отдельной Лагер-Гауссовой моды при взаимодействии с атомной системой.

**Ключевые слова:** Лагер-Гауссовы моды, радиальный индекс, рамановская квантовая память

Квантовая память представляет собой способ сохранять и контролируемо изменять квантовые состояния, находящиеся в ячейке памяти [1]. Это позволяет управлять квантовыми состояниями света, что, безусловно, является одной из основных задач квантовой теории информации. Кодирование информации может производиться как с помощью дискретных, так и с помощью непрерывных переменных. Чаще всего в качестве дискретных переменных используются квантовые поляризационные состояния света, однако это накладывает ограничения на размерность гильбертова пространства состояний, равную двум. В таком случае мы имеем дело с кубитами. Переход к алгебре векторов состояний более высокой размерности — кудитам, позволяет расширить возможности протоколов квантовых вычислений [2].

В этой связи становится понятен обширный интерес, связанный с пучками Лагер-Гауссовых (Л-Г) мод [3-4]. У таких мод есть два параметра, подходящих для использования в качестве дискретной переменной: это азимутальное число («индекс», «заряд»)  $\ell$  и радиальное число («индекс»)  $p$ . Азимутальное число  $\ell$  является собственным числом оператора орбитального углового момента  $-i\hbar \frac{\partial}{\partial \phi}$ , и, несмотря на то что набор Л-Г мод, различающихся азимутальным числом бесконечный, однозначная идентификация значения  $\ell$  при детектировании пучка остается успешно разрешимой задачей только для ограниченного набора азимутальных чисел. Радиальное число  $p$ , в свою очередь, не обладает столь понятным физическим смыслом, однако, что при определенной конфигурации пучка, эксперимент по детектированию квантовых состояний, различающихся радиальным числом, может оказаться более эффективным даже для больших значений  $p$ , нежели детектирование состояний на основе азимутального числа. Более того, моды, различающиеся радиальным числом  $p$ , могут быть эффективно использованы в модели квантовой памяти.

Лагер-Гауссова функция является решением волнового уравнения в параксиальном приближении

$$(1) \quad LG_{p\ell}(r, \phi, z) = \frac{c_{p\ell}}{\omega_0} \left( r^{\frac{1}{2}} \delta_z \right)^{|\ell|} L_p^{|\ell|} [r \delta_z] e^{-\frac{1}{2} r \delta_z \left( 1 - i \frac{z}{z_R} \right)} e^{i\ell\phi} e^{-i(2p+|\ell|+1) \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)}.$$

Здесь мы использовали несколько подстановок:

$r = \frac{2\rho^2}{\omega_0^2}$ ,  $\delta_z = 1 - \frac{z}{R_z}$ , где  $\rho, \phi, z$  – координаты цилиндрической системы координат,  $\omega_0$  – радиус перетяжки,  $R_z = \frac{z^2 + z_R^2}{z}$  – радиус кривизны пучка,  $z_R = \frac{k \omega_0^2}{2}$  – радиус Рэлея,

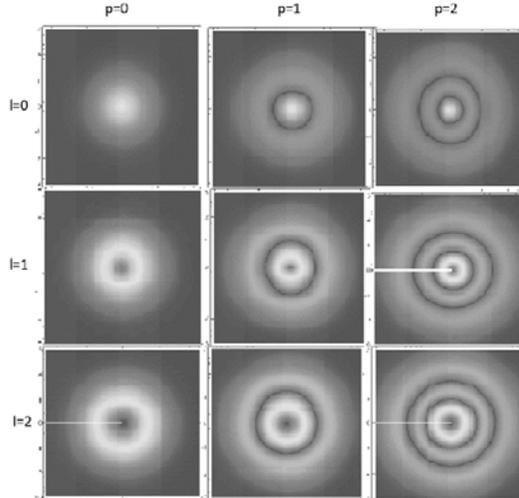
$$C_{p\ell} = \sqrt{\frac{2 p!}{\pi (p+|\ell)!}}$$
 – нормировочный множитель,  $p \in \mathbb{N}_0$  – радиальное число,  $\ell \in \mathbb{Z}$  – азимутальное число.

азимутальное число.

В области перетяжки ( $z = 0$ ) Л-Г функция принимает более простой вид

$$(2) LG_{0,p\ell}(r, \phi) = \frac{C_{p\ell}}{\omega_0} r^{\frac{1}{2}|\ell|} L_p^{|\ell|}[r] e^{-\frac{1}{2}r} e^{i\ell\phi}.$$

На рис. 1 приведены поперечные профили Л-Г пучка в области перетяжки для различных значений азимутального  $\ell$  и радиального  $p$  чисел.



**Рис. 1.** Поперечный профиль Лагер-Гауссовых пучков для различных  $\ell$  и  $p$  при  $z = 0$ .

Видно, что значение  $p$  совпадает с числом темных колец, то есть минимумов интенсивности в поперечной плоскости пучка. Для максимумов число колец также равно  $p$  при любых  $\ell$ , исключая  $\ell = 0$  (в случае  $\ell = 0$  число колец совпадает с  $p + 1$ ). В свою очередь изменение  $\ell$  при фиксированном  $p$  приводит лишь к уширению светлых колец.

Именно уширение светлых колец является негативным моментом для работы с квантовыми состояниями Л-Г мод, различающихся радиальным числом  $p$ . Более того, при распространении пучка вдоль оси  $z$  от перетяжки происходит увеличение их радиуса и расплывание профиля пучка.

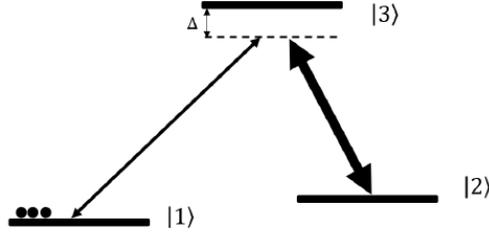
Теперь покажем, что Л-Г моды могут быть использованы в задачах квантовой информатики на примере квантовой рамановской памяти. Для этого введем следующую функцию:

$$(3) f_p^\perp(\vec{\rho}) = C_{0,p} \cdot L_p\left(\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \cdot \frac{1}{\omega_0},$$

где  $C_{0,p} = \sqrt{\frac{2}{\pi}}$ , а  $\vec{\rho} = \begin{pmatrix} r \\ \phi \end{pmatrix}$ . Функция (8) представляет собой Л-Г моду с азимутальным числом  $\ell = 0$ . Данные функции образуют полный ортонормированный набор, то есть

$$(4) \langle f_p^\perp(\vec{\rho}), f_{p'}^\perp(\vec{\rho}) \rangle = (p!)^2 \cdot \delta_{p,p'}.$$

Рамановскую модель квантовой памяти будем рассматривать на основе ансамбля холодных атомов. В данной модели и сильное «управляющее», и квантовое слабое «сигнальное» поля сильно отстроены от резонансных частот соответствующих атомных переходов. Управляющее поле распространяется на несущей частоте  $\omega_d$ , сигнальное – на частоте  $\omega_s$ , будем считать квазимонохроматическими волнами, распространяющимися вдоль оси  $z$ . Частоты  $\omega_d$  и  $\omega_s$  отстроены на величину  $\Delta$  от частот атомных переходов  $\omega_{23}$  и  $\omega_{13}$ . На рис. 2 представлена  $\Lambda$  – схема энергетических уровней такой модели.



**Рис. 2.**  $\Lambda$  – схема энергетических уровней. Тонкая стрелка – квантовое слабое поле, толстая стрелка – управляющее сильное поле,  $\Delta$  – величина отстройки.

В начальный момент времени все атомы находятся в состоянии  $|1\rangle$ , управляющее поле действует на переходе  $|2\rangle - |3\rangle$ , а квантовое – на переходе  $|1\rangle - |3\rangle$ . В рамановской схеме отстройка частот приводит к тому, что верхний уровень практически не заселяется, и процесс является двухфотонным – в каждом взаимодействии полей с атомом поглощается фотон квантового поля и излучается стоксовский фотон в моду управляющего поля.

Огибающая квантового поля может быть представлена в виде набор Л-Г мод (8):

$$(5) \quad \vec{E}_s(\vec{r}, t) = -i \left( \frac{\hbar\omega_0}{8\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \sum_p \hat{a}_p(z, t) \cdot f_p^\perp(\vec{\rho}) \cdot \exp(ik_s z - i\omega_0 t),$$

где  $\rho, \phi, z$  – цилиндрические координаты,  $k_s$  – волновое число, соответствующее несущей частоте. Операторы рождения и уничтожения фотонов в Л-Г моде с индексом  $p$  подчиняются коммутационным соотношениям и определены так, что среднее  $\langle \hat{a}_p^\dagger(z, t), \hat{a}_p(z, t) \rangle$  имеет смысл потока частиц в моде  $f_p^\perp(\vec{\rho})$ .

Используя язык коллективных операторов когерентности  $\hat{\sigma}_{ij}(\vec{r}, t)$  и заселенности  $\hat{N}_i(\vec{r}, t) = \hat{\sigma}_{ii}(\vec{r}, t)$ , свободный гамильтониан и гамильтониан в рамках дипольного приближения, можем записать систему уравнений Гейзенберга для полевых и атомных переменных:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{a}_m &= -g \int d\vec{\rho}' \hat{\sigma}_{13}(\vec{\rho}', z) f_p^{\perp*}(\vec{\rho}), \\ \dot{\hat{\sigma}}_{13} &= -i\Delta \hat{\sigma}_{13} + g \sum_p \hat{a}_p f_p^\perp \cdot (\hat{N}_1 - \hat{N}_3) + \Omega \hat{\sigma}_{12}, \\ \dot{\hat{\sigma}}_{12} &= -g \sum_p \hat{a}_p f_p^\perp \hat{\sigma}_{32} - \Omega \hat{\sigma}_{13}, \\ \dot{\hat{\sigma}}_{32} &= -i\Delta \hat{\sigma}_{32} + g \sum_p \hat{a}_p^\dagger f_p^{\perp*} \hat{\sigma}_{12} + \Omega(\hat{N}_2 - \hat{N}_1), \\ \dot{\hat{N}}_1 &= -g \sum_p \hat{a}_p f_p^\perp \hat{\sigma}_{31} - g \sum_p \hat{a}_p^\dagger f_p^{\perp*} \hat{\sigma}_{14}, \\ \dot{\hat{N}}_2 &= \Omega(\hat{\sigma}_{32} - \hat{\sigma}_{23}), \\ \dot{\hat{N}}_3 &= -\dot{\hat{N}}_1 - \dot{\hat{N}}_2. \end{aligned}$$

### Литература

1. Vashukevich E.A., Golubeva T.Yu., Golubev Yu. M. Conversion and storage of modes with orbital angular momentum in a quantum memory scheme // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. P. 033830.
2. Niu M.Y., Chuang I.L., and Shapiro J.H. Qudit-Basis Universal Quantum Computation Using  $\chi^2$  Interactions // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 160502.
3. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Спиральные пучки света // УФН. 2004. Т. 174. С. 1273.

4. Pellatz N.P. The orbital angular momentum of light // Honor Thesis. Whitman College. 2014. P. 37.
5. Plick W.N., Krenn M. Physical meaning of the radial index of Laguerre-Gauss beams // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. P. 063841.
6. Plick W.N., Lapkiewicz R., Ramelow S., Zeilinger A. The Forgotten Quantum Number: A short note on the radial modes of Laguerre-Gauss beams // arXiv:1306.6517 [quant-ph].

## **USING LAGUERRE-GAUSSIAN MODES IN RAMAN QUANTUM MEMORY MODEL**

**D.D. Reshetnikov\*, A.S. Losev**

*Saint-Petersburg State University*  
*199034, Saint-Petersburg, Universitetskaya Emb., 7/9*  
\*e-mail: d.d.reshetnikov@gmail.com

This paper shows the possibility of using Laguerre-Gaussian modes, differing in the radial number  $p$ , as the basis states of the quantum signal field in the Raman model of quantum memory. This model was considered on the example of the  $\Lambda$  – scheme of energy levels. A system of Heisenberg equations for field and atomic variables was obtained with using the dipole approximation, the approximations of a slowly varying amplitude and a rotating wave, and the evolution of each individual Laguerre-Gaussian mode in interaction with an atomic system was considered.

**Key words:** Laguerre-Gaussian modes, radial index, Raman quantum memory.

# ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК 2D СВЕРХРЕШЁТКИ ТРЁХУРОВНЕВЫХ $\Lambda$ -ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ: ЭФФЕКТЫ ДЕФАЗИРОВКИ СОСТОЯНИЙ

И.В. Рыжов<sup>1,\*</sup>, А.О. Строганова<sup>1</sup>, Р.Ф. Маликов<sup>2</sup>, А.В. Малышев<sup>3,4</sup>, В.А. Малышев<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup>*Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена, 198164, г. Санкт-Петербург, наб. р. Мойки 48, Россия*

<sup>2</sup>*Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы 450000, г. Уфа, ул. Октябрьской революции 3А, Россия*

<sup>3</sup>*GISC, Departamento de Física de Materiales, Universidad Complutense, E-28040 Madrid, Spain*

<sup>4</sup>*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, Россия*

<sup>5</sup>*ZIAM, University of Groningen, Nijenborgh 4, 9747 AG Groningen, The Netherlands*

\*e-mail: igoryzhov@yandex.ru

Мы проводим теоретическое исследование оптического отклика 2D сверхрешётки квантовых излучателей с дублетом в основном состоянии ( $\Lambda$ -излучателей) на воздействие монохроматического внешнего поля, учитывая при этом дефазировку состояний системы. Вторичное дипольное поле, действующее на произвольный излучатель со стороны всех остальных, вносит нелинейность в систему и приводит к появлению обратной связи, что ведет в свою очередь к экзотическим особенностям коэффициента отражения монослоя, таким как бистабильность, периодические и аperiodические автоколебания, а также хаотическое поведение. Кроме этого, наши результаты показывают, что в окрестности коллективного (экситонного) резонанса, система почти полностью отражает падающее поле, выступая, таким образом, в роли нелинейного зеркала нанометровой толщины. Все эти свойства и эффекты позволяют надеяться, что рассмотренная система может оказаться перспективной для приложений в области нанофотоники.

**Ключевые слова:** 2D-сверхрешётка, метаповерхность, мета атомы, трёхуровневые квантовые излучатели, квантовые точки, оптическая бистабильность, нелинейная оптическая динамика, автоколебания, хаос, дефазировка.

Метаповерхности, содержащие в своей структуре (мета) атомы, интенсивно исследуются из-за их исключительных возможностей в области управления и манипулирования светом, а также в связи с возможностью их применений в субволновой нанофотонике [1-4]. Например, атомарно тонкий слой  $\text{MoSe}_2$ , инкапсулированный в гексагональный нитрид бора, проявляет высокую отражательную способность к свету в окрестности коллективного (экситонного) резонанса, выступая по сути в качестве зеркала атомарной толщины [5, 6]. Массивы атомов, захваченных в оптическую решетку [7], и 2D сверхрешетки полупроводниковых квантовых точек (ПКТ) демонстрируют аналогичное поведение [8-10]. Было также продемонстрировано, что оптический отклик последних может демонстрировать мультистабильность и неустойчивости различных типов, включая периодические и аperiodические автоколебания и хаотическую динамику [11-13].

Система, рассматриваемая в нашем сообщении, является представителем другого класса метаповерхностей, а именно, монослоем образованным из регулярно расположенных квантовых излучателей (КИ) с  $\Lambda$ -конфигурацией энергетических состояний. В качестве примеров такого типа излучателей можно рассматривать легированные квантовые точки [14] и органические нанокристаллы с вибронной структурой основного состояния [15]. Метаповерхности синтезированные на основе ПКТ имеют существенное преимущество по сравнению с другими системами: изменения геометрии 2D-сверхрешётки или параметров мета атомов её составляющих, приводят к изменению оптического отклика системы, позволяя таким образом создавать системы с заранее выбранными свойствами. В данном сообщении мы

выносим на обсуждение, влияние дефазировки состояний  $\Lambda$ -КИ на динамику отражательной способности метаповерхности.

**Модель.** Исследуемая метаповерхность представляет собой квадратную решетку из  $N \times N$  идентичных КИ, каждый из которых имеет одно верхнее состояние  $|3\rangle$  и дублет  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  в нижнем состоянии. Оптические переходы в КИ разрешены только между состоянием  $|3\rangle$  и состояниями дублета  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  (так называемый излучатель  $\Lambda$ -типа). Эти переходы характеризуются своими дипольными моментами  $\mathbf{d}_{31}$  и  $\mathbf{d}_{32}$ , оптическими частотами переходов  $\omega_{31}$ ,  $\omega_{32}$  (расщепление дублета  $\Delta_{21} \ll \omega_{31}$ ,  $\omega_{32}$ ); скоростями радиационного распада энергетических состояний КИ  $\gamma_{31}$ ,  $\gamma_{32} = \mu^2 \gamma_{31}$  (релаксация в подсистеме состояний дублета  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  учитывается феноменологически константой  $\gamma_{21}$   $\ll \gamma_{31}$ ,  $\gamma_{32}$ ). На монослой КИ нормально к его поверхности действует внешнее монохроматическое поле с амплитудой Раби  $\Omega_0$  и собственной частотой  $\omega_0$  (квазирезонансной частотам оптических переходов,  $\omega_0 \approx \omega_{31}$ ,  $\omega_{32}$ ). Действующее поле линейно поляризовано вдоль дипольных моментов переходов в КИ, которые для простоты мы будем считать равными ( $\mathbf{d}_{32} = \mathbf{d}_{31}$ ,  $\mu=1$ ) и ориентированными вдоль одного из ребер решетки.

Оптическую динамику изолированного КИ будем исследовать, используя формализм матрицы плотности  $\rho_{\alpha\beta}$  ( $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ ). Для описания отклика монослоя как целого используем приближение среднего поля ( $\rho_{\alpha\beta}$  не зависит от положения КИ в монослое). Во вращающейся с частотой внешнего поля  $\omega_0$  системе координат, уравнения для  $\rho_{\alpha\beta}$  имеют вид:

$$\dot{\rho}_{33} = -(\gamma_{32} + \gamma_{31})\rho_{33} - \mu(\rho_{32}\Omega^* + \rho_{32}^*\Omega) - \rho_{31}\Omega^* - \rho_{31}^*\Omega, \quad (1a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = \gamma_{32}\rho_{33} - \gamma_{21}\rho_{22} + \mu(\rho_{32}^*\Omega + \rho_{32}\Omega^*), \quad (1б)$$

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_{31}\rho_{33} + \gamma_{21}\rho_{22} + \rho_{31}^*\Omega + \rho_{31}\Omega^*, \quad (1в)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -[i\Delta_{32} + \Gamma + (\gamma_{32} + \gamma_{31} + \gamma_{21})/2]\rho_{32} + \mu\Omega Z_{32} - \rho_{21}^*\Omega, \quad (1г)$$

$$\dot{\rho}_{31} = -[i\Delta_{31} + \Gamma + (\gamma_{31} + \gamma_{32})/2]\rho_{31} + \Omega Z_{31} - \mu\Omega\rho_{21}, \quad (1д)$$

$$\dot{\rho}_{21} = -(i\Delta_{21} + \gamma_{21}/2)\rho_{21} + \Omega\rho_{32}^* + \mu\Omega^*\rho_{31}, \quad (1е)$$

$$\Omega = \Omega_0 + (\gamma_R - i\Delta_L)(\rho_{31} + \mu\rho_{32}), \quad (2)$$

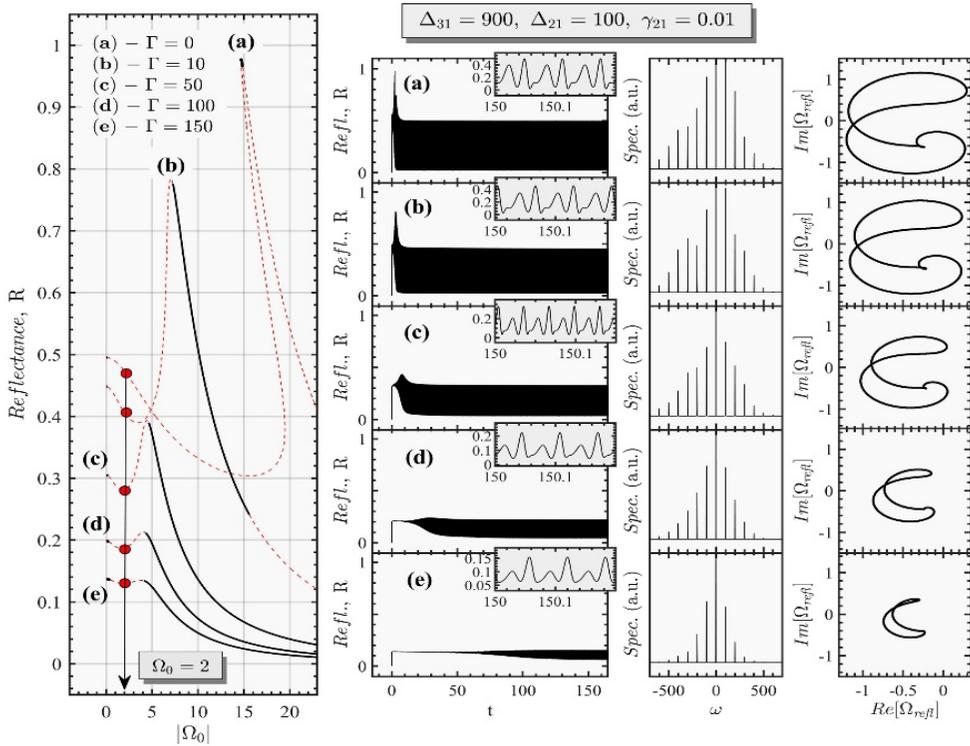
где точка над  $\rho_{\alpha\beta}$  обозначает производную по времени.  $\rho_{33}$ ,  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{11}$  – диагональные элементы матрицы плотности (населенности состояний энергетических уровней КИ),  $\rho_{31}$ ,  $\rho_{32}$ ,  $\rho_{21}$  – недиагональные элементы  $\rho_{\alpha\beta}$  отвечающие за корреляцию излучательных переходов с населённостями уровней энергии в КИ.  $\Omega$  – амплитуда Раби действующего на КИ поля, которая представляет собой сумму амплитуды внешнего поля  $\Omega_0$  и амплитуды полей всех остальных КИ в месте расположения рассматриваемого излучателя. Второе слагаемое в (2) учитывает полное (запаздывающее) диполь-дипольное взаимодействие. Его часть, пропорциональная  $\gamma_R$ , представляет собой поле в дальней зоне, в то время как другая часть (пропорциональная  $\Delta_L$ ) – поле в ближней зоне. Первая описывает динамическую коллективную радиационную релаксацию КИ, вторая – динамический сдвиг частот оптических переходов  $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  и  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ , обе зависят от разности населенностей уровней КИ [13]. Для простой квадратной решетки (с постоянной решетки  $a$ ) константы  $\gamma_R$  и  $\Delta_L$  даются выражениями [11-13]:  $\gamma_R = 4.51\gamma_{31}(\lambda/a)^2$  и  $\Delta_L = 3.39\gamma_{31}(\lambda/a)^3$ , где  $\lambda = \lambda/2\pi$  – редуцированная длина волны.  $\Delta_{31} = \omega_{31} - \omega_0$  и  $\Delta_{32} = \omega_{32} - \omega_0$  – отстройки частоты внешнего поля  $\omega_0$  от частот резонансных переходов  $3 \leftrightarrow 1$  и  $3 \leftrightarrow 2$ , соответственно.  $\mu = (\gamma_{21}/\gamma_{31})^{1/2}$  – действительное число, отвечающее за линейную зависимость векторов дипольных моментов в монослое.  $\Gamma$  – параметр, характеризующий дефазировку энергетических состояний КИ.

В эксперименте обычно измеряются поля отраженные и проходящие, которые задаются следующими выражениями [11-13]:

$$\Omega_{refl} = \gamma_R(\rho_{31} + \mu\rho_{32}), \quad \Omega_{tr} = \Omega_0 + \gamma_R(\rho_{31} + \mu\rho_{32}), \quad (3)$$

тогда коэффициенты отражения и пропускания мощности света  $R$  и  $T$  можно определить следующими соотношениями  $R = |\Omega_{refl} / \Omega_0|^2$ ,  $T = |\Omega_{tr} / \Omega_0|^2$ , соответственно. Важно отметить, что в силу диссипативной природы рассматриваемых явлений в предложенной нами модели  $R + T \neq 1$ . В наших расчетах мы используем набор параметров, характерных для 2D-

сверхрешеток на основе ПКТ [8-10,13]:  $\lambda \sim 100 \div 200$  нм.,  $a \sim 10 \div 20$  нм.,  $\gamma_R \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $\Delta_L \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_{31} = \gamma_{32} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Все приведенные ниже результаты получены для набора параметров  $\gamma_R = 100$  и  $\Delta_L = 1000$ ,  $\Delta_{31} = 1000$ ,  $\Delta_{21} = 100$ ,  $\gamma_{21} = 0.01$ ; все частотные параметры системы даны в единицах  $\gamma_{31}^{-1}$ , а временные – в единицах  $\gamma_{31}$ .



**Рис.1.** Первая панель – зависимость стационарного коэффициента отражения R от амплитуды внешнего поля  $|\Omega_0|$ , рассчитанная для разных значений параметра дефазировки  $\Gamma$ , указанных на рисунке и обозначенных буквами (a)-(e). Устойчивые и неустойчивые части кривых даны сплошными и пунктирными линиями, соответственно. Стрелкой указано поле с амплитудой  $|\Omega_0| = 2$ , которое использовано в следующих расчетах динамики системы, выполненных для начального условия  $\rho_{11} = 1$  (система в основном состоянии). Вторая панель – временная зависимость коэффициента отражения для разных параметров дефазировки системы. Третья панель – Фурье спектр системы, вышедшей в предельный цикл, являющийся аттрактором. Вставки на второй панели показывают масштабированную динамику коэффициента отражения R на аттракторе. Четвёртая панель – фазовая траектория системы в предельном цикле.

На рис.1 мы приводим результаты расчетов коэффициента отражения R, выполненных для различных значений скорости дефазирования  $\Gamma$ , указанных на рисунке. Первая панель показывает зависимость стационарных решений для коэффициента отражения R от амплитуды Раби внешнего поля  $|\Omega_0|$ . Из рисунка видно, что часть этих решений оказывается неустойчивой, что было установлено при помощи анализа показателей Ляпунова для соответствующих решений. Вторая панель показывает нетривиальную динамику показателя отражения  $R(t)$ , который для всех значений  $\Gamma$  выходит на аттрактор, являющийся предельным циклом. В частности, на вставках во вторую панель хорошо виден автоколебательный характер динамики. На панелях три и четыре показаны, соответственно, линейчатый Фурье спектр и замкнутая фазовая диаграмма для поля отражения на аттракторах, подтверждающая, что эти аттракторы являются автоколебательными предельными циклами с частотами в ТГц области спектра. Интересным свойством исследуемой системы являются её неустойчивость при малых амплитудах внешнего поля  $|\Omega_0|$ , что не наблюдается для сверхрешёток излучателей с другими

трёхуровневыми схемами [11,12]. Результаты наших исследований оптического отклика метаповерхностей КИ могут иметь различные практические применения, в частности, для создания перестраиваемых генераторов когерентного ТГц излучения, а также других приборов, востребованных в нанофотонике.

Благодарности. Р. Ф. М. выражает благодарность Башкирскому государственному педагогическому университету им. М.Акмиллы за финансовую поддержку, а А. В. М. – MICIN (гранты MAT2016-75955 и PID2019-106820RB-C21).

### Литература

1. Chen H.-T., Taylor A. J., Yu N. // Rep. Progr. Phys. 2016. V.79. P.076401.
2. Hsiao H.-H., Chu C. H., Tsai D. P. // Small Methods. 2017. V.1. N.4. P.1600064.
3. Chang S., Guo X., Ni X. // Rev. Mater. Res. 2018. V.48. P.279.
4. Solntsev A.S., Agarwal G.S., Kivshar Y. Y. // Nature Photonics. 2021. V. 15. P.327.
5. Back P., Zeytinoglu S., Ijaz A., Kroner M., et al. // Phys. Rev. Lett. 2018 V.120, 037401.
6. Scuri G., Zhou Y., High A. A., et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V.120. P.037402.
7. Bekenstein R., Pikovski I., Pichler H., et al. // Nat. Physics. 2020. V.16. P.676.
8. Evers W. H., Goris B., Bals S., et al. // Nano Lett. 2013. V.13. P.2317.
9. Baimuratov A. S., Turkov V. K., Baranov A. V., Fedorov A. V. // Sci. Rep. 2013. V.3. P.1727.
10. Baimuratov A. S., Shlykov A. I., Zhu W., et al. // Opt. Lett. 2017. V.42. P.2423.
11. Ryzhov I. V., Malikov R. F., Malyshev A. V., et al. // Phys. Rev. A. 2019. V.100. P.003800.
12. Байрамдурдыев Д.Я., Маликов Р.Ф., Рыжов И.В., и др. // ЖЭТФ. 2020, Т.158, В.2(8). С.269.
13. Ryzhov I. V., Malikov R. F., Malyshev A. V., Malyshev V.A. // arXiv:2009.08284v1 [cond-mat.mes-hall], 17 Sep 2020.
14. Brunner D., Gerardot B. D., Dalgarno P. A., et al. // Science. V.325. P.70.
15. Baba K., Kasai H., Nishida K., Nakanishi H. Functional organic nanocrystals, in *Nanocrystals*, ed. Y. Masuda (IntechOpen, 2011) Ch 15, p.397.

## OPTICAL RESPONSE OF A 2D SUPERLATTICE OF THREE-LEVEL $\Lambda$ -EMITORS; EFFECTS OF STATE DEPHASING

I.V. Ryzhov<sup>1,\*</sup>, A.O. Strogonova<sup>1</sup>, R.F. Malikov<sup>2</sup>, A.V. Malyshev<sup>3,4</sup>, V.A. Malyshev<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup>A.I. Hertsen State Pedagogical University of Russia, 191186 St.-Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Bashkir State Pedagogical University n.a. M.Akmulla, 450000 Ufa, Russia

<sup>3</sup>GISC, Departamento de Física de Materiales, Universidad Complutense, E-28040 Madrid, Spain

<sup>4</sup>Ioffe Physical-Technical Institute, 26 Politechnicheskaya str., 194021 St.-Petersburg, Russia

<sup>5</sup>Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen, Nijenborgh 4, 9747 AG Groningen, The Netherlands

\*e-mail: igoryzhov@yandex.ru

We study theoretically the optical response of a two-dimensional superlattice of quantum emitters with a doublet in the ground state, subjected to the CW excitation, taking into account the dephasing of the states of the system. The secondary dipole field acting on  $\Lambda$ -emitters introduces nonlinearity and feedback into the system, which results in particular in exotic nonlinear features of the monolayer reflection, such as bistability, periodic and aperiodic self-oscillations, and chaotic behavior. We show also that in the vicinity of the collective (excitonic) resonance of the system, the monolayer reflects the incident field almost completely, operating therefore as a nonlinear nanometer-thick mirror. The predicted properties and effects make the proposed system a promising candidate for a building block for various nanophotonic applications.

**Key words:** 2D superlattice, metasurface, meta atoms, three-level quantum emitters, quantum dots, optical bistability, nonlinear optical dynamics, self-oscillation, chaos, dephasing.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ ФУНКЦИОНАЛИЗАЦИИ АМОРФНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПОКРЫТИЙ МЕТОДАМИ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ И ТЕРМО-АССИСТИРУЕМОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

С.В. Сапарина\*, С.С. Харинцев

*Казанский Федеральный Университет  
420008, г. Казань, ул. Кремлевская, д.16  
\*e-mail: sveta.saparina@yandex.ru*

Тонкие пленки (10 - 100 нм) из аморфного углерода широко используются в волоконных сенсорах для предотвращения усталости и потемнения оптического волокна при повышенных температурах и давлениях. Это достигается за счет уменьшения диффузии молекул воды и водорода в сердцевину волокна. Защитные свойства аморфных углеродных покрытий, приготовленных методом химического осаждения из газовой фазы, напрямую зависят от условий синтеза, таких как, температура осаждения, скорость вытяжки волокна и тип газа-реагента. В этой работе мы экспериментально изучаем и влияние газа-реагента на структурные и морфологические особенности углеродных покрытий путем измерений электрической проводимости, атомно-силовой микроскопии и термо-ассистируемой спектроскопии комбинационного рассеяния света. **Ключевые слова:** аморфный углерод, химическое легирование, термо-ассистируемая спектроскопия комбинационного рассеяния света, гистерезис проводимости постоянного тока, деконволюция, краевые дефекты

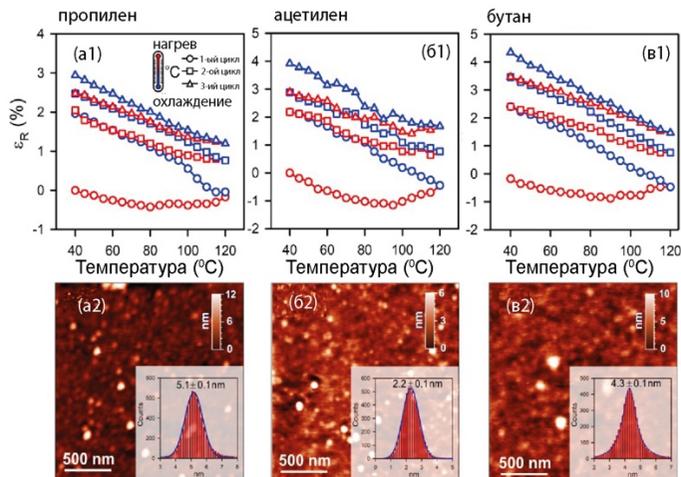
Аморфный углерод (толщиной 10 - 100 нм) широко используется в качестве защитного покрытия для оптических волокон от внешних агрессивных воздействий [1]. В частности, покрытия из аморфного углерода позволяют существенно замедлить диффузию водорода и воды на поверхность волокна. Нанесение углеродного покрытия на поверхность оптоволокна осуществляется методом химического осаждения из газовой фазы. Структурные особенности поверхности аморфного углеродного покрытия определяются условиями синтеза, такими как, температура, геометрия реактора, скорость вытяжки волокна и тип используемого газа-реагента. В этой работе мы исследуем влияние газа-реагента на наноструктуру и химический состав аморфного углеродного покрытия путем измерений электропроводности постоянного тока, атомно-силовой микроскопии (АСМ) и термо-ассистируемой спектроскопии комбинационного рассеяния (КР).

Исследуемые образцы представляют собой оптические волокна с диаметром кварцевой оболочки 125 мкм с нанесенным поверх углеродным покрытием. Углеродные покрытия были получены с использованием трех различных газов-реагентов – пропилена, ацетилена и бутана, что могло повлиять на шероховатость и степень организации случайно неупорядоченных квазиграфитовых кристаллитов. Толщина углеродного слоя контролировалась скоростью вытягивания волокна и составляла 62 нм, 57 нм и 67 нм для покрытий на основе пропилена, ацетилена и бутана, соответственно.

На рис.1 (а1), (б1), (в1) показано относительное изменение электрического сопротивления (определяемого как  $\varepsilon_r = [R(T) - R_0] \cdot 100\% / R_0$ , где  $R_0$  – сопротивление углеродного покрытия, измеренное при комнатной температуре) углеродных покрытий, приготовленных с использованием пропилена, ацетилена, бутана, соответственно, при многократных циклах нагрева/охлаждения в диапазоне температур 40-120 °С. Видно, что электрическое сопротивление линейно падает до 80 °С, демонстрируя полупроводниковый характер, далее эта зависимость начинает искривляться в сторону увеличения сопротивления; относительное изменение электрического сопротивления трех образцов демонстрируют гистерезис при многократных циклах нагрева/охлаждения в окружающей среде. Следует отметить, что гистерезис становится незначительным, когда образец подвергается термическому отжигу в

вакууме [2]. Такое поведение является прямым доказательством взаимодействия углеродной пленки с молекулами окружающего воздуха. Как было показано [3] вода играет важную роль в гистерезисе, поскольку окисление вступает в игру при температурах выше 400 °С [4].

Мы предполагаем, что диссоциативное поглощение воды из окружающей среды аморфной пленкой может быть многообещающим механизмом для необратимого открытия запрещенной зоны, и как следствие, роста сопротивления. Многочисленные работы по исследованию химического легирования идеального графенового листа показали, что вероятность этого процесса мала из-за высоких энергетических барьеров (превышающих несколько эВ). Однако, аморфный углерод по сравнению с чистым графеном содержит в своем составе огромное количество структурных дефектов и примесей (порядка  $10^{17}$ - $10^{20}$  см<sup>-3</sup> [5]), которые способствуют снижению энергетического барьера до 0.02 эВ [6]. В частности, в условиях окружающей среды молекулы воды, расположенные близко к краевым дефектам графеновой плоскости способны к химической диссоциации на  $H^+$  и  $OH^-$  с дальнейшим формированием функциональных групп,  $COOH/C-O$ ,  $C-O-C/C=O$  и  $C-H$ . Причем, эти функциональные группы способны взаимодействовать с водой через водородные связи. Видно, что при охлаждении сопротивление возвращается квазилинейным образом, но с большим наклоном, что свидетельствует об открытии запрещенной зоны. Такое поведение подтверждает вышеизложенную гипотезу обогащения углеродной пленки водой и функциональными группами при мягком нагреве в условиях окружающей среды. Важно отметить, что наклон не меняется при следующих проходах, и, следовательно, дефектные участки насыщаются функциональными группами. Как видно из рис. 1 (a1) - (b1) после первого прохода, гистерезис достигает примерно 2% для всех волокон с углеродным покрытием. Повторные проходы (2-й и 3-й циклы) дают меньший гистерезис (<1%). Суммарный гистерезис после трех циклов нагрева/охлаждения для аморфных углеродных пленок, приготовленных на основе пропилена, ацетилена и бутана составляет 3% (a1), 4% (b1) и 4.5% (b1), соответственно.



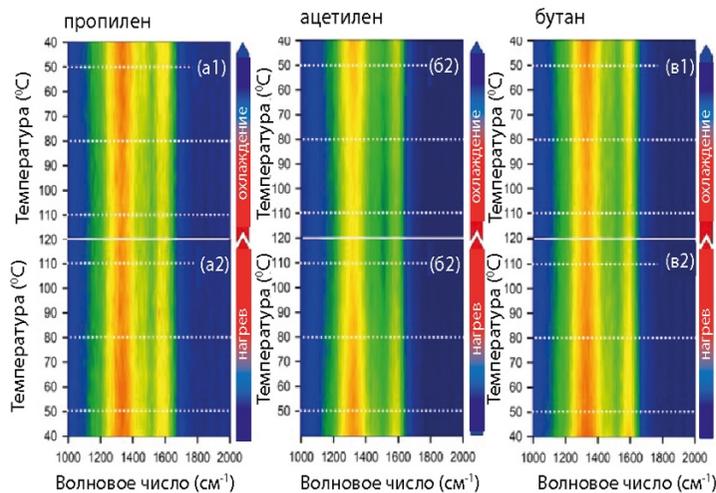
**Рис. 1.** Относительное изменение электрического сопротивления при многократных циклах нагрева/охлаждения (1) и АСМ-изображения поверхности (2) аморфных углеродных пленок, полученных с использованием пропилена (а), ацетилена (б) и бутана (в) в качестве газа-реагента.

На рис. 1 (a2), (b2), (b2) показаны АСМ-изображения поверхности аморфных покрытий, полученных с использованием пропилена, ацетилена и бутана, соответственно. На вставках изображена гистограмма высот, по которой можно примерно оценить размер кристаллитов аморфных покрытий и шероховатость поверхности. Как следует из рис. рис. 1 (a2), (b2), (b2), размеры кристаллитов для аморфных покрытий на основе пропилена, ацетилена и бутана равны 5.1 нм, 2.2 нм и 4.3 нм, соответственно. Объемная плотность кристаллических фрагментов должна быть пропорциональна количеству краевых/внутренних дефектов и

границам зерен, что приводит к более высокой сорбционной способности аморфного углеродного покрытия. В некотором смысле покрытия на основе пропилена являются более герметичными для защиты оптических волокон от агрессивных сред. Поверхность углеродного покрытия на основе ацетилена менее шероховата и содержит больше дефектных кристаллитов по сравнению с поверхностью покрытия на основе бутана. Другими словами, покрытие на основе ацетилена гораздо лучше подходит для химической сорбции воды и других химических веществ. Важно отметить, что измерения электрического сопротивления постоянному току (рис. 1(a1) - (в1)) хорошо согласуются с АСМ-топографией аморфных покрытий (рис. 1(a2) - (в2)). Большие средние размеры кристаллитов соответствуют меньшему гистерезису электрического сопротивления постоянному току. В результате аморфное покрытие на основе пропилена выглядит несколько более устойчивым к воздействию водорода и воды по сравнению с остальными.

Спектроскопия комбинационного рассеяния является высокочувствительным инструментом для характеристики дефектов и легирующих примесей в углеродистых материалах. В настоящем исследовании, путем множественной подгонки пиков мы разложили широкий КР-спектр на девять элементарных пиков:  $G$  ( $1550 \text{ см}^{-1}$ ),  $D$  ( $1360 \text{ см}^{-1}$ ),  $D'$  ( $1620 \text{ см}^{-1}$ ),  $D''$  ( $1130 \text{ см}^{-1}$ ),  $D^*$  ( $1470 \text{ см}^{-1}$ ),  $D^-$  ( $1260 \text{ см}^{-1}$ ),  $D^+$  ( $1400 \text{ см}^{-1}$ ),  $D^\ominus$  ( $1600 \text{ см}^{-1}$ ),  $D^{**}$  ( $1720 \text{ см}^{-1}$ ). В частности, появление скрытых  $D^-$  и  $D^+$  пиков комбинационного рассеяния связано с образованием  $\text{COOH/C-OH}$  функциональных групп,  $D^{**}$  ( $1720 \text{ см}^{-1}$ ) пика –  $\text{C=O}$  групп в составе аморфной пленки, которые очень чувствительны к прикреплению к воде. Следует отметить, интерпретация КР-спектров аморфных материалов является нетривиальной задачей из-за сильного перекрытия КР-полос в спектральном диапазоне от  $1000$  до  $2000 \text{ см}^{-1}$ .

На рис.2 представлены одномерные температурные КР-карты аморфных покрытий на основе пропилена (а), ацетилена (б), бутана (в) при охлаждении (1) и нагреве (2) от  $40$  до  $120^\circ\text{C}$ .



**Рис.2.** КР-карты в диапазоне температур от  $40$  до  $120^\circ\text{C}$  при охлаждении (1) и нагреве (2) для аморфных покрытий, на основе пропилена (а), ацетилена (б) и бутана (в).

Видно, что интенсивность стоксового комбинационного рассеяния света уменьшается при повышении температуры. Аморфное покрытие на основе пропилена не выявляет каких-либо изменений в расположении специфических комбинационных полос, что подтверждает более низкую плотность дефектов, приводящую к а меньшему гистерезису электрического сопротивления постоянному току (см. рис. 1 (a1)). И наоборот, мы наблюдаем небольшой гистерезис в стоксовых интенсивностях  $D$ -полос, как для аморфных покрытий на основе ацетилена, так и для бутана. Действительно, богатые дефектами аморфные покрытия легче реагируют со свободной водой через водородные связи при охлаждении. Это приводит к деактивации  $D^-$  ( $1260 \text{ см}^{-1}$ ),  $D^+$  ( $1400 \text{ см}^{-1}$ ) и  $D^*$  ( $1470 \text{ см}^{-1}$ )-пиков. С другой стороны, мягкий

термический отжиг (<150°C) делает легирующие вещества свободными от воды и способствует усилению связанных комбинационных полос.

В этой работе впервые было обнаружено, что гистерезис электрического сопротивления зависит от условий осаждения аморфных углеродных покрытий, в частности, от используемого газа-реагента. Установлено, что гистерезис сопровождается необратимым химическим легированием краевых/внутренних дефектов и границ квазикристаллов аморфной пленки водой при мягком отжиге. Дефекты играют важную роль, поскольку они значительно снижают энергетический барьер для химической функционализации дефектов такими функциональными группами, как С-Н, СООН / С-ОН и С-О-С/С = О, что приводит к открытию запрещенной зоны и изменению уровня Ферми. Убедительные доказательства были получены с помощью атомно-силовой микроскопии: чем больше краевых дефектов в аморфных углеродных покрытиях, тем сильнее наблюдается диссоциативное поглощение воды. Эти результаты хорошо согласуются с одномерными температурными КР-картами.

Результаты настоящего исследования способствуют более глубокому пониманию электронных и оптических свойств аморфных углеродных покрытий.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в научном проекте № 20-32-90086. Работа Х.С.С. (математическая обработка экспериментальных данных) выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (№ 19-12-00066).

### Литература

1. Stolov A.A., Lombardo J.J., Slyman B.E. et al. // *Thin Solid Films*. 2012. V. 520. P. 4242.
2. Kharintsev S.S., Saparina S.V., Fishman A.I. et al. // *J. Phys. Chem. C*. 2020. V. 124. P. 15886.
3. Kharintsev S.S., Saparina S.V., Fishman A.I. et al. // *J. Phys. Chem. C*. 2020. V. 124. P. 14752.
4. Hahn J.R. // *Carbon* 2005. V. 43. P. 1506.
5. Robertson J. // *Adv. Phys.* 1986. V. 35. P. 317.
6. Sun P., Wang Y., Liu H. et al. // *PLoS One* 2014. V. 9. P. e111908.

## STUDY OF THE CHEMICAL FUNCTIONALIZATION OF AMORPHOUS CARBON COATINGS BY ATOMIC FORCE MICROSCOPY AND THERMO-ASSISTED RAMAN SPECTROSCOPY

S.V. Saparina\*, S.S. Kharintsev

*Kazan Federal University  
Kremlevskaya St., 16, Kazan, 420008, Russia  
\*e-mail: sveta.saparina@yandex.ru*

Amorphous carbon thin films are widely used in fiber sensors to prevent fatigue and darkening of optical fibers at elevated temperatures and pressures. This is achieved by reducing the diffusion of water and hydrogen molecules into the fiber core. The protective properties of amorphous carbon coatings prepared by chemical vapor deposition are directly dependent on the synthesis conditions, such as the deposition temperature, fiber drawing rate, and the type of reagent gas. In this work, we experimentally study the effect of the reagent gas on the structural and morphological features of carbon coatings by measuring electrical conductivity, atomic force microscopy, and thermo-assisted Raman spectroscopy.

**Key words:** amorphous carbon, chemical doping, temperature-assisted Raman spectroscopy, deconvolution, dc conductivity hysteresis, deconvolution, edge defects

## ВЛИЯНИЕ ТИПА ПАССИВИРУЮЩЕГО ЛИГАНДА НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОДЕТЕКТОРОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ КОЛЛОИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ HgSe

Д. Соколова<sup>1,2,\*</sup>, А.В. Кацаба<sup>1,2</sup>, С.А. Амброзович<sup>1,2</sup>, В.Ф. Разумов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт

141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9.

<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук

119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53

<sup>3</sup>Институт проблем химической физики РАН

142432, Московская обл., г. Черноголовка, проспект академика Семенова, д. 1

\*e-mail: sokolova.d@phystech.edu

Исследованы фотоэлектрические характеристики фотодетекторов инфракрасного диапазона на основе коллоидных нанокристаллов HgSe с различным типом пассивирующих лигандов. В качестве лигандов были использованы молекулы серы, 1,2-этандитиола, роданида аммония и 1,2-бензендитиола. Определены значения обнаружительной способности и чувствительности фотодетекторов при различных напряжениях смещения. Показано, что замена лигандов на роданид аммония является оптимальной и обеспечивает максимальные значения чувствительности и обнаружительной способности фотодетекторов из рассматриваемого ряда лигандов.

**Ключевые слова:** фотодетекторы инфракрасного диапазона, коллоидные нанокристаллы, HgSe.

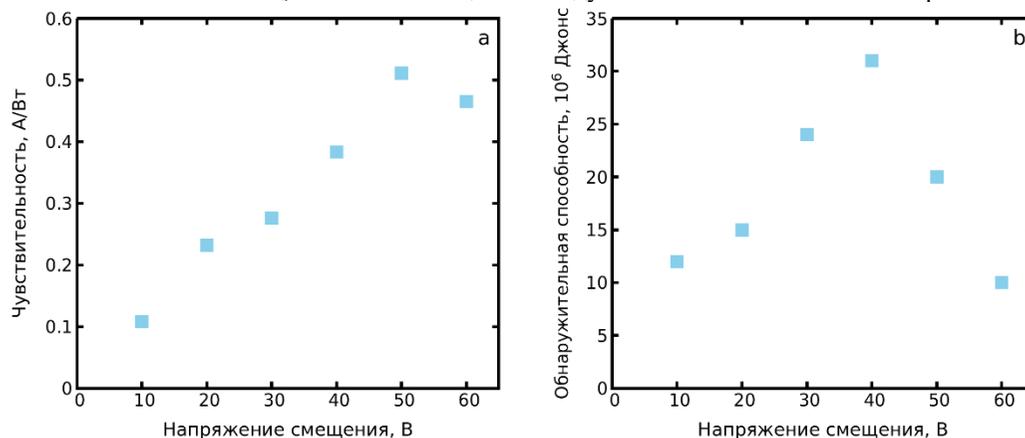
В настоящее время фотодетекторы (ФД) инфракрасного (ИК) диапазона имеют широкий спектр применений [1-4]. Большинство из ИК фотодетекторов требует охлаждения, а технология их производства является дорогостоящей. Применение коллоидных нанокристаллов халькогенидов ртути и свинца для создания ФД ИК диапазона дает возможность удешевить производство и повысить рабочую температуру детекторов.

Перспективным материалом для создания ИК ФД является HgSe. Это полупроводник с нулевой запрещенной зоной, в котором эффективная фотоиндуцированная генерация носителей заряда по действием ИК излучения возникает благодаря внутрizonному переходу между электронными уровнями 1Se и 1Pe [5]. Однако кроме самого полупроводника, на основе которого изготовлены нанокристаллы, ключевую роль в работе ИК ФД играет пассиватор поверхности наночастиц, препятствующий их агрегации и обеспечивающий коллоидную растворимость и технологичность синтеза. Для эффективной работы ФД пассиватор с одной стороны должен препятствовать протеканию тока в отсутствие детектируемого сигнала для уменьшения шумов; с другой стороны, он должен обеспечивать эффективный транспорт фотоиндуцированного заряда в детекторе. При этом выбор пассивирующих лигандов, обеспечивающих максимальную эффективность детектирования ИК излучения, определяется индивидуально для каждого полупроводника. В настоящей работе проведено исследование влияния типа пассиватора на фотоэлектрические характеристики прототипов ФД, изготовленных на основе коллоидных нанокристаллов HgSe с следующими лигандами - 1,2-этандитиолом (EDT), роданидом аммония (SCN), 1,2-бензендитиолом (BeSH) и серой (S<sup>2-</sup>).

Образцы ФД представляли собой стеклянные подложки с золотыми электродами, на которые были нанесены пленки из нанокристаллов HgSe. Электроды имели гребенчатую структуру, шаг гребенки составлял 20 мкм, расстояние между электродами – 10 мкм. Нанесение пленок нанокристаллов осуществлялось послойно методом dip-coating; средний размер нанокристаллов составлял 7.5 нм.

Получены и проанализированы результаты эксперимента по измерению вольт-амперных характеристик и определены значения проводимости образцов. С применением техники

синхронного детектирования получены зависимости обнаружительной способности и чувствительности от напряжения смещения, приложенного к образцу. Поскольку протекание больших токов через образец могло вывести его из строя, максимальное напряжение смещения выбиралось таким, чтобы протекающий ток не превышал 100 мкА. Частота модуляции возбуждающего излучения была подобрана таким образом, чтобы шумы системы на этой частоте были минимальными. Это достигалось на частотах, отвечающих четным гармоникам сетевой частоты 50 Гц, либо лежащих между четной и нечетной гармониками.

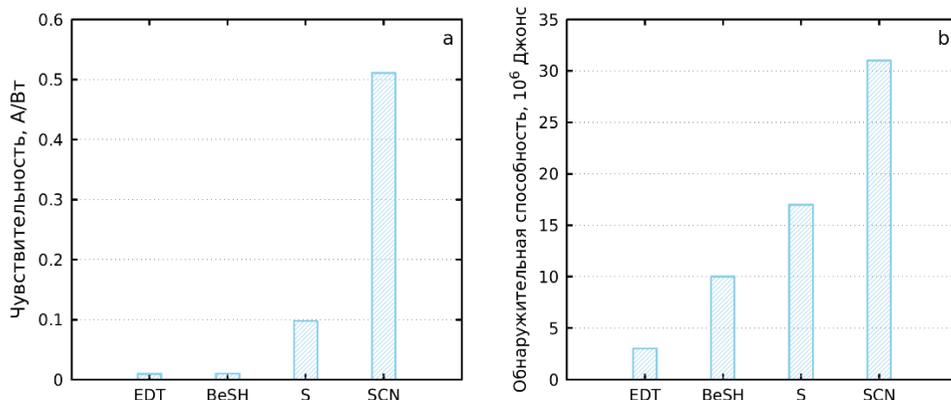


**Рис.1** Зависимость чувствительности (а) и обнаружительной способности (б) фотодетекторов на основе нанокристаллов HgSe с лигандами SCN от напряжения смещения.

Зависимость обнаружительной способности от напряжения смещения имела характерный максимум; при этом чувствительность ФД монотонно возрастала с увеличением напряжения смещения образца (рис.1,а,б). Такое поведение основных характеристик ФД скорее всего определяется возрастанием уровня шума при увеличении напряжения смещения. Из полученных зависимостей были установлены рабочие напряжения образцов, при которых достигались максимальные значения их обнаружительной способности.

Установлено, что оптимальным типом лигандов для нанокристаллов HgSe в фоторезистивных структурах, обеспечивающим максимальные значения чувствительности и обнаружительной способности, является SCN (см. рис.2,а,б). Значения обнаружительной способности и чувствительности при комнатной температуре составили  $3.1 \times 10^7$  Джонс и 0.5 А/Вт, соответственно. Определенное значение обнаружительной способности сопоставимо с величинами, представленными в литературе, а значение чувствительности превосходит полученные ранее результаты для фотодетекторов на основе нанокристаллов HgSe [6,7]. Следует отметить, что ранее в работе [8] было показано, что для фотодетекторов на основе нанокристаллов HgTe оптимальной заменой является замена лигандов на EDT и BeSH.

Синтез нанокристаллов и изготовление образцов фотодетекторов было проведено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант №18-29-20062 мк. Измерения фотоэлектрических характеристик образцов было проведено при поддержке Российского научного фонда, грант №17-72-20088-П.



**Рис.2** Зависимость чувствительности (а) и обнаружительной способности (б) фотодетекторов на основе нанокристаллов HgSe от типа пассивирующего лиганда.

### Литература

1. Ettenberg M. A. // *Adv. Imaging*. 2002. V.20. P.29–32.
2. Maksym V. Kovalenko, Erich Kaufmann, Dietmar Pachinger et al. // *Journal of the American Chemical Society*. 2006. V.128. №11. P. 3516–3517.
3. Andrea De Iacovo, Carlo Venettacci, Lorenzo Colace et al. // *IEEE Sensors Journal*. 2017. V.17. №14. P. 4454–4459.
4. Госсорг Ж. Инфракрасная термография. Основы, техника, применение. М.: Мир, 1988. 416 с.
5. Lhuillier, E., and Guyot-Sionnest, P. // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2017. V.23. №5. P. 1-8.
6. Deng Z., Jeong K. S., Guyot-Sionnest P. // *ACS Nano*. 2014. V.8. №11. P. 11707–11714.
7. Tang X., Fu Wu G., Lai K. W. C. // *Journal of Materials Chemistry C*. 2017. V.5. №2. P. 362–369.
8. Bertille Martinez, Clement Livache, Nicolas Goubet et al. // *The Journal of Physical Chemistry*. 2017. V.122. №1. P. 859–865.

## EFFECT OF PASSIVATING LIGANDS ON PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF INFRARED PHOTODETECTORS BASED ON HGSE COLLOIDAL NANOCRYSTALS

D. Sokolova<sup>1,2,\*</sup>, A. V. Katsaba<sup>1,2</sup>, S. A. Ambrozevich<sup>1,2</sup>, V.F. Razumov<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Moscow Institute of Physics and Technology

141701, Moscow Region, Dolgoprudny, Institutsky Pereulok, 9.

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

119991, Moscow, Leninsky Prospekt, 53.

<sup>3</sup>Institute of Problems of Chemical Physics of RAS

142432, Moscow region, Chernogolovka, Ac. Semenov avenue 1

\*sokolova.d@phystech.edu

We study photoelectrical characteristics of infrared photodetectors based on HgSe colloidal nanocrystals capped with different types of passivating ligands. The ligands were sulfur, 1,2-ethanedithiol, ammonium rhodanate and 1,2-benzenedithiol. Detectivity and responsivity of photodetectors at different bias voltages are revealed. We demonstrate that capping the HgSe nanocrystals with ammonium rhodanate provides optimal responsivity and detectivity of the corresponding detectors as compared to the detectors with the other ligands.

**Keywords:** infrared photodetectors, colloidal quantum dots, HgSe.

## ОБНАРУЖЕНИЕ КОГЕРЕНТНОЙ ДИНАМИКИ ТЕМНЫХ ЭКСИТОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ InGaAs/GaAs С ПОМОЩЬЮ СПИН-ЗАВИСИМОГО ФОТОННОГО ЭХА

**И.А. Соловьев\*, Ю.В. Капитонов, И.А. Югова, С.А. Елисеев, Ю.П. Ефимов,  
В.А. Ловцюс, С.В. Полтавцев**

*Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9*

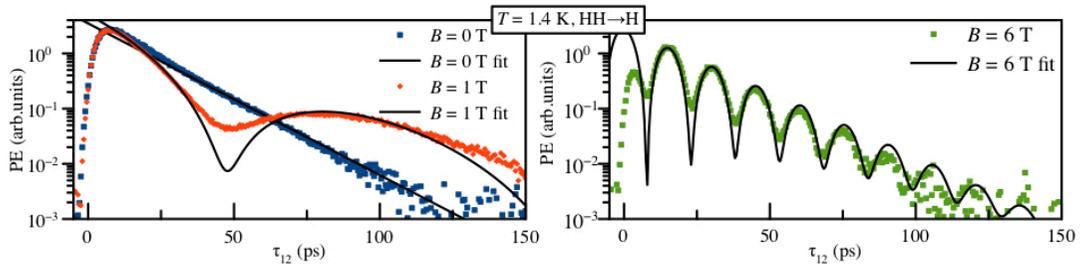
\*e-mail: i.a.soloviev@spbu.ru

Экспериментально было обнаружено спин-зависимое фотонное эхо от ансамбля экситонов в тонкой квантовой яме InGaAs/GaAs, помещенной во внешнее поперечное магнитное поле. Ларморовская прецессия спинов приводит к осцилляциям когерентности между оптически светлыми и темными экситонными состояниями, что позволяет извлечь время фазовой релаксации темных экситонов. Показано, что отличие частоты прецессии в разных поляризационных геометриях связано с наличием ненулевого поперечного  $g$ -фактора тяжелой дырки.

**Ключевые слова:** Фотонное эхо, экситон, фазовая релаксация, спин, Ларморовская прецессия,  $g$ -фактор, GaAs, A3-B5.

Комплексная методика спин-зависимого двухимпульсного первичного (спонтанного) и трехимпульсного стимулированного фотонного эха открывает новые возможности когерентного контроля экситонов в полупроводниковых наноструктурах [1,2]. В настоящей работе продемонстрирован способ перевода когерентности из оптически активного (светлого) экситонного состояния в оптически неактивное (темное). Для этого была применена методика вырожденного четырехволнового смешения с пикосекундным временным разрешением. Образец с квантовой ямой (КЯ) In<sub>0.03</sub>Ga<sub>0.97</sub>As/GaAs толщиной 3 нм был помещен в камеру гелиевого криостата и охлажден до  $T=1.4$  К. При оптическом возбуждении ансамбля нейтральных экситонов в КЯ парой пикосекундных лазерных импульсов, задержанных во времени друг относительно друга на величину  $\tau_{12}$ , возникает когерентный отклик в направлении четырехволнового смешения в виде спонтанного фотонного эха. Затем сигнал смешивается с опорным импульсом и интерференционный сигнал кросс-корреляции детектируется балансным фотоприемником. Внешнее магнитное поле величиной до 6 Тл направлено вдоль плоскости образца (геометрия Фохта), а свет распространяется по нормали к плоскости образца. Для многократного увеличения чувствительности детектирования применены оптическое гетеродинамирование и механическая модуляция.

В нулевом магнитном поле сигнал представляет собой классическое фотонное эхо. Амплитуда эха РЕ затухает экспоненциально со временем фазовой релаксации светлых экситонов  $T_2^b=28$  пс при сканировании задержки между возбуждающими импульсами  $\tau_{12}$ , как показано на Рис. 1 (слева). Приложение поперечного магнитного поля приводит к возникновению осцилляций в зависимости РЕ от задержки  $\tau_{12}$ . Анализ показывает, что природа данных осцилляций состоит в Ларморовской прецессии спинов электрона и дырки, формирующих экситон [3]. При этом происходит замешивание оптически светлых экситонов с проекцией спина на нормаль к поверхности  $S_z=\pm 1$ , с темными экситонами с  $S_z=\pm 2$ . В результате такого смешивания, обнаруживается эффективное увеличение времени когерентности системы, так как время фазовой релаксации темных экситонов  $T_2^d$  больше, чем для светлых. Разработанная 5-уровневая модель, состоящая из основного вакуумного состояния кристалла, двух оптически светлых и двух темных экситонных состояний, качественно и количественно описывает все полученные экспериментальные данные для набора поляризационных геометрий оптического возбуждения и детектирования. С помощью данной модели была получена оценка времени  $T_2^d=130$  пс.



**Рис. 1.** Затухание амплитуды фотонного эха РЕ от экситонов во внешнем магнитном поле  $B=0,1$  Т (слева) и 6 Т (справа); экспериментальные данные – точки, моделирование – сплошные кривые.

Из результатов моделирования были получены зависимости частот ларморовской прецессии электрона и тяжелой дырки в экситоне. Экспериментальные данные показывают линейный рост электронной частоты с соответствующим  $g$ -фактором  $|g_e|=0.44$ , в то время как дырочная прецессия демонстрирует нелинейную зависимость от приложенного поперечного поля. Измерения в больших полях позволяют оценить величину неоднородного разброса  $g$ -факторов.

Дополнительно были проведены измерения сигнала Керровского вращения при тех же экспериментальных условиях для сравнения получаемых величин разными методами.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-52-12046 ннио\_а в рамках программы TRR 160 (проект А3). И.А.С. и Ю.В.К. благодарят РФФИ за финансовую поддержку (грант № 20-32-70163). И.А.Ю. и С.В.П. благодарят СПбГУ за финансовую поддержку (грант № 73031758). Работа была выполнена на оборудовании ресурсного центра «Нанопотоника» СПбГУ.

### Литература

1. Langer, L., Poltavtsev, S. V., Yugova, I. a et al. // Phys. Rev. Lett. 2012 V. 109 №15, P. 157403.
2. Solovev, I. A., Yanibekov, I. I., Efimov, Y. P., et al. // Phys. Rev. B 2021 V. 103 № 23, P. 235312.
3. Babenko, I. A., Yugova, I. A., Poltavtsev, S. V. et al. // J. Phys Conf. Ser. 2018 V. 951 №1, Art. no. 012029

## DEMONSTRATION OF DARK EXCITON COHERENT DYNAMICS IN INGAAS/GAAS QUANTUM WELL BY MEANS OF SPIN-DEPENDENT PHOTON ECHO

I.A. Solovev\*, Yu.V. Kapitonov, I.A. Yugova, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovcjus, S.V. Poltavtsev

Saint Petersburg State University  
199034, St. Petersburg, Universitetskaya nab., 7-9

\* e-mail: i.a.soloviev@spbu.ru

A spin-dependent photon echo from an ensemble of excitons in a thin InGaAs/GaAs quantum well subject to transverse magnetic field was found experimentally. Larmor spin precession leads to oscillations of coherence between optically bright and dark exciton states, which makes it possible to extract the phase relaxation time of dark excitons. It is shown that the difference in the precession frequency at various polarization geometries is associated with the presence of a nonzero transverse  $g$ -factor of a heavy hole.

**Key words:** Photon echo, exciton, dephasing, spin, Larmor precession,  $g$ -factor, GaAs, A3-B5

# ВЛИЯНИЕ ВОДНО-МИЦЕЛЛЯРНЫХ СРЕД НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГИДРОФОБНЫХ ПОРФИРИНОВ

А. Старухин<sup>1,\*</sup>, Ю. Король<sup>1</sup>, Т. Павич<sup>1</sup>, А. Романенко<sup>1</sup>, Л. Гайна<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, проспект Независимости, 68-2, Беларусь

<sup>2</sup>Университет Бабес Болия, факультет химии и химической инженерии, Улица Козалничеану, 1, Клуж-Напока, Румыния

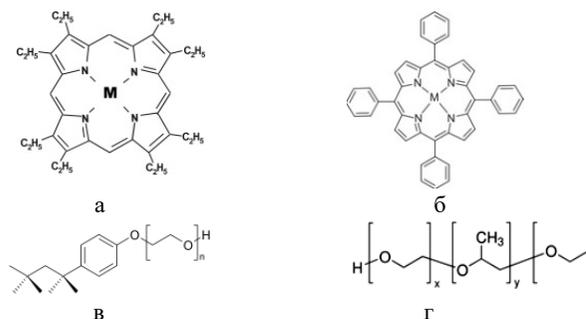
\*e-mail: starukhin@mail.ru

Разработана методика растворения в воде для ряда соединений гидрофобных порфиринов с фенильными и алкильными заместителями, а также их металлокомплексов с ионами Mg(II), Zn(II), Pd(II) и Pt(II) при использовании полимерных мицелл. Для указанных соединений измерены спектры поглощения, спектры люминесценции, спектры возбуждения люминесценции и определены времена жизни и квантовые выходы люминесценции как в органических растворителях так и в водно-мицеллярных средах. Показано, что влияние водного окружения отличается для различных соединений и зависит от используемого поверхностно-активного вещества. Величины изменений квантовых выходов люминесценции зависят от исследуемого соединения и природы водно-мицеллярных сред.

**Ключевые слова:** порфирины с алкильными и фенильными группами, водно-мицеллярные среды, спектры люминесценции, квантовые выходы люминесценции, времена жизни люминесценции.

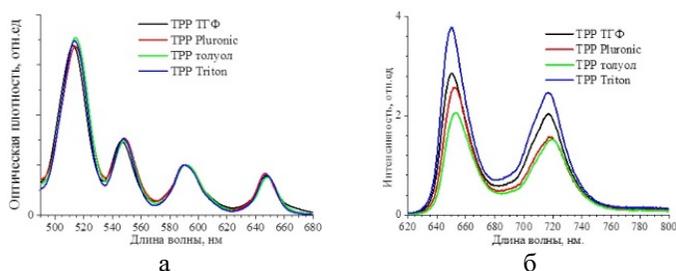
Известно, что порфирины и фталоцианины являются гидрофобными соединениями и не растворяются в воде. Для использования таких соединений в биологии, медицине и биофизике необходима их растворимость в воде и в физиологических растворах.

Целью данной работы являлось создание методик введения гидрофобных соединений в водные среды при использовании полимерных мицелл. Было изучено поведение порфиринов с фенильными и алкильными заместителями, а также их металлокомплексов с ионами Mg(II), Zn(II), Pd(II) и Pt(II) при использовании полимерных мицелл. На рисунке 1 представлены исследованные соединения и примененные полимерные мицеллы.



**Рис. 1.** Структурные формулы 2,3,7,8,12,13,17,18-октаэтилпорфирина (M-OEP) – а) 5,10,15,20-тетрафенилпорфирин (M-TPP) – б) Тритон X-100 – в) плуроник F-127 – г) где M - H<sub>2</sub><sup>+</sup>, Mg<sup>2+</sup>, Zn<sup>2+</sup>, Pd<sup>2+</sup> и Pt<sup>2+</sup>

Для перечисленных соединений измерены спектры поглощения, люминесценции, спектры возбуждения люминесценции и определены времена жизни и квантовые выходы люминесценции в органических растворителях (толуол, тетрагидрофуран (ТНФ)) и в водно-мицеллярных средах.



**Рис. 2.** Спектры поглощения (а) и флуоресценции (б)  $H_2$ -TPP в органических растворителях и водно-мицеллярных средах

Спектры, представленные на рис. 2, иллюстрируют отсутствие образования агрегатов исследуемых соединений при использовании методик растворения гидрофобных соединений в воде. Полученные данные показали, что влияние водного окружения отличается для различных соединений и зависит от используемого поверхностно-активного вещества. При растворении в водно-мицеллярных средах исследованных соединений практически не изменяются спектры, а также не наблюдается существенного падения квантового выхода люминесценции, тогда как при использовании смеси органических растворителей с водой наблюдалось падение квантового выхода практически в 100 раз [1].

Работа была поддержана средствами гранта БРФФИ № Ф20РА-013.

### Литература

1. A. Starukhin et al. // Eur. Phys. J. Web of Conferences. 2019. V. 220. P. 03003.

## EFFECT OF WATER-MICELLAR SOLVENTS ON SPECTRAL AND PHOTOPHYSICAL PARAMETERS OF HYDROPHOBIC PORPHYRINS

A. Starukhin<sup>1,\*</sup>, Yu. Korol<sup>1</sup>, T. Pavich<sup>1</sup>, A. Ramanenka<sup>1</sup>, L. Gaina<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Independence Av. 68-2, 220072, Minsk, Belarus*

<sup>2</sup>*Babes Bolyai University, Faculty of Chemistry and Chemical Engineering, Str. Kogălniceanu 1, ClujNapoca, RO- 400084, Romania*

\*e-mail: starukhin@mail.ru

A method of preparation of water solutions upon using of polymeric micelles for set of hydrophobic porphyrins with phenyl and alkyl substituents, as well as their metalloplexes with Mg (II), Zn (II), Pd (II), and Pt (II) ions, has been proposed. For the all compounds, absorption spectra, luminescence spectra, and luminescence excitation spectra were measured as well as the lifetimes and quantum yields of luminescence were determined both in organic solvents and in water-micellar mixture. It has been shown that the effect of the water-micellar solutions is different for compounds of interest and depends on the nature of micelles. The value of the change in the quantum yield depends on the compounds under study and the nature of the water-micellar mixtures.

**Key words:** porphyrins with alkyl and phenyl groups, water-micellar mixture, luminescence spectra, luminescence quantum yields, luminescence lifetimes.

# ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ГАЗАХ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ДВУХЧАСТОТНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

С.Ю. Стремоухов<sup>1,2,\*</sup>, А.В. Андреев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова,  
119991, Москва, Ленинские горы д.1 стр.2

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,  
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д.1

\*e-mail: sustrem@gmail.com

Представлено подробное исследование эффекта квази-фазового согласования гармоник высокого порядка, генерируемых в газовых струях, взаимодействующих с двухцветным лазерным полем, сформированным лазерным источником среднего ИК диапазона на основной и второй гармониках. Продемонстрирован квадратичный рост эффективности групп гармоник при увеличении длины волны лазерного источника. Введены простые соотношения, связывающие энергию фотона (номер) усиленных гармоник и макропараметры газовых струй. Обсуждаются физические механизмы, лежащие в основе наблюдаемых явлений.

**Ключевые слова:** генерация гармоник высокого порядка, интерференционная модель, непертурбативная теория, квази-фазовое согласование.

Наиболее эффективные методы генерации гармоник с большой энергией фотонов основаны на взаимодействии лазерных систем среднего ИК-диапазона с газовыми средами [1]. Однако, наряду с квадратичным ростом максимального номера генерируемых гармоник при увеличении длины волны ( $\lambda$ ) лазерного поля, поток фотонов масштабируется как  $\sim \lambda^{-5.5}$  [2]. Для преодоления падения эффективности генерации гармоник было предложено использование двухчастотной лазерной схемы [3] или молекулярных резонансов, расположенных вблизи спектра накачки [4]. В данной работе представлен анализ другого способа увеличения потока фотонов гармоник высокого порядка, генерируемых в периодических средах с использованием эффектов квази-фазового синхронизма (КФС) [5,6]. Показано, что использование эффектов КФС позволяет как минимум нивелировать значительное падение эффективности генерации для определенных групп гармоник при увеличении длины волны лазерного источника.

В численном моделировании предполагалось, что перфорированная газовая среда состоит из набора газовых струй, имеющих пространственные размеры  $d$ , разделенные свободными пространствами таких же пространственных размеров. Такая среда взаимодействует с двухчастотным ( $\omega + 2\omega$ ) лазерным полем, состоящим из линейно поляризованных компонентов с нулевым углом между их направлениями поляризации. Длина волны лазерного поля изменяется от ближнего ИК (800 нм) до дальнего ИК (до 15 мкм) спектрального диапазона. Макропараметры газовой среды (общая длина среды, давление газа,  $d$  и количество газовых струй) также масштабируются в широких пределах.

Численные расчеты, основанные на интерференционной модели расчета отклика протяженной газовой среды [7] и непертурбативной теории отклика отдельного атома [8], показывают, что условия КФС выполняются для групп гармоник, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга, причем это расстояние обратно пропорционально  $d$ . Проанализировано влияние параметров газовой среды и длины волны лазера на положение усиленных гармоник и их величину. Показано, что положение усиленных гармоник в спектрах зависит от размеров газовых струй ( $d$ ) и давления в газе, и не зависит от длины волны лазера и количества газовых струй. Вместе с тем, величина КФС усиления гармоник квадратично зависит от длины волны и степенным образом – от  $d$ , а также от количества газовых струй. Представлены простые соотношения, связывающие макропараметры газовых струй и номер

гармоники (энергию фотона) усиленных гармоник, которые могут быть применены для оптимизации КФС гармоник.

Одним из наиболее многообещающих применений генерируемого излучения может быть его использование в качестве затравочного в рентгеновских лазерах на свободных электронах (ЛСЭ). Концепция была разработана для 5-й гармоники Ti:Sa лазера, она показала значительный рост эффективности (до 3 порядков) излучения ЛСЭ и повышение его когерентных характеристик [9]. Использование полностью когерентного излучения гармоник высокого порядка в качестве затравочного в ЛСЭ может быть хорошим аналогом разрабатываемых методов повышения эффективности генерации ЛСЭ в жестком рентгеновском спектре [10-11].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 18-02-40014, 19-29-12030).

### Литература

1. Popmintchev, T., Chen, M.-C., Popmintchev, D. et al. // *Science*. 2012. V. 336. P.1287.
2. Tate, J., Augustine, T., Muller, H. G. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V.98. P.013901.
3. Lan, P., Takahashi, E. J., Midorikawa K. // *Phys. Rev. A*. 2010. V. 81. P.061802.
4. Migal, E.A., Stremoukhov, S.Yu., Potemkin, F.V. // *Phys. Rev. A*. 2020. V. 101. P.021401(R).
5. Ganeev, R.A., Stremoukhov, S.Y., Andreev, A.V. et.al. // *Appl. Sci.* 2019. V. 9. P. 1701.
6. Hareli, L., Shoulga, G., Bahabad, A. // *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* 2020. V.53. P.233001.
7. Stremoukhov S., Andreev A. // *Las. Phys.* 2018. V. 28. P.035403.
8. Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A. // *Eur. Phys. J. D*. 2012. V. 66(16).
9. Lambert G., Hara T., Garzella D. et al. // *Nat. Phys.* 2008. V. 4. P. 296.
10. Geloni G., Kocharyan V., Saldin E. // *J. Mod. Opt.* 2011. V. 58. P. 1391.
11. Serkez S. Decking W., Froehlich L. et al. // *Appl. Sci.* 2020. V. 10, P. 2728.

## HIGH-ORDER HARMONICS GENERATION IN GASES INTERACTING WITH TWO-COLOR LASER FIELDS OF THE MID-IR RANGE

S.Yu. Stremoukhov<sup>1,2,\*</sup>, A.V. Andreev<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University,  
Leninskie Gory, 1/2, Moscow, 119991, Russia

<sup>2</sup>National Research Centre “Kurchatov Institute”,  
Akademika Kurchatova sq. 1, Moscow, 123182, Russia

\*e-mail: sustrem@gmail.com

A detailed study of a quasi-phase matching of high-order harmonics generated in gas jets interacting with a two-color laser field formed by a mid-IR laser source is presented. A quadratic growth of the group harmonics efficiency with an increase in the wavelength of the laser source is demonstrated. Simple relations connecting the photon energy (number) of amplified harmonics and the macroparameters of gas jets are introduced. The physical mechanisms underlying the observed phenomena are discussed.

**Key words:** high-order harmonics generation, interference model, non-perturbative theory, quasi-phase matching.

# КВАНТОВОЕ ХЭШИРОВАНИЕ НА ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЯХ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Д.А. Турайханов<sup>1,\*</sup>, Д.О. Акатьев<sup>1</sup>, А.В. Васильев<sup>2</sup>, Ф.М. Аблаев<sup>2</sup>, А.А. Калачев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

<sup>2</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет

420008, Россия, РТ, г. Казань, ул. Кремлевская, д.18

\*e-mail: 7intur@gmail.com

В этой статье мы создаем квантовый хэш через последовательность однофотонных состояний и реализуем его, используя кодирование орбитального углового момента. Мы экспериментально проверяем стойкость квантовой хеш-функции к столкновениям в зависимости от количества используемых кубитов. Основываясь на этих результатах, мы делаем вывод, что теоретические оценки подтверждены для различных базовых состояний орбитального углового момента, и предлагаемый метод может быть полезен в вычислительных и криптографических сценариях. Возможность мультиплексирования различных базисов орбитального углового момента может сделать этот подход еще более эффективным.

**Ключевые слова:** Орбитальный угловой момент, хеш-функции, однофотонные состояния, кубиты.

Хеширование широко используется во многих областях современной криптографии, таких как проверка целостности сообщений, цифровые подписи, снятие отпечатков пальцев и т. д. [1,2]. Хеш-функция или функция свертки - функция, осуществляющая преобразование данных большой длины в короткие хеш-коды, выполняемые определенными алгоритмами. Хеширование — это процесс преобразования заданного ключа в другое значение. Многообещающее обобщение концепции криптографического хеширования в квантовой области - квантовое хеширование - было предложено в работе Ablayev F. M. [3]. При этом мы используем однофотонные кубиты, закодированные с помощью орбитального углового момента, которые образуют многообещающую платформу для оптических квантовых технологий [4]. В частности, они использовались в серии экспериментов по квантовой коммуникации в свободном пространстве [5,6]. В контексте квантового хеширования особенно стоит отметить два момента: возможность высокоскоростной передачи данных с помощью мультиплексирования на основе ОУМ [7-9] и возможность создания многомерных квантовых систем с использованием кодировки на ОУМ [10,11]. Первый позволяет мультиплексировать квантовое хеширование, в то время как второй можно использовать для повышения его эффективности без запутывания. Здесь мы изучаем первую возможность и реализуем квантовую хеш-функцию с использованием последовательности однофотонных кубитов с разными значениями ОУМ.

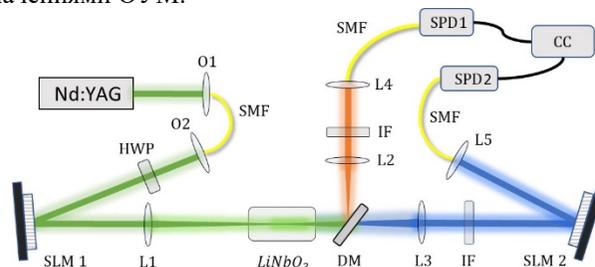
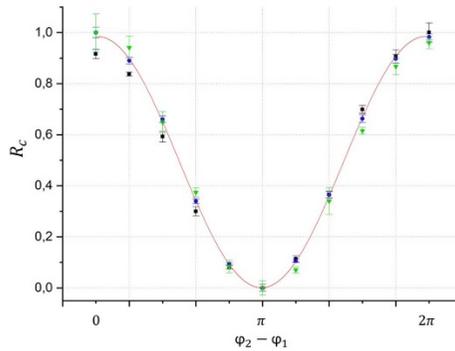


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В нашем эксперименте используется коллинеарный режим СПР, где имеет место сохранение ОУМ фотонов, это можно записать как:  $\lambda_p = \lambda_s + \lambda_i$ , где  $\lambda_n$ - значение ОУМ для n-го фотона ( $n = \{p, s, i\}$ ). Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. В качестве накачки мы используем лазер на длине волны 532 нм, что приводит к генерации фотонов на длине волны 860 нм (сигнальный) и 1480 нм (холостой).

Для получения поля накачки с ОУМ использовался пространственный модулятор света (SLM1, Holoeye). Чтобы приготовить требуемые пространственные состояния поля накачки, мы воспользуемся техникой фазовой голографии, разработанной в [12]. В нашем эксперименте используется схема, когда сигнальные фотоны детектируются при  $\lambda_s = 0$ , а пространственная структура холостого фотона воспроизводит структуру поля накачки  $\lambda_i = \lambda_p$ . Холостые фотоны попадают на второй пространственный модулятор света (SLM 2, Holoeye), такая система позволяет нам измерять пространственные состояния фотонов, используя метод выравнивания фазы [13].

В данной работе мы приготавливаем однофотонные кубиты как суперпозицию двух мод Лагерра-Гаусса. В частности, мы сосредотачиваемся на равновзвешенных суперпозициях, которые имеют вид:  $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|\lambda\rangle + e^{i\varphi} |-\lambda\rangle)$ , где  $|\lambda\rangle$  обозначает однофотонное состояние, соответствующее  $LG_\lambda^0$ , а  $\varphi$  - относительная фаза. Чтобы проиллюстрировать подготовку и измерение таких состояний кубита для различных значений  $\lambda$ , мы генерируем простую суперпозицию  $|\psi_1\rangle$  с  $\varphi_1 = 0$ , используя SLM1 и проецируем состояние объявленных фотонов на состояние  $|\psi_2\rangle$  с  $\varphi_2 \in [0, 2\pi]$  с использованием SLM2, который обеспечивает выравнивание фазы для соответствующей суперпозиции мод Лагерра-Гаусса. На рисунке 2 показана результирующая скорость счета совпадений в зависимости от разности фаз, которая должна описываться как  $\cos^2[(\varphi_2 - \varphi_1) / 2]$ . Мы ясно видим, что высокая видимость достигается для различных значений  $\lambda$ , так что скорость счета совпадений близкая к нулю наблюдается при проецировании на ортогональное состояние кубита (когда  $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$ ) независимо от значения ОУМ и сдвига фазы из-за эффекта Гуи не наблюдается. Мы повторили ту же процедуру для кубитов  $\lambda=1,2,3$ .



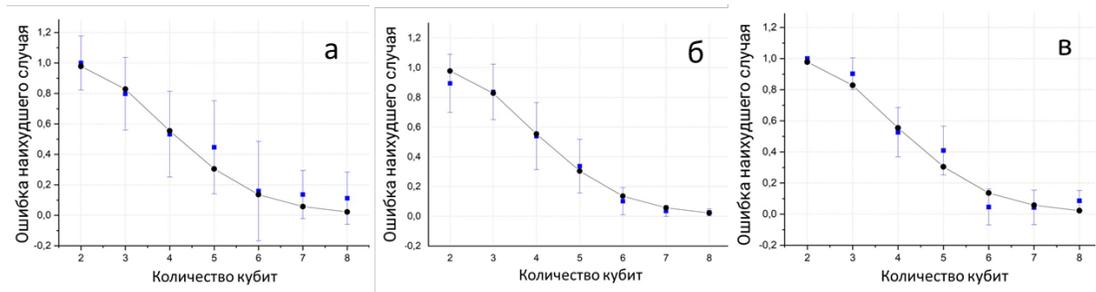
**Рис. 2.** Скорость счета совпадений как функция разности фаз  $\varphi_2 - \varphi_1$ . Сплошная линия - теоретическая зависимость, черный квадрат, синие кружки, зеленые треугольники соответствуют  $\lambda=1,2,3$  соответственно

Далее мы тестируем протокол квантового хеширования. Мы создаем квантовый хэш некоторого вообще неизвестного значения  $x_1$  как последовательность  $s$  одиночных фотонов в общем состоянии  $|\psi_j(x)\rangle = |\psi_1(x)\rangle \otimes \dots \otimes |\psi_s(x)\rangle$  и мы проверяем, равно ли  $x_1$  некоторому предопределенному  $x_2$  или нет. Ожидается, что  $j$ -й кубит будет в состоянии  $|\psi_j(x_1)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |\lambda\rangle + e^{i\frac{2\pi b_j x_1}{q}} |-\lambda\rangle \right)$  и мы выполняем измерение, которое проецирует  $|\psi_j(x_1)\rangle$  либо на  $|\psi_j(x_2)\rangle$  или на  $|\psi'_j(x_2)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |\lambda\rangle + e^{i\frac{2\pi b_j x_2}{q} + \pi} |-\lambda\rangle \right)$  которая ортогональна  $|\psi_j(x_2)\rangle$ .

В нашем эксперименте, чтобы различать результаты  $x_1 = x_2$  («да») и  $x_1 \neq x_2$  («нет»), мы измеряем скорость счета совпадений между сигнальным и холостым каналами. Щелчок детектора в первом канале означает, что второй фотон был приготовлен в состоянии  $|\psi(x_1)\rangle$ , а щелчок детектора во втором канале доказывает, что второй фотон, подготовленный в таком состоянии, успешно проецируется на состояние  $|\psi(x_2)\rangle$ .

Протокол начинается с этапа инициализации, на котором мы настраиваем скорость счета совпадений для ответа «да» ( $x_1 = x_2$ ). Мы проводим около 100 измерений равных состояний  $|\psi(0)\rangle$  и  $|\psi(0)\rangle$  вычисляем среднюю скорость счета совпадений. Мы повторяем этот шаг примерно 10 раз и выбираем минимальное значение в качестве границы между «да» и «нет». Это соответствует наихудшему сценарию, поскольку было бы легче спутать равные и неравные состояния. Затем мы выполняем протокол для  $q = 512$  и разных размеров хэша  $s$  от 2 до 8. Для  $s$  кубитов и  $|X| = q$  получаем вероятность инверсии, ограниченную  $\delta = 2^s/q$ . Для каждого кубита мы вычисляем среднюю скорость счета совпадений при сравнении с состоянием  $|\psi(0)\rangle$ . Таким образом, отношение между этой величиной и нижней границей с этапа инициализации дает нам статистическую оценку соответствия между этим состоянием и  $|\psi(0)\rangle$ , что соответствует вероятности ошибочного принятия неравных состояний.

На рисунке 3 показано сравнение экспериментальных и теоретических коэффициентов ошибок для наихудшего сценария и различных базовых состояний ОУМ. Видно, что экспериментальные значения согласуются с теоретическим предсказанием независимо от значения ОУМ. Следовательно, мультиплексирование генерации и измерения квантовой хеш-функции возможно на основе состояний ОУМ.



**Рис. 3.** Сравнение экспериментальных и теоретических коэффициентов ошибок для наихудшего сценария и различных базовых состояний ОУМ. Черные кружки показывают теоретические значения, а синие квадраты экспериментальные значения для случаев  $\lambda=1$  (а),  $\lambda=2$  (б),  $\lambda=3$  (в).

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 19-19-00656.

### Литература

1. Lange T. Batch NFS DJ Bernstein University of Illinois at Chicago & Technische Universiteit Eindhoven..
2. Bellare M., Rogaway P. Introduction to modern cryptography //Ucsd Cse. – 2005. – Т. 207. – С. 207.
3. Ablayev F. M., Vasiliev A. V. Cryptographic quantum hashing //Laser Physics Letters. – 2013. – Т. 11. – №. 2. – С. 025202.
4. Flamini F., Spagnolo N., Sciarrino F. Photonic quantum information processing: a review //Reports on Progress in Physics. – 2018. – Т. 82. – №. 1. – С. 016001.
5. Vallone G. et al. Free-space quantum key distribution by rotation-invariant twisted photons //Physical review letters. – 2014. – Т. 113. – №. 6. – С. 060503.
6. Krenn M. et al. Communication with spatially modulated light through turbulent air across Vienna //New Journal of Physics. – 2014. – Т. 16. – №. 11. – С. 113028.

7. Wang J. et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing //Nature photonics. – 2012. – T. 6. – №. 7. – C. 488-496.
8. Huang H. et al. 100 Tbit/s free-space data link enabled by three-dimensional multiplexing of orbital angular momentum, polarization, and wavelength //Optics letters. – 2014. – T. 39. – №. 2. – C. 197-200.
9. Lei T. et al. Massive individual orbital angular momentum channels for multiplexing enabled by Dammann gratings //Light: Science & Applications. – 2015. – T. 4. – №. 3. – C. e257-e257.
10. Sit A. et al. High-dimensional intracity quantum cryptography with structured photons //Optica. – 2017. – T. 4. – №. 9. – C. 1006-1010.
11. Bouchard F. et al. Experimental investigation of high-dimensional quantum key distribution protocols with twisted photons //Quantum. – 2018. – T. 2. – C. 111.
12. Bolduc E. et al. Exact solution to simultaneous intensity and phase encryption with a single phase-only hologram //Optics letters. – 2013. – T. 38. – №. 18. – C. 3546-3549.
13. Mair A. et al. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons //Nature. – 2001. – T. 412. – №. 6844. – C. 313-316.

## QUANTUM HASHING VIA SINGLE-PHOTON STATES WITH ORBITAL ANGULAR MOMENTUM

**D.A. Turaykhanov<sup>1,\*</sup>, D.O. Akat'ev<sup>1</sup>, A.V. Vasiliev<sup>2</sup>, F.M. Ablayev<sup>2</sup>, A.A. Kalachev<sup>2</sup>**

*<sup>1</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute, Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences*

*10/7 Sibirsky Tract, Kazan 420029, Russia*

*<sup>2</sup>Kazan Federal University*

*18 Kremlyovskaya street, Kazan 420008, Russia*

*\*e-mail: 7intur@gmail.com*

In this paper, we construct a quantum hash via a sequence of single-photon states and implement it using orbital angular momentum (OAM) encoding. We experimentally verify the collision resistance of the quantum hash function depending on the number of qubits in use. Based on these results, we conclude that theoretical estimates are confirmed for different bases of OAM states and the proposed technique can be useful in computational and cryptographic scenarios. The possibility of multiplexing different OAM bases can make this approach even more efficient.

**Key words:** Orbital angular momentum, hash functions, one-photon states, qubits.

# ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СОЛИТОНЫ В КВАДРАТИЧНО НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

С.В. Сазонов<sup>1,\*</sup>, Н.В. Устинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

123182, г. Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

<sup>2</sup>Калининградский институт управления

236003, г. Калининград, ул. Баженова, д. 4

\*e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

Рассмотрен процесс генерации терагерцового излучения оптическим методом в квадратично нелинейной среде. Исследовано влияние на этот процесс дифракции и отстройки скоростей в оптическом и терагерцовом диапазонах.

**Ключевые слова:** терагерцовое излучение, оптический метод, оптико-терагерцовый солитон.

Большой интерес в последние десятилетия вызывают исследования различных особенностей взаимодействия оптического и терагерцового излучения в нелинейных средах. Значительная часть таких исследований посвящена вопросам генерации терагерцового излучения оптическим методом. Эти вопросы особенно важны вследствие того, что терагерцовое излучение имеет многочисленные приложения в системах безопасности, восстановления изображений, связи, астрономии, медицине, спектроскопии и других областях (см., например, обзоры [1 – 3]).

Как известно, дифракционная длина в терагерцовом диапазоне на три – четыре порядка меньше, чем в оптическом. Поэтому при взаимодействии оптического и терагерцового излучения существенную роль может играть дифракция именно в терагерцовом диапазоне. В настоящей работе будет исследована нелинейная динамика двухкомпонентных импульсов, состоящих из оптической и терагерцовой компонент, при учете эффекта дифракции последней. Также будет выяснена роль отличия групповой скорости оптической волны от линейной скорости терагерцового излучения.

Пусть на вход нелинейной среды подается электромагнитный импульс, у которого волновой фронт перпендикулярен оси  $z$ , а электрическое поле  $E$  поляризовано в плоскости главного сечения. Для поля импульса используем следующее представление:

$$E = \psi e^{i(\omega t - kz)} + \psi^* e^{-i(\omega t - kz)} + E_T,$$

где  $\psi$  – комплексная медленно меняющаяся огибающая оптической компоненты,  $\omega$  и  $k$  – несущая частота и продольная компонента волнового вектора оптической компоненты,  $E_T$  – терагерцовая компонента поля импульса.

В уравнениях Максвелла представим поляризационный отклик квадратично-нелинейной среды в виде суммы оптической и терагерцовой компонент. Будем считать, что дифракция терагерцовой компоненты имеет планарный характер, дифракцию оптической компоненты учитывать не будем. Тогда, пренебрегая нелокальностью нелинейной части поляризационного отклика среды, используя приближение однонаправленного распространения и полагая дисперсию слабой, получим следующую систему уравнений:

$$i \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) = -\frac{\beta}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \alpha E_T \psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial E_T}{\partial z} + \frac{n_T}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} - \gamma \frac{\partial^3 E_T}{\partial t^3} + \mu E_T \frac{\partial E_T}{\partial t} + \sigma \frac{\partial}{\partial t} (|\psi|^2) \right) = \frac{c}{2} \frac{\partial^2 E_T}{\partial x^2}. \quad (2)$$

Здесь  $c$  – скорость света в вакууме, групповая скорость  $v_g$  оптической компоненты определяется выражением  $1/v_g = \partial k / \partial \omega$ ,  $k = \omega n / c$ ,  $n = 1 + 2\pi\chi_\omega$  – оптический показатель преломления,  $n_T = 1 + 2\pi\chi_0$  – терагерцовый показатель преломления,

$$\chi_\omega = \int_0^\infty \chi(\xi) e^{-i\omega\xi} d\xi,$$

$\chi(\xi)$  – временная линейная восприимчивость среды,  $\beta = \partial^2 k / \partial \omega^2$  – параметр дисперсии групповой скорости (ДГС) оптической компоненты,  $\gamma = \pi \left( \partial^2 \chi_\omega / \partial \omega^2 \right)_{\omega=0} / c$  – параметр дисперсии терагерцовой компоненты,

$$\alpha = \frac{4\pi\omega\chi^{(2)}}{c}, \quad \mu = \sigma = \frac{4\pi\chi^{(2)}}{c},$$

$\chi^{(2)}$  – нелинейная квадратичная восприимчивость среды.

Частными случаями системы уравнений (1), (2) являются система Ядзими – Ойкавы [4] и уравнение Кадомцева – Петвиашвили [5]. Поэтому будем называть систему (1), (2) системой Ядзими – Ойкавы – Кадомцева – Петвиашвили (ЯОКП). Примечательно, что как система Ядзими – Ойкавы, так и уравнение Кадомцева – Петвиашвили интегрируемы в рамках метода обратной задачи рассеяния [5, 6]. Поэтому система Ядзими – Ойкавы имеет многосолитонные решения, а уравнение Кадомцева – Петвиашвили – решения в виде «косых» (наклонных) солитонов, а также решения в виде так называемых лампов, которые представляют собой рационально локализованные решения. Интегрируемость системы ЯОКП с помощью метода обратной задачи рассеяния не известна.

Функции компонент поля импульса в системе ЯОКП различны. Терагерцовая компонента не может породить оптическую волну и распространяется в режиме, описываемом в этом случае уравнением Кадомцева – Петвиашвили (т.е. уравнением (2) с  $\psi = 0$ ). При этом оптическая компонента порождает терагерцовую волну. Как известно [7, 8], наиболее эффективная генерация терагерцового излучения происходит при выполнении условия Захарова – Бенни [6]. Это условие в рассматриваемом случае имеет вид

$$v_g = \frac{c}{n_T}. \tag{3}$$

Некоторые следствия нарушения условия (3) будут рассмотрены ниже, в частности, будет обсуждена возможность компенсации отстройки скоростей за счет дифракции.

Поскольку система ЯОКП (1), (2) не интегрируема с помощью МОЗР, то для нахождения ее решений были использованы анзацы различных видов. Такой подход позволил получить, в частности, следующее решение в виде «косого» солитона:

$$\psi = \psi_m \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{t - (z \cos \theta + x \sin \theta) / v}{2\tau_p} \right] \exp \left\{ i \left[ \frac{\beta}{2} \left( \frac{1}{\tau_p^2} - \Omega^2 \right) z + \frac{\Omega}{v_p} z - \Omega t \right] \right\}, \tag{4}$$

$$E = -E_m \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{t - (z \cos \theta + x \sin \theta) / v}{2\tau_p} \right], \tag{5}$$

где амплитудные значения компонент равны

$$\psi_m = \frac{3}{4\alpha\tau_p^2} \sqrt{\frac{\beta}{2\sigma} (4\alpha\gamma - \beta\mu)}, \quad E_m = \frac{3\beta}{4\alpha\tau_p^2}, \tag{6}$$

групповая скорость  $v$  солитона определяется равенством

$$v = \frac{v_g \cos \theta}{1 - v_g \beta \Omega}.$$

При этом сдвиг  $\Omega$  несущей частоты оптической компоненты, угол между  $\theta$  фазовыми и групповыми фронтами оптического импульса и временная длительность  $\tau_p$  импульса подчиняются условию

$$\beta \Omega = \frac{c}{2v_g^2} \operatorname{tg}^2 \theta (1 - v_g \beta \Omega)^2 + \frac{\gamma}{\tau_p^2} + \frac{1}{v_g} - \frac{n_T}{c}. \quad (7)$$

Таким образом, солитонное решение (4), (5) обладает двумя свободными параметрами, в качестве которых можно выбрать длительность  $\tau_p$  и угол  $\theta$ . При этом сдвиг несущей частоты определяется из формулы (7).

Рассмотрим условие (7) подробнее. Первое слагаемое в его правой части обусловлено учетом дифракции терагерцовой компоненты (т.е. слагаемым в правой части уравнения (2)). Если это слагаемое отбросить, формально считая  $\theta = 0$ , то в пределе  $\tau_p \rightarrow \infty$  получим предельное значение сдвига несущей частоты

$$\Omega_\infty = \frac{1}{\beta} \left( \frac{1}{v_g} - \frac{n_T}{c} \right).$$

При выполнении условия Захарова – Бенни (3) имеем  $\Omega_\infty = 0$ . В этом случае происходит наиболее эффективная генерация терагерцового излучения [7, 8]. Если же условие (3) нарушается, то предельное значение  $\Omega_\infty$  отлично от нуля, что снижает эффективность генерации.

Сдвиг  $\Omega$  несущей частоты пределе  $\tau_p \rightarrow \infty$  может быть равен нулю при нарушении условия Захарова – Бенни, только если учесть эффект дифракции. Как видно из (7), предельное значение сдвига несущей частоты равно нулю, если угол между  $\theta$  фазовыми и групповыми фронтами оптического импульса определяется соотношением

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{2v_g^2}{c} \left( \frac{n_T}{c} - \frac{1}{v_g} \right). \quad (8)$$

Таким образом, дифракция может компенсировать нарушение условия Захарова – Бенни (3) и повысить эффективность генерации терагерцового излучения.

Используя второе соотношение в (6), перепишем условие (7) в виде

$$\beta \Omega = \frac{c}{2v_g^2} \operatorname{tg}^2 \theta (1 - v_g \beta \Omega)^2 + \frac{4\alpha\gamma}{3\beta} E_m + \frac{1}{v_g} - \frac{n_T}{c}.$$

Тогда началу генерации терагерцового излучения ( $E_m = \Omega = 0$ ) соответствует угол  $\theta$ , определяемый условием (8). В этом случае сдвиг  $\Omega$  несущей частоты оптической компоненты и амплитуда  $E_m$  терагерцовой компоненты связаны соотношением

$$\beta \left( \frac{2n_T v_g}{c} - 1 \right) \Omega = \beta^2 v_g \left( \frac{n_T v_g}{c} - 1 \right) \Omega^2 + \frac{4\alpha\gamma}{3\beta} E_m.$$

Отсюда следует, что  $\beta \Omega > 0$ , так как для равновесного кристалла  $\gamma > 0$  [9]. Тогда в спектральной области нормальной ДГС ( $\beta > 0$ ) имеем  $\Omega > 0$ . В этом случае несущая частота оптического импульса смещается в красную область. Если же ДГС аномальна, то имеем фиолетовый сдвиг частоты.

Заметим, что правая часть в равенстве (8) должна быть неотрицательна. Примеры сред, в которых такое условие выполняется, приведены в [8].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00234а).

### Литература

1. Гибин И.С., Котляр П.Е. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 2. С. 117.
2. Черкасова О.П., Сердюков Д.С., Ратушняк А.С. и др. // Оптика и спектроскопия. 2020. Т. 128. № 6. С. 852.
3. Irizawa A., Lupi S., Marcelli A. // Condens. Matter. 2021. V. 6. Art. no. 23.
4. Yajima N., Oikawa M. // Progr. Theor. Phys. 1976. V. 56. No. 6. P. 1719.
5. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: Метод обратной задачи. М.: Наука, 1980. 319 с.
6. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988. 694 с.
7. Nahata A., Weling A.S., Heinz T.F. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 2321.
8. Cook D.J., Hochstrasser R.M. // Opt. Lett. 2000. V. 25. P. 1210.
9. Бугай А.Н., Сазонов С.В. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. С. 470.

## OPTICAL-TERAHERTZ SOLITONS IN QUADRATICALLY NONLINEAR MEDIA

S.V. Sazonov<sup>1,\*</sup>, N.V. Ustinov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*National Research Center "Kurchatov Institute"*  
123182, Moscow, Kurchatov Square, 1  
<sup>2</sup>*Kaliningrad Institute of Management*  
236003 Kaliningrad, Bazhenova str., 4  
\*e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

The process of generation of the terahertz radiation by the optical method in a quadratically nonlinear medium is considered. The influence of diffraction and detuning of velocities in the optical and terahertz ranges on this process is investigated.

**Key words:** terahertz radiation, optical method, optical-terahertz soliton.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕТИ КВАНТОВОЙ КОММУНИКАЦИИ, ПОСТРОЕННОЙ ПО ТОПОЛОГИИ «ЗВЕЗДА»

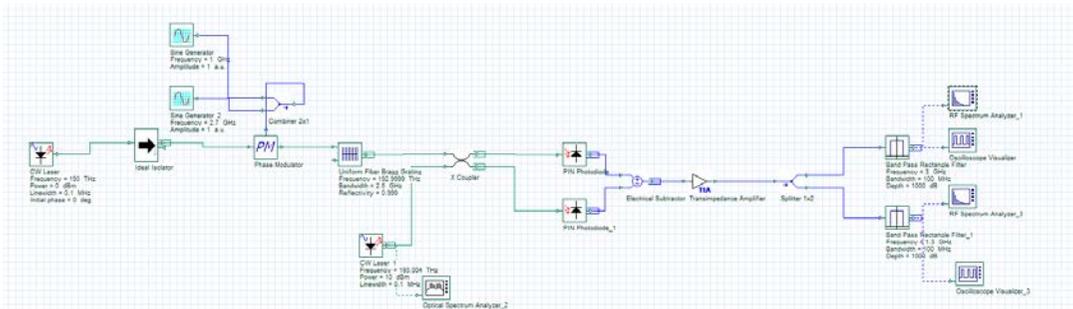
М.А. Фадеев\*, В.В. Чистяков

Университет ИТМО  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр, 49  
\*e-mail: wertsam2011@gmail.com

В данной работе предлагается реализация топологии «звезда» для протокола квантовой коммуникации с использованием технологии квантового распределения ключа на боковых частотах. Для этого необходимо использовать несколько модулирующих сигналов, что осложняет их различение для клиентов. Для решения данной проблемы предлагается использовать метод последовательного гетеродинного анализа сигналов.

**Ключевые слова:** квантовая коммуникация, оптическое гетеродинирование, квантовые сети

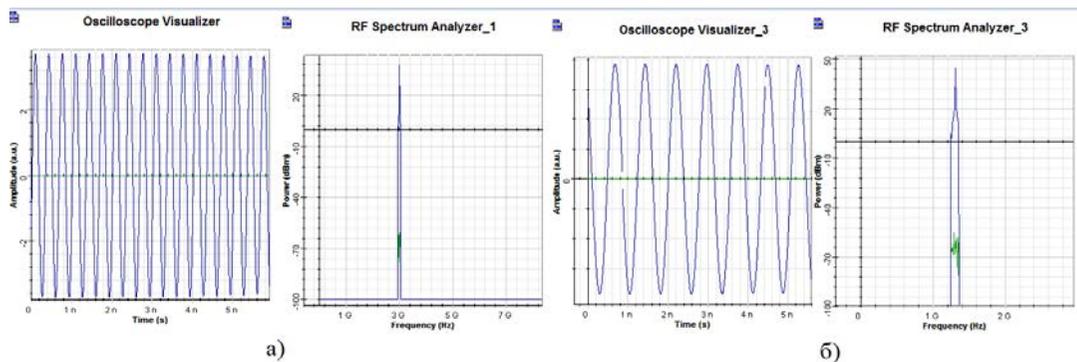
В настоящее время актуальность вопроса информационной безопасности общепризнана и определяется трендом развития криптографически стойких систем и сетей передачи информации. Технологии квантовой коммуникации является перспективным подходом к обеспечению безопасности передачи данных. В частности, системы квантового распределения ключа (КРК) рассматривают как наиболее перспективный способ защиты информации. На его основе возможно построение высокозащищенных каналов передачи данных. При этом уровень безопасности, обеспечиваемый такими каналами, многократно превосходит любой из существующих классических подходов. Большая часть систем квантового распределения ключа передает ключ между двумя точками. Для ускорения внедрения данной технологии необходимо ее масштабировать, используя один передающий блок и несколько приемных. Данная топология носит название «Звезда». Одним из возможных вариантов создания сети с данной топологией является система квантовой коммуникации на боковых частотах использованием частотного мультиплексирования. Для его реализации необходимо подать 2 и более информационных радиосигнала с разной частотой на один электрооптический модулятор. Схема реализации данной сети представлена на рис 1.



**Рис. 1.** Схема реализации сети квантовой коммуникации на боковых частотах, построенной по топологии «Звезда»

В данной работе решаются проблемы фильтрации оптических сигналов и реализации частотного мультиплексирования. Осуществить это возможно с помощью делителя Уилкинсона, который позволяет объединить 2 высокочастотных сигнала не смешивая их. Полученным сигналом модулируется когерентное излучение лазера. В результате этого в

оптическом спектре появляются гармоники на частотах  $\omega_k = \omega_0 + k\Omega_{1,2}$ , где  $\omega_0$  – частота несущей лазера,  $\Omega_{1,2}$  – частоты модулирующих сигналов,  $k$  – целое число. После этого полученный спектр излучения попадает на перестраиваемый аттенюатор, на котором вставляется такое значение затухания, чтобы суммарно на всех боковых частотах была мощность, соответствующая средней мощности однофотонного излучения. Ослабленное таким образом излучение передается по оптическому волокну на приемную сторону. Пришедший сигнал от передающего модуля смешивается с оптическим излучением локального осциллятора, который представляет собой полупроводниковый перестраиваемый лазер с узкой спектральной линией, на светоделителе с двумя входами и двумя выходами. Полученный сигнал подается на плечи балансного детектора, основанного на классических p-i-n-фотодиодах, на чувствительных площадках которых происходит нелинейное смешение двух излучений. Длина волны перестраиваемого лазера подбирается таким образом, что разностная частота от смешения сигнала на боковой частоте и локального осциллятора попадает в полосу пропускания балансного детектора [1,2].



**Рис. 2.** Результат гетеродинного детектирования 2 различных сигналов, а) на частоте 3 ГГц; б) на частоте 1.2 ГГц

Таким образом перестраивая частоту лазера на приемной стороне возможно различать 2 и более боковые частоты, в которых закодирована информация. Для извлечения информации из радиочастотного сигнала возможно применение фазового детектора, схема которого известна в радиотехнике уже несколько десятков лет.

Применение гетеродинного метода приема для системы квантовой коммуникации на боковых частотах позволит реализовать топологию «звезда», при которой несколько клиентов будут связаны с одним передатчиком, что позволит существенно упростить внедрение данной технологии для критической инфраструктуры, например для банков, больниц или силовых структур. Также данный подход позволит более эффективно использовать спектр частотной сетки мультиплексирования.

### Литература

1. Chin H.-M. et al. Machine learning aided carrier recovery in continuous-variable quantum key distribution // npj Quantum Inf. 2021. Vol. 7, № 1. P. 20.
2. Протопопов В.В., Устинов Н.Д. Лазерное гетеродинирование. М.: Наука, 1985.- 288 с.

## **SIMULATION OF A QUANTUM COMMUNICATION NETWORK BUILT ON THE STAR TOPOLOGY**

**M.A. Fadeev\*, V.V. Chistyakov**

*ITMO University*  
*197101, Saint-Petersburg, Kronverkskiy prospect, 49*  
\*e-mail: wertsam2011@gmail.com

In this paper, we propose an implementation of the "star" topology for the quantum communication protocol using the technology of quantum key distribution at side frequencies. This requires the use of multiple baseband signals, which makes it difficult for clients to distinguish between them. To solve this problem, it is proposed to use the method of sequential heterodyne signal analysis.

**Key words:** quantum communication, optical heterodyning, quantum networks

## ФАЗОВОЕ УПРАВЛЕНИЕ СТЕПЕНЬЮ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ЗАПУТАННОСТИ БИФОТОНОВ

Д.Н. Фроловцев\*, С.А. Магницкий

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

\*e-mail: frolovtsev@yandex.ru

Предложен и экспериментально продемонстрирован способ управления степенью поляризационной запутанностью бифотонов, основанный на квантовой интерференции двух неортогональных квантовых состояний. Теоретически показано, что с помощью предложенного способа можно получить максимально запутанное по поляризации квантовое состояние. Экспериментально продемонстрировано изменение степени поляризационной запутанности в 2.7 раза при управлении фазой между интерферирующими неортогональными квантовыми состояниями.

**Ключевые слова:** Спонтанное параметрическое рассеяние света, квантовая запутанность, квантовая интерференция.

Для получения запутанного квантового состояния фотонной пары обычно используется явление квантовой интерференции. В частности, при использовании спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) первого типа для реализации квантовой интерференции можно использовать двухкристальную схему [1,2]. Схема состоит из двух близко расположенных идентичных нелинейных кристаллов, обычно ориентированных так, что их главные плоскости накачки ортогональны. При этом обычно в одном из нелинейных кристаллов может родиться фотонная пара в квантовом состоянии  $|HH\rangle$ , а во втором – в состоянии  $|VV\rangle$ . Если оба способа «рождения» фотонной пары неразличимы ничем, кроме поляризации, происходит квантовая интерференция, и получаемые в двухкристальном источнике фотонные пары находятся в квантовом состоянии

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|HH\rangle + e^{i\phi}|VV\rangle),$$

где  $|H\rangle$  и  $|V\rangle$  обозначают горизонтальную и вертикальную поляризацию фотонов, соответственно, а  $\phi$  – фаза между интерферирующими состояниями.

При этом квантовая запутанность по поляризации получаемых пар не зависит от фазы между интерферирующими квантовыми состояниями. Однако, если в двухкристальной схеме один из нелинейных кристаллов повернуть вокруг направления волнового вектора накачки, степень поляризационной запутанности начинает зависеть от фазы между интерферирующими квантовыми состояниями [3]. Так, при повороте одного из нелинейных кристаллов двухкристальной схемы на  $45^\circ$  происходит квантовая интерференция между состояниями  $|DD\rangle$  и  $|VV\rangle$ , где  $|D\rangle = (|H\rangle + |V\rangle) / \sqrt{2}$ . Теоретическая зависимость запутанности Concurrence [4] от фазы между интерферирующими состояниями показана синей кривой на Рис. 1. Из рисунка видно, что оптимальным значением фазы между интерферирующими квантовыми состояниями является значение  $\phi = 180^\circ$ . При этом получается состояние с максимальной степенью запутанности.

Полученная теоретическая зависимость Concurrence от фазы между интерферирующими квантовыми состояниями  $|DD\rangle$  и  $|VV\rangle$  проверена экспериментально [5]. Для каждой экспериментальной точки с помощью изменения эллиптичности накачки устанавливалось значение фазы между интерферирующими состояниями. Затем квантовое состояние генерируемых бифотонов измерялось с помощью квантовой томографии, восстанавливающей поляризационную матрицу плотности. Для полученной матрицы плотности вычислялась величина Concurrence (зелёные точки на Рис. 1), а также степень совпадения (Fidelity) измеренного квантового состояния и вычисленного теоретически (оранжевые точки).

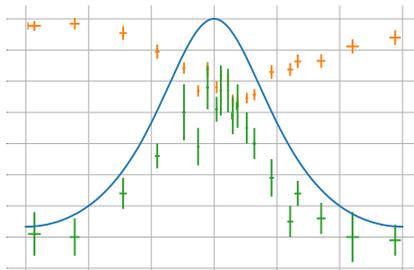


Рис. 1. Зависимость Concurrence от фазы, рассчитанная теоретически (синяя кривая) и полученная экспериментально (зелёные точки); оранжевыми точками показана степень совпадения теоретических предсказаний и экспериментальных данных

При этом отношении максимального значения Concurrence и минимального, полученных экспериментально, составило 2.7 раза.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект No 21-12-00155).

### Литература

1. P.G.Kwiat, E.Walks, A.G.White, I.Appelbaum, and P.H.Egerhard, "Ultrabright source of polarization-entangled photons", Phys. Rev. A, vol. 60, R773, 1999.
2. D.Frolovstsev, S.Magnitskiy, "A double-crystal scheme with full compensation of the Migdall effect", EPJ Web of Conferences, vol. 220, p. 03016, 2019
3. D. N. Frolovstsev and S. A. Magnitskiy, "Polarization-entangled photon pairs generation via interference of nonorthogonal quantum states," 2020 International Conference Laser Optics, pp. 1-1,
4. W.K.Wooters, "Entanglement of formation and concurrence", Quant. Inf. Comp., vol. 1(1), p. 27, 2001
5. D. N. Frolovstsev, S. A. Magnitskiy, "Generation and registration of polarization-entangled photon pairs in the presence of the Migdall effect," 2020 International Conference Laser Optics, pp. 1-1.

## PHASE CONTROL OF THE DEGREE OF POLARIZATION ENTANGLEMENT OF BIPHOTONS

D.N. Frolovstsev<sup>1,\*</sup>, S.A. Magnitskiy<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics.  
Russian Federation, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2, Faculty of Physics.*

\*e-mail: frolovstsev@yandex.ru

A method for controlling the degree of polarization entanglement of biphotons based on the quantum interference of two nonorthogonal quantum states is proposed and experimentally demonstrated. Theoretically, it is shown that by using the proposed method can be obtained maximally entangled polarization quantum state. It is experimentally demonstrated that the degree of polarization entanglement changes by a factor of 2.7 when the phase is controlled between interfering nonorthogonal quantum states.

**Key words:** Spontaneous parametric down-conversion, entanglement, quantum interference.

# УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МАТЕРИАЛАХ С БЛИЗКИМ К НУЛЮ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

А.В. Харитонов<sup>1,\*</sup>, С.С. Харинцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Кафедра оптики и нанофотоники, Институт физики, Казанский федеральный университет*

420008, Казань, Кремлевская 18

<sup>2</sup>*Институт прикладных исследований, Академия Наук Республики Татарстан*

420111, Казань, Баумана 20

\*e-mail: anvharitonov@stud.kpfu.ru

Нелинейные среды, у которых вещественная часть диэлектрической проницаемости может быть уменьшена до квазинулевых значений, позволяют добиться еще большего нелинейного отклика. Считается, что кубическая нелинейность испытывает усиление при некоторой длине волны возбуждения  $\lambda_{ENZ}$ , при условии  $\text{Re}[\varepsilon(\lambda_{ENZ})]=0$ . В настоящей работе показано, что нелинейный показатель преломления  $n_2$  в общем случае усиливается на другой длине волны  $\lambda'$ . Данный аномальный сдвиг проявляется тогда, когда  $\lambda_{ENZ}$  материала находится вблизи резонанса линейной восприимчивости. В работе аналитически получен новый критерий усиления невырожденного оптического эффекта Керра. Полученные результаты способствуют разработке нелинейных фотонных устройств нового поколения.

**Ключевые слова:** фотоника, нанооптика, плазмоника, эффект Керра, диэлектрическая проницаемость.

Нелинейно-оптические эффекты играют важную роль во многих практических приложениях, таких как телекоммуникации и оптическая обработка, и хранение информации [1], химическая диагностика и микроскопия [2], квантовые информационные технологии [3] и другие. Однако оптические нелинейности чрезвычайно малы, следовательно, нелинейное преобразование требует высокоинтенсивного лазерного возбуждения и/или большой длины взаимодействия. Постоянно ведется поиск физических механизмов, позволяющих усилить нелинейно-оптические взаимодействия. Это позволит миниатюризировать нелинейные фотонные устройства и снизить их энергопотребление.

Один из хорошо зарекомендовавших себя подходов к усилению нелинейного отклика основан на использовании структурированных сред [4], таких как микрорезонаторы [5], нановолокна [6], плазмонные структуры [7] и диэлектрические антенны [8]. В последние годы класс материалов с близкими к нулю оптическими параметрами (диэлектрическая проницаемость и/или магнитная восприимчивость) привлек широкий интерес из-за множества уникальных явлений, например, статического света, фотонного туннелирования, повышенной направленности и других [9-11]. Материалы с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью, известные как ENZ (от англ. epsilon-near-zero) среды, предоставляют новые возможности для усиления нелинейных взаимодействий на нанометровых масштабах [12]. Оптические нелинейности усиливаются за счет увеличения нормальной компоненты электрического поля на границе ENZ среды и уменьшения групповой скорости. ENZ усиление было успешно использовано для осуществления высокоэффективных нелинейных преобразований: генерация гармоник [13,14], частотный сдвиг [15], сверхбыстрое оптическое переключение [16], нелинейная рамановская микроскопия [17,18] и другие [19,20]. В этой работе внимание сфокусировано на оптическом эффекте Керра, когда показатель преломления  $n$  зависит от интенсивности  $I$  падающего света как  $n = n_0 + n_2 I$  ( $n_0$  и  $n_2$  - линейный и нелинейный показатели преломления, соответственно). Рассматривается невырожденное нелинейное взаимодействие интенсивного пучка накачки и слабого зондирующего пучка. В работе [21], используя тонкую пленку допированного алюминием оксида цинка (AZO), авторам удалось добиться беспрецедентно большой модуляции линейного показателя

преломления 400% благодаря ENZ усилению. Как было показано в этой работе, наибольший керровский отклик может быть достигнут, когда длина волны зондирующего пучка настроена на длину волны  $\lambda_{ENZ}$  (при которой вещественная часть диэлектрической проницаемости равна нулю). Следовательно, для ENZ усиления требуется, чтобы действительная часть диэлектрической проницаемости,  $\text{Re}[\varepsilon] \equiv \varepsilon_r$ , удовлетворяла следующему условию:  $\varepsilon_r=0$ .

В настоящей работе показано, что приведенное выше условие является частным случаем более общего критерия, который учитывает спектральную дисперсию линейной диэлектрической проницаемости и нелинейной восприимчивости, а также величину оптических потерь. Мы аналитически выводим новый критерий усиления керровского отклика и находим длину волны, на которой ENZ усиление является максимальным. В частности, обнаружено, что оптимальная длина волны может быть смещена от волны ENZ более чем на 50 нм для случая AZO. При оптимальной настройке длины волны зондирующего пучка достигается двукратное увеличение нелинейного показателя преломления  $n_2$  по сравнению с таковым на длине волны  $\lambda_{ENZ}$ . Значение вещественной части диэлектрической проницаемости AZO на оптимальной длине волны  $\lambda'$  отлично от нуля и равно  $\varepsilon_r(\lambda')=0.15$ . Аналогичные оценки были получены для TiN:  $\Delta\lambda=30$  нм и  $\varepsilon_r(\lambda')=-0.6$ ; увеличение  $n_2$  оценивается примерно в 15%.

Для случая невырожденного нелинейного взаимодействия между интенсивным пучком накачки и слабым зондирующим пучком нелинейный показатель преломления имеет следующий вид [21]:

$$n_2 = \frac{3}{2\varepsilon_0 c n_r^{\text{pump}}} \text{Re} \left[ \frac{\chi_r^{(3)}}{n} \right] = \frac{3}{2\varepsilon_0 c n_r^{\text{pump}}} \frac{\chi_r^{(3)} n_r + \chi_i^{(3)} n_i}{|n|^2}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $c$  – скорость света,  $n_r^{\text{pump}}$  – действительная часть линейного показателя преломления на длине волны накачки,  $\chi_r^{(3)}$  и  $\chi_i^{(3)}$  – действительная и мнимая части кубической восприимчивости на длине волны зондирующего пучка,  $n_r$  и  $n_i$  – действительная и мнимая части линейного показателя преломления на длине волны зондирующего пучка. В работе [21] был рассмотрен простейший случай когда  $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \text{const}$ , то есть пренебрегалось спектральной дисперсией кубической восприимчивости. В этом приближении частотная зависимость нелинейного показателя преломления определяется множителем  $(n_r + n_i)/|n|^2$ . Для того, чтобы получить условие ENZ усиления, необходимо найти решение уравнения  $d((n_r + n_i)/|n|^2)/d\omega = 0$ . Данное уравнение имеет два решения:

$$n_r^{\text{opt}} = n_i d_{\pm}, \quad (2)$$

где

$$d_{\pm} = \frac{\frac{dn_r}{d\omega} + \frac{dn_i}{d\omega} \pm \sqrt{2} \sqrt{\left(\frac{dn_r}{d\omega}\right)^2 + \left(\frac{dn_i}{d\omega}\right)^2}}{\frac{dn_i}{d\omega} - \frac{dn_r}{d\omega}}. \quad (3)$$

Преобразуя показатель преломления в диэлектрическую проницаемость, получаем:

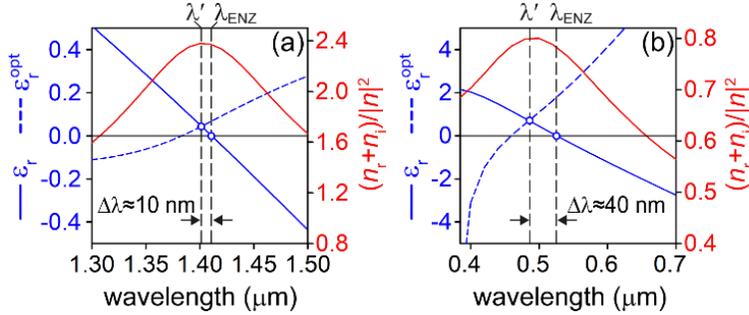
$$\varepsilon_r^{\text{opt}} = \frac{\varepsilon_i}{2} \left( d - \frac{1}{d} \right), \quad (4)$$

где  $d$  представляет собой либо  $d_+$ , либо  $d_-$ , так как справедливо  $d_+ - d_+^{-1} = d_- - d_-^{-1}$ . Таким образом, усиление керровского отклика максимально когда

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r^{\text{opt}}. \quad (5)$$

Выражение (5) означает, что ENZ усиление оптического эффекта Керра происходит при такой длине волны зондирующего излучения, при которой диэлектрическая функция  $\varepsilon_r(\lambda)$  материала

пересекает кривую  $\varepsilon_r^{opt}(\lambda)$  (см. уравнение (4)). Для того, чтобы это проиллюстрировать, на рисунке 1 построены зависимости  $\varepsilon_r(\lambda)$  и  $\varepsilon_r^{opt}(\lambda)$  для двух ENZ материалов: AZO (рисунок 1(a)) и TiN (рисунок 1(б)). Также на рисунке построена зависимость  $(n_r + n_i)/|n|^2$  от длины волны зондирующего излучения.



**Рис. 1.** Зависимости действительной части диэлектрической проницаемости (сплошная синяя кривая) и  $\varepsilon_r^{opt}$  (пунктирная синяя кривая) от длины волны зондирующего излучения для (а) AZO (б) TiN. Экспериментально измеренные значения диэлектрической проницаемости взяты из работы [22]. Красные кривые показывают зависимости нелинейного показателя преломления от длины волны зондирующего излучения, рассчитанные используя уравнение (1) и предполагая  $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \text{const}$ . Вертикальными пунктирными линиями отмечено положение длины волны  $\lambda_{ENZ}$  и максимума  $n_2$ .

Как следует из рисунка 1, величина  $(n_r + n_i)/|n|^2$  испытывает усиление когда длина волны зондирующего излучения приближается к  $\lambda_{ENZ}$ , при которой  $\varepsilon_r=0$ . Важно подчеркнуть, что в обоих случаях (AZO и TiN)  $\lambda'$  не совпадает с  $\lambda_{ENZ}$ . В случае AZO  $\lambda'$  сдвинута в синюю область относительно  $\lambda_{ENZ}$  на  $\Delta\lambda_{AZO} \approx 10 \text{ nm}$ . В случае TiN сдвиг более выражен:  $\Delta\lambda_{TiN} \approx 40 \text{ nm}$ . Таким образом, для того чтобы получить максимальное ENZ Усиление керровского отклика, длина волны зондирующего пучка должна быть настроена на  $\lambda'$ , а не  $\lambda_{ENZ}$ .

Уравнение (4) позволяет определить пределы применимости условия  $\varepsilon_r=0$ . Согласно уравнению (4), величина  $\varepsilon_r^{opt}$  равна нулю только в следующих случаях: (1)  $\varepsilon_i=0$  (пренебрежимо малое поглощение) и/или (2)  $d=\pm 1$ . Далее будет рассмотрен только случай  $d=1$ , так как  $d=-1$  соответствует отрицательным значениям  $n_r^{opt}$ . Множитель  $d$  равен единице когда  $dn_r/d\omega = 0$ . В свою очередь, величина  $dn_r/d\omega$  равна нулю когда  $d\varepsilon_r/d\omega = 0$  и  $d\varepsilon_i/d\omega = 0$ . Таким образом, в приближении  $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \text{const}$ , условие ENZ усиления  $\varepsilon_r=0$  справедливо только для материалов, которые обладают низкой спектральной дисперсией диэлектрической функции и пренебрежимо малыми оптическими потерями. Хорошим примером таких материалов являются прозрачные проводящие оксиды металлов (AZO, GZO, ITO) [22]; поэтому сдвиг  $\Delta\lambda_{AZO}$  мал по сравнению со случаем TiN.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Российский Научный Фонд (грант № 19-12-00066).

### Литература

1. A. E. Willner, S. Khaleghi, M. R. Chitgarha et al. // J. Lightwave Technol. 2014. V. 32. P. 660.
2. J. L. Ma, M. T. Sun // Nanophotonics 2020. V. 9. P. 1341.

3. D. E. Chang, V. Vuletic, M. D. Lukin // Nat. Photonics 2014. V. 8. P. 685.
- A. Krasnok, M. Tymchenko, A. Alu // Mater. Today 2018. V. 21. P. 8.
4. G. P. Lin, A. Coillet, Y. K. Chembo // Adv. Opt. Photonics 2017. V. 9. P. 828.
5. J. I. Dadap, N. C. Panoiu, X. G. Chen et al. // Opt. Express 2008. V. 16. P. 1280.
6. S. S. Kharintsev, A. V. Kharitonov, S. K. Saikin et al. // Nano Lett. 2017. V. 17. P. 5533.
7. K. Koshelev, S. Kruk, E. Melik-Gaykazyan et al. // Science 2020. V. 367. P. 288.
8. I. Liberal, N. Engheta // Nat. Photonics 2017. V. 11. P. 149.
9. X. X. Niu, X. Y. Hu, S. S. Chu et al. // Adv. Opt. Mater. 2018. V. 6. Art. no. 1701292.
10. N. Kinsey, C. DeVault, A. Boltasseva et al. // Nat. Rev. Mater. 2019. V. 4. P. 742.
11. O. Reshef, I. De Leon, M. Z. Alam et al. // Nat. Rev. Mater. 2019. V. 4. P. 535.
12. Y. M. Yang, J. Lu, A. Manjavacas et al. // Nat. Phys. 2019. V. 15. P. 1022.
13. I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, I. V. Malysheva et al. // Opt. Lett. 2020. V. 45. P. 1866.
14. J. B. Khurgin, M. Clerici, V. Bruno et al. // Optica 2020. V. 7. P. 226.
15. J. Bohn, T. S. Luk, C. Tollerton et al. // Nat. Commun. 2021. V. 12, 1017.
16. S. S. Kharintsev, A. V. Kharitonov, A. M. Alekseev et al. // Nanoscale 2019. V. 11. P. 7710.
17. S. S. Kharintsev, A. V. Kharitonov, A. R. Gazizov et al. // ACS Appl. Mater. Inter. 2020. V. 12. P. 3862.
18. S. Suresh, O. Reshef, M. Z. Alam et al. // ACS Photonics 2021. V. 8. P. 125.
19. E. G. Carnemolla, L. Caspani, C. DeVault et al. // Opt. Mater. Express 2018. V. 8. P. 3392.
20. L. Caspani, R. P. M. Kaipurath, M. Clerici et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. no. 233901.
21. G. V. Naik, J. Kim, A. Boltasseva // Opt. Mater. Express 2011. V. 1. P. 1090.

## ENHANCED LINEAR AND NONLINEAR OPTICAL INTERACTIONS IN EPSILON-NEAR-ZERO MATERIALS

A.V. Kharitonov<sup>1,\*</sup>, S.S. Kharintsev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Department of Optics and Nanophotonics, Institute of Physics, Kazan Federal University  
420008, Kazan, Kremlevskaya, 18*

<sup>2</sup>*Institute of Applied Research, Academy of Sciences of the Republic of Tatarstan  
420111, Kazan, Bauman, 20*

\*e-mail: anvharitonov@stud.kpfu.ru

The ability to tune the dielectric permittivity to extremely low values opens up new ways for enhancing nonlinear optical interactions. It is widely anticipated that the cubic nonlinearity experience amplification when the excitation wavelength is tuned to the ENZ wavelength  $\lambda_{\text{ENZ}}$  ( $\text{Re}[\epsilon(\lambda_{\text{ENZ}})]=0$ ). In this work we demonstrate that the nonlinear refractive index  $n_2$  is generally enhanced at a different wavelength  $\lambda'$ . This shift occurs when  $\lambda_{\text{ENZ}}$  fall into the proximity of the resonance of the linear susceptibility. A new condition for enhancing the nondegenerate Kerr effect is deduced analytically. The obtained results contribute to the development of novel nonlinear photonic devices.

**Key words:** nanophotonics, nonlinear optics, ENZ photonics, plasmonics, Kerr effect, permittivity

## БЫСТРОЕ СОХРАНЕНИЕ ФОТОННОГО КУБИТА В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ВОЛНОВОДНО-РЕЗОНАТОРНОЙ СХЕМЕ

Ю.А. Харламова, Н.М. Арсланов, С.А. Моисеев\*

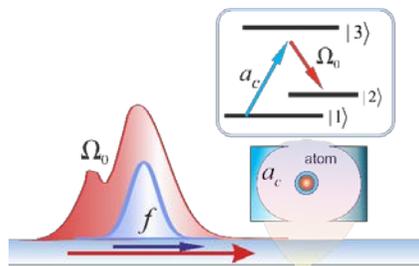
*Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский университет  
имени А.Н. Туполева  
420126, Казань, ул. Четаева 18а  
\*e-mail: samoi@yandex.ru*

Представлена эффективная схема быстрого сохранения фотонного кубита на трехуровневом атоме в высокодобротном резонаторе. Высокая эффективность сохранения обеспечивается найденным временным профилем контролирующего лазерного импульса оптимальным для параметров интегральной волноводно-резонаторной системы.

**Ключевые слова:** квантовая память, когерентный контроль, неадиабатический режим, трехуровневый атом, высокодобротный резонатор.

Быстрые манипуляции с фотонными кубитами в интегральных волноводно-резонаторных системах являются необходимыми в работе ряда устройств практической квантовой информатики. В последнее время большее внимание привлекают режимы сохранения фотонного кубита в атоме, расположенном в резонаторе, которые реализуются в условиях быстрого неадиабатического взаимодействия фотона с атомом [1-3] позволяя значительное ускорение квантовых операции и ослабляя негативное влияние релаксационных процессов. Реализация высокой эффективности в таких режимах сохранения фотонных кубитов остается нерешенной проблемой [1-4]. В данной работе мы разрабатываем оптимизированный протокол быстрой квантовой памяти, использующей неадиабатическое взаимодействие фотона с атомом. Протокол реализует контролируемый перенос фотонного волнового пакета в атом за счет рамановского перехода атома на долгоживущий незаселенный уровень благодаря выбору оптимальной временной формы управляющего лазерного импульса, использование которой повышает эффективность памяти близко к 100% и преодолевает трудность ранее предложенного протокола [4], состоящую в необходимости создания ненулевой начальной заселенности возбужденного долгоживущего состояния атома.

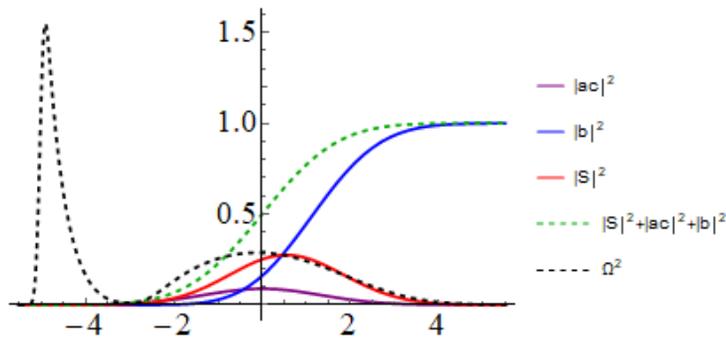
Предполагается, что однокотонный волновой пакет передается через волновод в высокодобротный резонатор, содержащий трехуровневый атом, находящийся в основном состоянии (Рис.1).



**Рис. 1.** Принципиальная схема протокола быстрой квантовой памяти: управляющее поле  $\Omega_0$  и фотонный волновой пакет  $f$  распространяются по волноводу и взаимодействуют с атомом через моду резонатора  $a_c$ . Управляющее поле  $\Omega_0$  обеспечивает перевод оптического возбуждения атома на его долгоживущее состояние  $|2\rangle$ . На вставке показаны атомные состояния и квантовые переходы

Условия согласования рассматриваемого протокола памяти справедливы только при определенных конкретных параметрах взаимодействия, которые обеспечивают оптимальное сохранение входного фотонного состояния в долгоживущее атомное состояние. Принимая для

конкретности гауссову временную моду входного волнового пакета фотонов и моделируя динамику взаимодействия при незначительной слабой релаксации и соблюдении точных резонансов, мы находим аналитическое решение для временного поведения частоты Раби контролирующего импульса для точного переноса возбуждения на долгоживущий атомный уровень [5]. Аналитическое решение для управляющей частоты Раби справедливо только в пределах некоторого диапазона времени, который зависит от выбранных параметров взаимодействия и формы входного волнового пакета фотона. Сохранение фотона происходит в асимптотическом режиме с плавным затуханием во времени управляющего поля (Рис. 2). Временное поведение частоты Раби обеспечивает необходимую зависящую от времени силу взаимодействия 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 на атомные состояния из волновода без его отражения от резонатора.



**Рис.2.** Поведение амплитуд  $S$  и  $b$  состояний атома  $|3\rangle$ ,  $|2\rangle$ , резонаторной моды  $a_c(t)$ , полной вероятности поглощения фотона  $|b(t)|^2 + |S(t)|^2 + |a_c(t)|^2$  и поведение управляющего импульса  $\Omega(t)$  для ширины фотона гауссовой формы  $\Delta_f = 0.529$ .

К тому времени, когда влетает сигнальный фотон, амплитуда частоты Раби падает, достигает своего минимума, который углубляется и перемещается к центру сигнального импульса  $a_c$  с увеличением его спектральной ширины. Затем частота Раби увеличивается и начинает в основном воспроизводить временное поведение формы волнового пакета фотона аналогично протоколу адиабатической памяти. Таким образом, неадиабатический режим быстрой квантовой памяти существенно отличается от медленного адиабатического протокола на первом этапе взаимодействия входного однофотонного волнового пакета с атомом резонатора.

Описанный механизм быстрого неадиабатического сохранения и считывания одиночных фотонов имеет общий характер и может быть использован для инициализации других квантовых устройств, содержащих одиночные атомы в резонаторе.

Работа выполнена в рамках госзадания – соглашение № 02.03.2020 №00075-02-2020-051/1 реестр №78 КБК 01104730290059611.

### Литература

1. Giannelli L., Schmit T., Calarco T. et al. // New Journal of Physics 2018. V. 20
2. Morin O. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123, P. 133602.
3. Macha T., Urunuela E., Alt W. et al // Phys. Rev. A 2020. V 101, P. 053406.
4. Dille J., Nisbet-Jones P., W. Shore B., and Kuhn A// Phys. Rev. A 2012. V.85, P.023834
5. Arslanov N.M., Moiseev S.A. // Journal of Russian Laser Research. 2021. V.42, P. 378–387

## **FAST STORAGE OF A PHOTONIC QUBIT IN AN INTEGRATED WAVEGUIDE RESONATOR SCHEME**

**Yu.A. Kharlamova, N.M. Arslanov, S.A. Moiseev\***

Kazan Quantum Center, Kazan National Research University  
named after A. N. Tupolev  
420126, Kazan, 18a Chetaeva str.  
\*e-mail: samoi@yandex.ru

An effective scheme of fast storage of a photonic qubit on a three-level atom in a high-Q resonator is presented. The high storage efficiency is provided by the found time profile of the controlling laser pulse optimal for the parameters of the integrated waveguide-resonator system

**Key words:** quantum memory, non-adiabatic storage, coherent control, single photon, three-level atom, QED cavity.

## ЭХО-СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОКОМПОЗИТОВ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

О.Х. Хасанов<sup>1,\*</sup>, Г.А. Русецкий<sup>1</sup>, О.М. Федотова<sup>1</sup>, Т.Г. Митрофанова<sup>2</sup>, В.В. Самарцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению  
220072, Беларусь, Минск, ул. П. Бровки 19

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, «Казанский научный центр  
Российской академии наук», Россия  
420029, Россия, Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

\*e-mail: olkhas@mail.ru

Анализируются особенности фотонного эхо на экситонных переходах в нанокompозитах с полупроводниковыми квантовыми точками, обладающими собственным дипольным моментом. Предсказывается наблюдение эхо-откликов на кратных частотах, а также терагерцовых сигналов. Проводится анализ условий пространственного синхронизма генерируемых откликов и времени их наблюдения при использовании неколлинеарной схемы эксперимента. Обсуждаются механизмы, ответственные за генерацию высокочастотных и низкочастотных откликов.

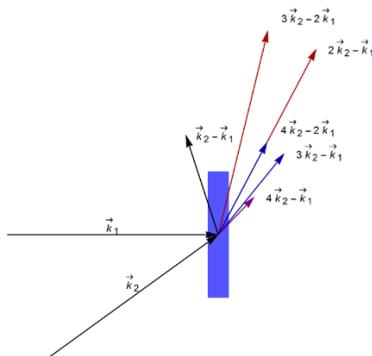
**Ключевые слова:** полупроводниковые квантовые точки, экситонные состояния, собственный дипольный момент, сигналы эхо, кратные и терагерцовые частоты.

Исследуется процесс генерации сигналов фотонного эхо (ФЭ) в наноструктурах с полупроводниковыми квантовыми точками (КТ) на экситонных переходах с использованием неколлинеарной схемы возбуждения. Как показано в ряде работ, большие значения собственных дипольных моментов (СДМ) экситонов, которые могут превышать сотни Дебай, присущи многим полупроводниковым КТ, включая КТ ZnO. Так в работе [1] выявлены и измерены собственные дипольные моменты электронейтральных экситонов и положительно заряженных трионов в самоорганизованных КТ InAs/GaAs. Как показано в [2], пространственное разделение электрона и дырки в указанных КТ достигает 2.5 нм. В КТ ZnO СДМ в 11.4 и в 5.21 раз больше, чем в CdSe и CdS, соответственно [3]. Насколько нам известно, влияние СДМ на сигналы ФЭ должным образом не исследовано.

Принимая во внимание большой потенциал наноструктур с КТ для множества приложений, настоящая работа нацелена на детальный анализ эхо-откликов, обусловленных влиянием СДМ. Как показывает анализ, взаимодействие СДМ экситонов со световым импульсным пучком эквивалентно возбуждению ансамбля КТ многочастотным полем с набором кратных гармоник. С учетом правил отбора учитывается одно- и двухквантовые переходы между резонансными уровнями. Учитываются функции распределения ориентаций СДМ экситонов и их величины в нанокompозитах, а также влияние локального поля. Предсказывается наблюдение высокочастотных (на кратных частотах) и низкочастотных (терагерцовых) эхо-сигналов. Рисунок 1 демонстрирует условия пространственного синхронизма эхо-откликов на удвоенной, утроенной и терагерцовой частотах. В условиях неколлинеарной схемы возбуждения нанокompозита двумя импульсами света эхо на удвоенной частоте будет излучаться в направлении  $(3\vec{k}_2 - \vec{k}_1)$ , на утроенной в направлении  $(4\vec{k}_2 - \vec{k}_1)$ , а на терагерцовой частоте в направлении  $(\vec{k}_2 - \vec{k}_1)$ . Чем больше несущая частота отклика, тем ниже его интенсивность. Другими словами, наиболее интенсивным будет первичное фотонное эхо. Сигнал эхо на удвоенной и терагерцовой частотах пропорционален СДМ, в то время как на утроенной частоте он пропорционален квадрату СДМ. Представленный на рисунке отклик на резонансной частоте с волновым вектором  $(3\vec{k}_2 - 2\vec{k}_1)$  обусловлен влиянием локального поля.

Как показывает анализ, при выделенном направлении ориентации СДМ экситонов одно- и двухквантовые переходы будут давать вклад в четные и нечетные гармоники сигнала эхо. В

отсутствие выделенного направления одноквантовые процессы дают вклад в нечетные гармоники эхо, а двухквантовые – в четные.



**Рис. 1.** Схема возбуждения сигнала первичного фотонного эхо и его гармоник

Относительно влияния пространственной дисперсии дипольных моментов на эхо-отклики, отметим, что заметно она будет влиять только на четные гармоники. На сигнал первичного ФЭ, так же, как и на его нечетные гармоники пространственная дисперсия практически не действует. Говоря о природе эхо-откликов на кратных и терагерцовых частотах, следует отметить, что излучаемый сигнал первичного ФЭ параметрически возбуждает гармоники как на кратных частотах, так и на терагерцовой частоте. Поэтому все эхо-отклики будут генерироваться в один и тот же момент времени.

### Литература

1. Mar J D, Baumberg J J, Xu X L, Irvine A C and Williams D A //Phys. Rev. 2017. V. B 95. 201304(R)
2. Warburton R J, Schulhauser C, Haft D, et al.// Phys. Rev. 2002 B V. 65 2282.
3. Shim M and Guyot-Sionnest P The Journal of Chemical Physics, 1999 V. 111, 6955

## ECHO-SPECTROSCOPY OF NANOCOMPOSITES WITH SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS

О.К. Khasanov<sup>1,\*</sup>, G.A. Rusetsky<sup>1</sup>, O.M. Fedotova<sup>1</sup>, T.G. Mitrofanova<sup>2</sup>, V.V. Samartsev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Scientific-Practical Materials Research Centre NASB,  
P.Brovki str.19, Minsk 220072, Belarus

<sup>2</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute KSC RAS  
Sibirsky tract 10/7, 420029, Kazan, Russia

\*e-mail: olkhas@mail.ru

Photon echo features at exciton transitions in nanocomposites with semiconductor quantum dots with permanent dipole moments are analyzed. The observation of echo signals at multiple as well as at terahertz frequencies is predicted. Phase matching conditions and observation time of echo responses under noncollinear experimental scheme are analyzed. The origin of high- and low-frequency signals is discussed.

**Key words:** semiconductor quantum dots, exciton states, permanent dipole moment, echo signals, multiple and terahertz frequencies.

# ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕКЛОВАНИЯ ПОЛИМЕРА С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОПЛАЗМОННОЙ МЕТАПОВЕРХНОСТИ

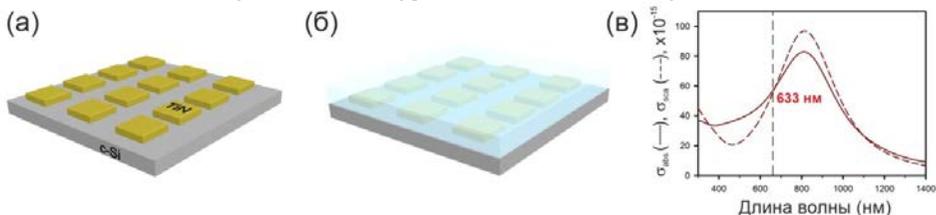
Е.А. Черных\*, С.С. Харинцев

*Казанский Приволжский Федеральный Университет, Институт физики  
420008, Казань, ул. Кремлевская, 16а  
\*e-mail: elenorchernykh@gmail.ru*

В данной работе мы демонстрируем технологию управления оптическим нагревом полимерных пленок с помощью тугоплавкой метаповерхности для регистрации температуры стеклования пространственно ограниченных полимеров. Метаповерхность представляет собой массив наноантенн из нитрида титана квадратной формы на кремниевой подложке. При непрерывном лазерном освещении в условиях плазмонного резонанса наноантенны испытывают аномальный Джоулев нагрев, который приводит к росту температуры окружающей среды. Этот эффект дает уникальную возможность для локального исследования фазовых переходов различных материалов. Мы регистрируем контролируемый тепловой отклик наноантенн при непрерывном лазерном освещении с помощью термометрии комбинационного рассеяния света подложки и показываем, что оптический нагрев можно регулировать путем ее экстремизации.

**Ключевые слова:** плазмонный резонанс, комбинационное рассеяние света, термоплазмоника, температура стеклования, тугоплавкая метаповерхность, оптический нагрев, нитрид титана.

При оптическом освещении наночастицы благородных металлов могут играть роль эффективных наносточников тепла. Эффект нагрева становится особенно сильным, когда наночастицы освещаются в условиях плазмонного резонанса. Такое поведение стало основой для развития таких областей термоплазмоники, как фототермическая терапия рака [1], высвобождение лекарств [2], нанохирургия [3], нанотермометры [4], термофотовольтаика [5], нанохимия [6]. Благодаря плазмонным наноструктурам возможно создание локализованного тепла в объеме размером нескольких нанометров с изменением температуры до десятков или даже сотен градусов (К) с помощью лазерного освещения, в то время как температура всего образца и окружающей среды остаются неизменной. Этот подход может быть полезен в таких областях как физика полимеров и жидких кристаллов, где локально исследуются фазовые переходы в многофазных смесях, гетерогенных тонких пленках и пространственно-ограниченных структурах. Однако материал наноструктур должен быть стабильным к высокотемпературным условиям эксплуатации. Таким материалом является нитрид титана (TiN), который стал многообещающим плазмонным материалом из-за его тугоплавких свойств (температура плавления 2930 °С), химической стабильности и хорошей проводимости. Кроме того, TiN является биосовместимым среди многих других плазмонных материалов.

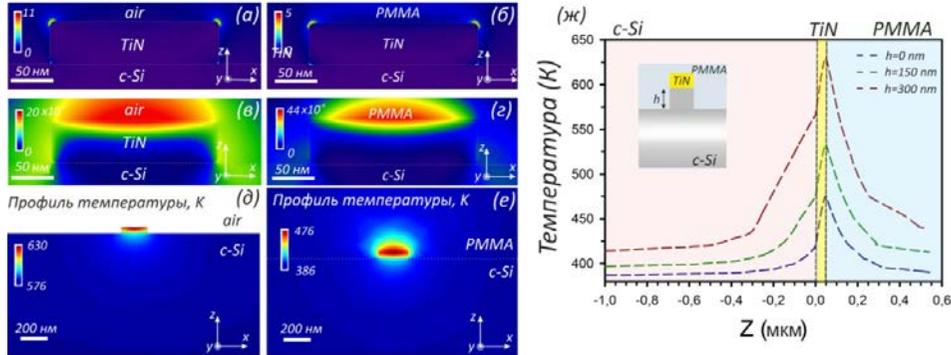


**Рис. 1.** (а) Схема плазмонной метаповерхности из массива TiN наноструктур на кремниевой подложке; (б) Схема плазмонной метаповерхности, покрытой тонкой пленкой ПММА; (в) FDTD расчеты спектров сечения поглощения и рассеяния плазмонной наноструктуры квадратной формы  $200 \times 200 \text{ nm}^2$ .

В связи с вышеизложенным мы представляем исследование контролируемого локального нагрева и определения температуры стеклования пленки полиметилметакрилата (ПММА)

толщиной 100 нм с использованием тугоплавкой плазмонной метаповерхности TiN, которая представляет собой массив наноструктур идентичной формы на кремниевой (Si) подложке экспериментально и с помощью численного моделирования.

На рисунке 1(а) изображена метаповерхность, представляющая собой массив наноструктур – параллелепипедов из нитрида титана размером 200×200 нм<sup>2</sup>, расположенных на кремниевой подложке. Тонкая полимерная пленка ПММА наносилась на метаповерхность методом центрифугирования (рис.1б). Метаповерхность облучалась лазерным излучением с длиной волны 633 нм, апертурой N.A. = 0.9, при этом локальное тепловыделение было обусловлено мощностью накачки и ее изменением до 16 мВт, что соответствует интенсивности 5 МВт/см<sup>2</sup>. Сечения поглощения и рассеяния для наноструктуры на нашей длине волны близки друг к другу, что обеспечивает хорошее усиление поля, а значит повышенное тепловыделение (рис.1 (б)).



**Рис. 2.** (а,б) FDTD-моделирование электрических полей около наноструктуры TiN в воздухе и ПММА; (в,г) FDTD-моделирование магнитных полей около наноструктуры TiN в воздухе и ПММА; (д,е) FEM-моделирование распределения температуры нагрева наноструктуры TiN в воздухе и ПММА; (ж) Расчетный профиль температуры 200 нм TiN антенны для разной высоты кремниевых столбов.

На рисунке 2(а,с) показано трехмерное моделирование напряженности электрического и магнитного поля (рис. 2(в,г)) во временной области вокруг площадки TiN на подложке c-Si (100), которое было выполнено с помощью решателя Lumerical FDTD. Комплексная диэлектрическая проницаемость TiN определялась методом спектроскопической эллипсометрии при комнатной температуре. Моделирование стационарного распространения тепла (рис. 2(д,е)) проводилось с помощью численного моделирования FEM (метод конечных элементов) с помощью решателя Lumerical DEVICE. Мы использовали следующие значения теплопроводности:  $k_{TiN} = 29$  Вт/мК,  $k_{PMMA} = 0,19$  Вт/мК,  $k_{Air} = 0,026$  Вт/мК,  $k_{Si} = 148$  Вт/мК. Предполагалось, что теплопроводность всех компонентов не зависит от температуры. Плотность тепловой мощности рассчитывалась при моделировании FDTD.

Мощность света, поглощаемого наночастицей TiN, является источником тепла внутри наноструктуры и составляет:

$$P = \int_V p(r) dV = \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \int_V J^*(r) E(r) dV \right] = \sigma_{abs} I, \quad (1)$$

где  $p(r)$  – плотность мощности,  $J$  – плотность тока,  $\sigma_{abs}$  – сечение поглощения,  $I = c \epsilon_0 n_s |E_0|^2 / 2$  ( $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $c$  – скорость света,  $n_s$  – показатель преломления окружающей среды и  $E_0$  напряженность внутреннего электрического поля).

В стационарном режиме уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\nabla [k(r) \nabla T(r)] = -p(r), \quad (2)$$

где  $k$  – теплопроводность среды и предполагается, что она не зависит от температуры. Для наноструктуры, покрытой слоем полимера ПММА, приращение температуры имеет вид:

$$\Delta T = \frac{q}{4\pi k_{\text{ПММА}} \beta L} = \frac{\sigma_{\text{abs}} I}{4\pi k_{\text{ПММА}} \beta L}, \quad (3)$$

где  $\beta$  – геометрический форм-фактор,  $L$  – поперечный размер наноструктуры.

Максимальная температура нагрева TiN составляла 630 К на воздухе (рис. 2 (д)), и 476 К, когда TiN был покрыт ПММА (рис. 2 (е)). Такого нагрева достаточно для достижения стеклования полимерной пленки ПММА ( $T_g = 383$  К). Для полимеров с более высокой температурой стеклования этого нагрева может быть недостаточно. В связи с этим мы предлагаем следующий подход к решению данной проблемы, а именно дополнительное улучшение преобразования света в тепло. Это может быть достигнуто за счет эффекта ограниченной подложки, например, путем формирования кремниевых столбов некоторой высоты под TiN наноструктурами (рис. 2(ж)). Рассматривая новую геометрию эксперимента (рис. 2 (ж)), где параллелепипед расположен на кремниевом столбике высотой  $h$  и решая уравнение (2), получаем:

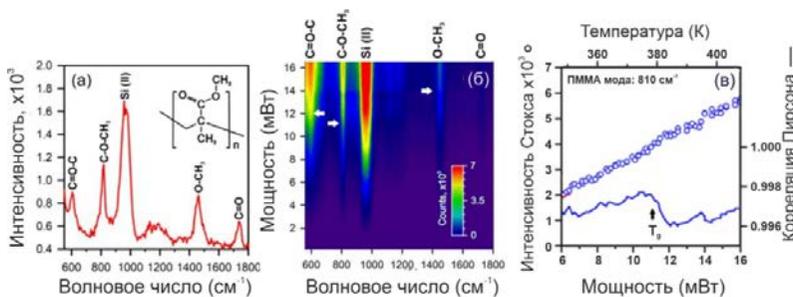
$$\delta T = \frac{\sigma_{\text{abs}} I}{4\pi k_{\text{ПММА}} \beta L} \cdot \frac{1}{r}. \quad (4)$$

Внутри параллелепипеда из TiN приращение температуры соответствует параболическому выражению:

$$\delta T = \delta T_{\text{TiN}} + \frac{\sigma_{\text{abs}} I}{6k_{\text{TiN}}} (L^2 - r^2). \quad (5)$$

На рисунке 2(ж) показано моделирование температуры нагрева показано для трех высот столбца Si (без столбца, 150 нм и 300 нм). Верхняя поверхность параллелепипеда из TiN нагревается до 176 К при отсутствии колонны. Однако по мере увеличения высоты столбца мы наблюдаем гораздо большие приращения температуры, а именно 232 К и 329 К на верхней поверхности, соответственно, для высоты 150 нм и 300 нм. Таким образом, чем выше столбец Si, тем достигается большее повышение температуры.

Когда температура полимера приближается к температуре стеклования ( $T_g$ ), некоторое количество тепла идет на размораживание колебательных и вращательных мод, и полимер начинает размягчаться. Это означает, что при прохождении  $T_g$  мы должны наблюдать замедление падения интенсивности пика комбинационного рассеяния света. В результате возникает характерный излом на температурной зависимости интенсивности пика комбинационного рассеяния света. На рис. 3(а) показан спектр комбинационного рассеяния пленки ПММА. На рис. 3б показаны спектры комбинационного рассеяния ПММА на подушке из TiN при различных мощностях накачки. В линейном режиме интенсивность Стокса пропорциональна интенсивности накачки. Интенсивности Стоксовых линий соответствуют следующим модам колебаний:  $601 \text{ см}^{-1}$  (C=O–C),  $810 \text{ см}^{-1}$  (C–O–CH<sub>3</sub>),  $1460 \text{ см}^{-1}$  (O–CH<sub>3</sub>). Стоксова интенсивность не меняется до тех пор, пока не произойдет стеклование. На рисунке 3(в) изображены графики интенсивностей Стокса линии  $810 \text{ см}^{-1}$  (C–O–CH<sub>3</sub>) для ПММА на TiN наноструктуре (синие круги) и функция корреляции Пирсона в зависимости от мощности накачки. Локальная температура стеклования тонкой пленки ПММА была определена по изгибу в поведении кумулятивной корреляции Пирсона. Температура нагрева определялась с помощью термометрии комбинационного рассеяния света по отношению интенсивностей линий Анти-Стокса и Стокса. Используя плазмонную тугоплавкую метаповерхность, были найдены следующие значения локальной  $T_g$  для различных колебательных мод:  $110 \pm 6 \text{ }^\circ\text{C}$  ( $601 \text{ см}^{-1}$ ),  $103 \pm 5 \text{ }^\circ\text{C}$  ( $810 \text{ см}^{-1}$ ) и  $120 \pm 7 \text{ }^\circ\text{C}$  ( $1460 \text{ см}^{-1}$ ).



**Рис. 3.** (а) Спектр комбинационного рассеяния света полимерной пленки ПММА; (б) Спектры комбинационного рассеяния света пленки ПММА, нагреваемой TiN; (в) График температурной зависимости интенсивности стоксовой линии  $810\text{ см}^{-1}$  полимерной пленки ПММА.

Полученные значения температур стеклования для отдельных мод колебаний ПММА хорошо согласуются со значением температуры стеклования, полученной методом ДСК, а именно  $109\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Диапазон локальной  $T_g$  связан с разной динамикой размораживания колебательных мод. Таким образом, мы заключаем, что спектроскопия комбинационного рассеяния с использованием термоплазмонной метаповерхности представляет собой высокочувствительный инструмент для контроля температуры стеклования пространственно ограниченных полимеров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №20-32-90090. Харинцев С.С. благодарит за финансовую поддержку Российского научного фонда (№ 19-12-00066) в проведении численных расчетов методом FDTD.

#### Литература

- Gobin A. M., Lee M. H., Halas N. J. et al. // *Nano Letters*. 2007. V. 7. P. 1929.
- Jain P. K., El-Sayed I. H., El-Sayed M. A. // *Nano Today*. 2007. V. 2. P. 18.
- Urban A., Pfeiffer T., Fedoruk M. et al. // *ACS Nano*. 2011. V. 5. P. 3585.
- Carattino A., Caldarola M., Orrit M. // *Nano Letters*. 2018. V. 18. P. 874.
- Li W., Guler U., Kinsey N. et al. // *Advanced Materials*. 2014. V. 26. P. 7959.
- Jin C., Li Z., Williams R., Lee K. et al. // *Nano Letters*. 2011. V. 11. P. 4818.

## OPTICAL PROBING OF THE GLASS TRANSITION TEMPERATURE OF A POLYMER BY USING A THERMOPLASMONIC METASURFACE

E.A. Chernykh<sup>1,\*</sup>, S.S. Kharintsev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Kazan Federal University, Institute of Physics  
420008, Kazan, Kremlevskaya str., 16a  
\*e-mail: elenorchernykh@gmail.ru*

In this work, we demonstrate the technology for controlling the optical heating of polymer films using a refractory metasurface to determination of the glass transition temperature of spatially confined polymers. The metasurface is an array of square titanium nitride nanoantennas on a silicon substrate. Under continuous laser illumination nanoantennas experience anomalous Joule heating under conditions of plasmon resonance, which leads to an increase in temperature of environment. This effect provides a unique opportunity for local investigation of phase transitions in various materials. We record the controlled thermal response of nanoantennas under continuous laser illumination using Raman thermometry of the substrate and show that optical heating can be controlled by extrusion of silicon pillars under titanium nitride pads.

**Key words:** plasmon resonance, Raman scattering, thermoplasmonics, glass transition temperature, refractory metasurface, optical heating, titanium nitride.

## ОПТИЧЕСКИЕ ЧАСТОТНЫЕ ГРЕБЕНКИ В ЛАЗЕРЕ С ПЕРЕКЛЮЧАЕМОМ УСИЛЕНИЕМ В РЕЖИМЕ ЗАТЯГИВАНИЯ

А.Е. Шитиков<sup>1\*</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>, Е.А. Лоншаков<sup>1</sup>,  
И.А. Биленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр

143026, Москва, Сколково, ул. Новая, д. 100 А

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

119991, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1

\*e-mail: shartev@gmail.com

В данной работе экспериментально исследуется эффект затягивания лазерного диода в режиме переключаемого усиления на высокочастотный микрорезонатор с модами шепчущей галереи. Мы обнаружили, что линии гребенки, генерируемые лазером с переключением усиления, значительно сужаются в результате затягивания. Мы продемонстрировали, что такая гребенка остается стабильной, и исследовали ее спектральные характеристики. Ширина лоренцевой линии зубцов гребенки сужается до суб-килогерцового уровня, как и для лазера без модуляции усиления в режиме затягивания. Такой подход позволяет создавать высококонтрастные электрически перестраиваемые гребенки оптических частот с регулируемым частотным интервалом в широком диапазоне от 10 кГц до 10 ГГц.

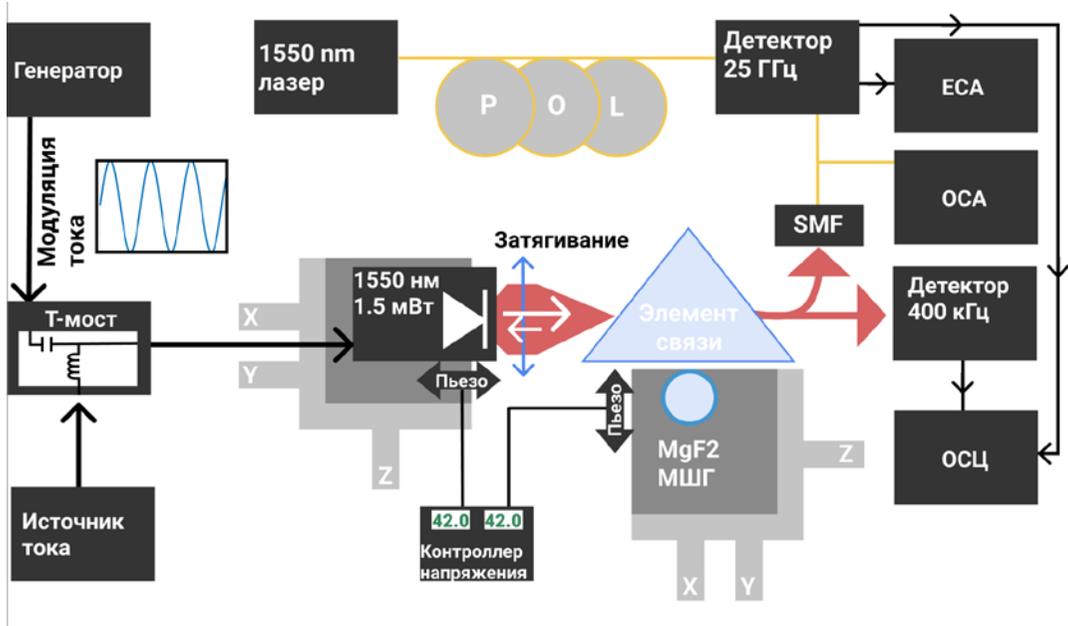
**Ключевые слова:** моды шепчущей галереи, микрорезонатор, переключаемое усиление, оптические частотные гребенки, эффект затягивания.

Эффект затягивания частоты лазерного диода на собственную частоту моды типа шепчущей галереи (МШГ) высокочастотного микрорезонатора является широко используемым способом стабилизации лазерных источников и получения узкой ширины линии генерации. Обратное рассеяние Рэлея обеспечивает пассивную частотно-селективную обратную связь на частоте МШГ микрорезонатора. Накачка МШГ диодным лазером в режиме затягивания позволяет достичь ширины линии менее килогерца и наблюдать нелинейные эффекты в микрорезонаторах МШГ, в частности, может обеспечивать возбуждение оптических частотных гребенок и диссипативных керровских солитонов [3-5].

Использование диодного лазера с переключением усиления – еще один способ генерации частотной гребенки [6]. В случае лазеров с переключением усиления широко используется метод захватывания, когда второй лазер с более узкой линией через циркулятор светит непосредственно в лазер с переключаемым усилением, тем самым навязывая свою когерентность. Тем не менее, ширина линии гребенки по-прежнему ограничена шириной линии задающего лазера. С другой стороны, метод затягивания позволяет достичь ширины линии менее килогерца без какой-либо электроники и систем обратной связи. Использование метода затягивания для стабилизации лазера с переключением усиления может обеспечить превосходную стабилизацию лазера в сочетании с гибкостью гребенки с переключением усиления [7].

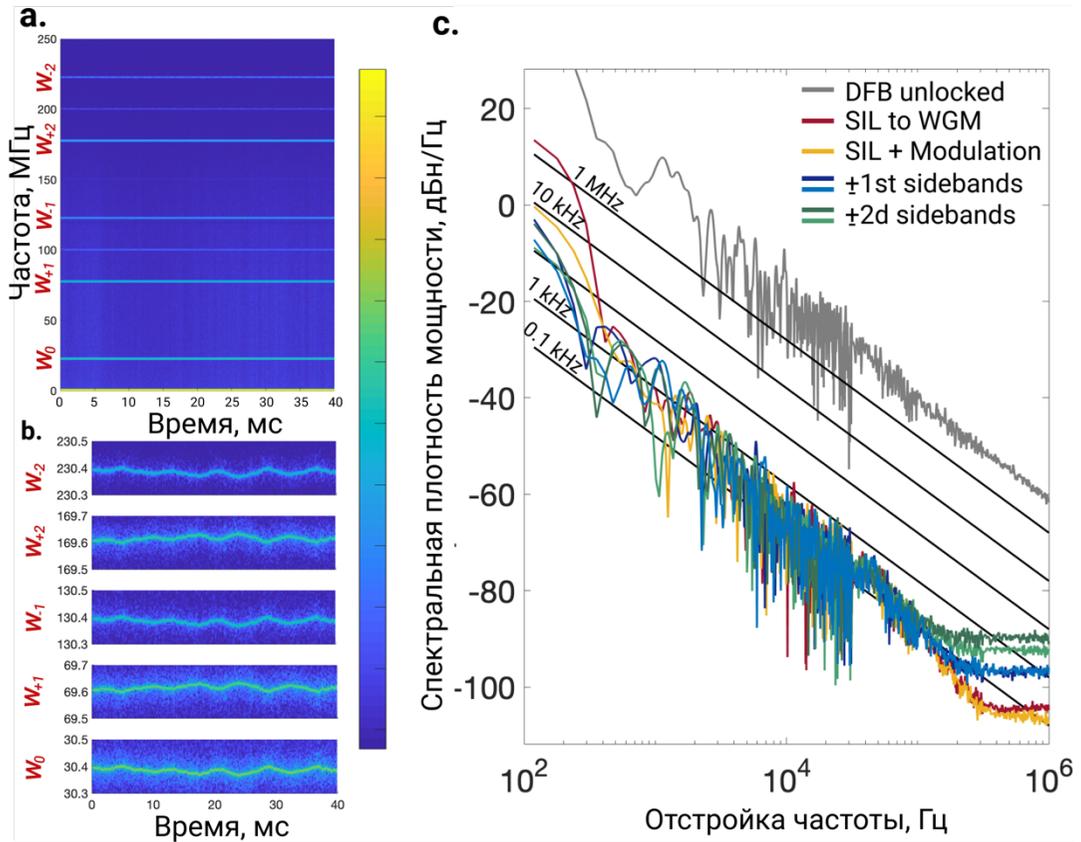
В данной работе мы экспериментально продемонстрировали, что реализация эффекта затягивания лазерного диода в режиме переключения усиления возможна и стабильна. В качестве накачки мы использовали обычный непрерывный лазерный диод DFB с длиной волны 1550 нм и оптической мощностью 1,5 мВт, а его ток питания модулировался через Т-мост. Лазер возбуждал моды типа шепчущей галереи в микрорезонаторе из фторида магния с собственной добротностью  $4 \times 10^8$ . Возбуждение МШГ осуществлялось с помощью призматического элемента связи. Диапазон затягивания при критической связи превышал 1 ГГц. Мощность лазера не превышала 1,5 мВт, что обеспечивает линейный режим затягивания. Расстояние между линзой лазерного диода и микрорезонатором, а также между элементом связи и микрорезонатором точно контролировалось пьезоактуаторами для управления набегом

фазы обратной связи и величины нагружения – ключевыми параметрами для затягивания [8]. Результирующая ширина линии в режиме затягивания была менее 1 кГц. Прошедшее излучение заводилось в одномодовое оптическое волокно. Затем с помощью волоконного делителя оно смешивалось с излучением эталонного лазера с изолятором, мгновенная ширина линии которого составляет менее 100 Гц, для реализации схемы гетеродинирования, см. Рис. 1.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки для генерации частотных гребенок затянутым лазером с переключаемым усилением.

Для анализа процесса стабилизации лазера с переключением усиления использовался метод спектрограмм. Спектрограмма – это визуальное представление зависимости спектральной плотности мощности от времени. Она позволяет визуализировать динамику спектра генерируемого сигнала. Спектрограммы позволяют уточнить временную динамику эффекта затягивания. Переданный сигнал от микрорезонатора смешивался с сигналом эталонного лазера, и сигнал биений оцифровывалась на осциллографе с частотой дискретизации до 2,5 Гвыб/с. Затем рассчитывалось оконное преобразование Фурье. Частота DFB-лазера и частота опорного лазера были постоянными, остаточные отклонения частоты отражают стабильность сигнала. Спектрограмма центральной части гребенки с разнесением частот 100 МГц представлена на Рис. 2 (а, б). На панели (а) представлены пять центральных линий  $\omega_{0,\pm 1,\pm 2}$ . На панели (б) эволюция линий представлена в увеличенном масштабе 200 кГц. Можно видеть, что частоты колеблются в диапазоне  $\pm 20$  кГц в течение 40 мс. На панели (с) представлена односторонняя спектральная плотность мощности фазового шума сигнала биений опорного лазера и исследуемого лазера в различных режимах. Серая линия соответствует лазеру без стабилизации. Красная линия соответствует затянутому лазеру без применения модуляции усиления. Остальные линии – это центральная линия и две боковые полосы с каждой стороны затянутого лазера в режиме переключения усиления. Черные линии – это асимптоты, соответствующие ширине линий 0.1, 1, 10, 100 кГц и 1 МГц. Видно, что для частот выше 1 кГц значения спектральной плотности находятся ниже асимптоты 1 кГц. Стабилизация в результате затягивания эффективна при коротких временах усреднения, выше 1 кГц преобладают флуктуации из-за температурной нестабильности. Чем ниже мощность зубцов гребенки, тем выше плато для частот отстройки, близких к МГц.



**Рис. 1.** (а) Спектрограмма пяти центральных линий лазера с переключаемым усилением в режиме затягивания  $\omega_{0,\pm 1,\pm 2}$ . (б) Эволюция линий в увеличенном масштабе 200 кГц. (с) Односторонняя спектральная плотность мощности фазового шума сигнала биений опорного лазера и исследуемого лазера в различных режимах.

Было обнаружено, что затягивание приводит к сужению линий гребенки лазера с переключаемым усилением и, как следствие, к значительному увеличению контраста гребенки. Измеренные ширины центральной линии и зубцов гребенки не превышали 1 кГц. Мы обнаружили, что спектральная плотность фазового шума остается ниже асимптоты 1 кГц для интервалов времени до 1 мс, причем даже этот уровень вероятно определяется опорным лазером. Стабилизацию на более длительных интервалах времени можно улучшить, добавив активную термостабилизацию. Эти результаты могут быть особенно полезны для спектроскопии и высокоскоростной когерентной волоконно-оптической передачи данных.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект 20-12-00344).

### Литература

1. Kondratiev N.M., Lobanov V.E., Cherenkov A.V. et al. // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 28167.
2. Shitikov A.E., Benderov O.V., Kondratiev N.M. et al. // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 14(6). P. 064047.
3. Pavlov N.G., Koptyaev S., Lihachev G.V. et al. // Nature Photon. 2018. V. 12(11). P. 694.
4. Raja A.S., Voloshin A.S., Guo H. et al. // Nature Comm. 2019. V. 10. P. 680.
5. Voloshin A.S., Kondratiev N.M., Lihachev G.V. et al. // Nature Comm. 2021. V. 12. P. 235.
6. Anandarajah P.M., Maher R., Xu Y.Q. et al. // IEEE Photonics Journ. 2011. V. 3. P. 112.

7. Shitikov A.E., Lobanov V.E., Kondratiev N.M. et al. // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. V. 064066.
8. Galiev R.R., Kondratiev N.M., Lobanov V.E. et al. // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 14(1). P. 014036.

## OPTICAL FREQUENCY COMBES IN A GAIN-SWITCHED LASER IN SELF-INJECTION LOCKING REGIME

A.E. Shitikov<sup>1,\*</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>, N.M. Kondratiev<sup>1</sup>, E.A. Lonshakov<sup>1</sup>, I.A. Bilenko<sup>2,3</sup>

*<sup>1</sup>Russian Quantum Center*

*143026 100A Novaya str., Skolkovo, Russia*

*<sup>2</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*

*119991 1-2 Leninskie Gory, Moscow, Russia*

*\*e-mail: shartev@gmail.com*

In this work, we experimentally study the effect of self-injection locking of a laser diode in the gain-switched mode to a high-quality-factor microcavity with whispering gallery modes. We have found that the comb lines generated by the gain-switched laser are significantly narrowed by self-injection locking. We have demonstrated that such a comb remains stable and investigated its spectral characteristics. The width of the Lorentzian line of the comb teeth narrows to the sub-kilohertz level, as for a laser without gain-switching in the self-injection locking regime. This approach paves the way to creation of high-contrast electrically tunable optical frequency combs with an adjustable frequency interval between the lines in a wide range from 10 kHz to 10 GHz.

**Key words:** Whispering gallery modes, microresonator, gain-switched laser diode, optical frequency combs, self-injection locking effect.

# САМОВОЗДЕЙСТВИЕ И ФОРМИРОВАНИЕ АКСИАЛЬНО НЕСИММЕТРИЧНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ В КОЛЬЦЕВОМ ЛАГЕРР-ГАУССОВОМ ПУЧКЕ С ВОЗМУЩЕНИЯМИ

А.А. Дергачев<sup>1</sup>, Ф.И. Сойфер<sup>1,2</sup>, С.А. Шленов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет, физический факультет  
119991, Москва, Ленинские горы, дом 1, стр. 2

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840 г. Москва, г. Троицк, ул. Физическая, 5

\*e-mail: shlenov@physics.msu.ru

Рассмотрено формирование оптического вихря с помощью спиральной фазовой пластинки в зашумлённом гауссовом пучке и представлены результаты численного исследования самовоздействия вихревого пучка фемтосекундного излучения с экспериментально зарегистрированным профилем интенсивности на длине волны 1800 нм.

**Ключевые слова:** вихревой пучок, самовоздействие, фемтосекундный импульс, множественная филаментация, критическая мощность

Физическая картина фемтосекундной лазерной филаментации [1] подробно изучена для гауссовых пучков и активно исследуется для пучков более сложной формы, включая оптические вихри с винтовой дислокацией фазы [2-3]. Для аксиально симметричных оптических вихрей в кольцевых пучках критическая мощность излучения, превышение которой даёт старт процессу филаментации, в несколько раз больше критической мощности гауссова пучка [4-5]. Это позволяет рассчитывать на большую энергию в филаменте кольцевого оптического вихря в сравнении с унимодальным гауссовым пучком. Однако аксиальная симметрия пучка с единственной дислокацией фазы на оси может быть нарушена уже в процессе его формирования, и тогда на кольцевом распределении интенсивности возникает несколько горячих точек, в которых возможно развитие множественной филаментации.

В настоящей работе рассмотрено формирование оптического вихря из гауссова пучка с помощью спиральной фазовой пластинки. Исследовано влияние неоднородностей исходного пучка и рельефа фазовой пластинки. Выполнены численные эксперименты по самовоздействию оптического вихря с возмущениями в модели лагерр-гауссова пучка с радиальным числом  $n = 0$  и порядком оптических вихрей  $m = 1$ .

Показано, что для зарегистрированного в эксперименте [6] профиля интенсивности вихревого пучка на длине волны 1800 нм с двумя диаметрально расположенными горячими точками критическая мощность самофокусировки примерно в 2 раза превышает критическую мощность гауссова пучка. При этом она на 30-40% больше, чем у пучка с тем же профилем интенсивности, но с плоским фазовым фронтом. При достаточно большой пиковой мощности импульса образуются два независимо формирующихся филамента.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект № 18-12-00422).

## Литература

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 3. С. 205.
2. Короленко П.В. Оптические вихри. // СОЖ, 1998. №6. С. 94.
3. Aksenov V.P., Kolosov V.V., Pogutsa С.Е. // J. of Optics. 2013. V. 15. P. 044007.
4. Kruglov V.I., Logvin Yu.A., Volkov V.M. // J. Mod. Optics. 1992. V. 39, P. 2277.
5. Vuong L.T., Grow T.D., Ishaaya A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 133901.
6. Шленов С.А., Васильев Е.В., Чекалин С.В. и др. // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. Вып. 3. С. 400.

# SELF-ACTION AND FORMATION OF AN AXIALLY ASYMMETRIC OPTICAL VORTEX IN ANNULAR LAGUERRE-GAUSSIAN BEAM WITH PERTURBATIONS

A.A. Dergachev<sup>1</sup>, F.I. Soyfer<sup>1,2</sup>, S.A. Shlenov<sup>1,\*</sup>

*<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics  
Leninskie Gori 1, bld. 2, Moscow, 119991 Russia*

*<sup>2</sup>Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences  
Fizicheskaya Str. 5, Troitsk, Moscow, 108840 Russia*

\*e-mail: shlenov@physics.msu.ru

The formation of an optical vortex using a spiral phase plate in a noisy Gaussian beam is considered and the results of the numerical study of the self-action of a femtosecond pulsed vortex beam with the experimentally registered intensity profile at the wavelength of 1800 nm are presented.

**Key words:** vortex beam, self-action, femtosecond pulse, multiple filamentation, critical power

## КИНЕТИКА НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НОВЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ

А.Г. Шмелев<sup>1,\*</sup>, Е.О. Митюшкин<sup>2</sup>, А.В. Леонтьев<sup>1</sup>, Д.К. Жарков<sup>1</sup>, В.Г. Никифоров<sup>1</sup>, В.С. Лобков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», Казань, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет», Казань, Россия  
\*e-mail: sgartjom@gmail.com

При исследовании генерации второй гармоники в застеклованных плёнках на основе метакриловых полимеров с D-π-A хромофорными фрагментами в боковой цепи обнаружено затухание сигнала генерации второй гармоники под действием мощного фемтосекундного излучения вдали от линий поглощения. Обсуждается несколько возможных механизмов данного явления.

**Ключевые слова:** фемтосекундный лазер, нелинейная оптика, генерация второй гармоники.

В данной работе исследовались свойства полимерного материала, в котором к боковой цепи полимерной матрицы были ковалентно присоединены хромофоры. Хромофор-содержащие сополимеры получали в лаборатории Функциональных материалов ИОФХ им. А.Е. Арбузова ФИЦ КазНЦ РАН по двухстадийной методике [1]. Материал был нагрет до температуры, близкой температуре стеклования и подвергнут воздействию коронного разряда (т. н. полинг, или электретирирование). Полученная в итоге плёнка метакрилового полимера с би-хромофорными фрагментами в боковой цепи исследовались с помощью установки Коллективного спектро-аналитического Центра изучения строения, состава и свойств веществ и материалов» (ЦКП-САЦ), которая подробно описана в [2]. Регистрируемая в экспериментах интенсивность второй гармоники, возникающей благодаря нелинейному оптическому взаимодействию фемтосекундного излучения с плёнкой, характеризует величину нелинейности.

Под действием мощных фемтосекундных импульсов (усиленное излучение фемтосекундного лазера с длиной волны несущей 1048 нм, частотой следования импульсов 3 кГц и длительностью 200 фс, энергия импульса 164 мкДж, средняя мощность 492 мВт) был обнаружен спад интенсивности генерации второй гармоники (ГВГ). Для того, чтобы выяснить природу этого спада мы провели несколько экспериментов с различной интенсивностью ищлучения. При максимальной интенсивности накачки спад ГВГ характеризуется двумя экспонентами с характеристическими временами 80 и 5200 с. При прореживании импульсов средняя мощность упала до 100 мВт, но пиковая интенсивность каждого фемтосекундного импульса осталась прежней. В результате спад ГВГ характеризуется временами 130 и 2500 с. Если дополнительно облучать образец светом лазерного диода 810 нм так, чтобы средняя мощность падающего излучения равнялась 490 мВт, то спад описывается одной экспонентой с характеристическим временем 3700 с. Изменения в образце обратимы, так как после выключения лазера и включения через несколько секунд интенсивность ГВГ становится такой же как до выключения. Из проведённых экспериментов следует, что изменения в интенсивности ГВГ связаны с пиковой интенсивностью лазерного излучения. Чтобы убедиться в этом мы ослабили накачку с помощью нейтрального фильтра до примерно 100 мВт сразу после облучения не прореженными импульсами. Интенсивность ГВГ начала увеличиваться по сложному не экспоненциальному закону.

Мы предполагаем два возможных механизма изменения ГВГ — оптический эффект Керра, и конформационный переход в структуре хромофоров. Для определения механизма изменения ГВГ требуются дополнительные исследования.

#### Литература

1. Vakhonina T. A., Ivanova N. V., Smirnov N. N., et al. // *Mendeleev Commun.* 2014. V. 24. P. 138.
2. Шмелев А.Г., Леонтьев А.В., Жарков Д.К. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 83. № 12. С. 1640; Shmelev A.G., Leontyev A.V., Zharkov D.K., et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2019. V. 83. No 12. P. 1480.

## NEW POLYMER COMPOSITES NONLINEAR OPTICAL PROPERTIES KINETICS

A.G. Shmelev<sup>1,\*</sup>, E.O. Mityshkin<sup>2</sup>, A.V. Leontyev<sup>1</sup>, D.K. Zharkov<sup>1</sup>, V.G. Nikiforov<sup>1</sup>,  
V.S. Lobkov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute – Subdivision of the Federal Research Center «Kazan Scientific Center of Russian Academy of Sciences», Kazan, Russia*

<sup>2</sup>*Kazan Federal University, Kazan, Russia*

\*e-mail: sgartjom@gmail.com

We revealed the attenuation of the second harmonic generation signal under the action of high-power femtosecond radiation far from the absorption lines, studying the second harmonic generation in vitrified films based on methacrylic polymers with D- $\pi$ -A chromophore fragments in the side chain. Several possible mechanisms of this phenomenon are discussed.

**Key words:** femtosecond laser, nonlinear optics, second harmonic generation.

# Стендовые доклады

## КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПСЕВДОТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЫХОДЕ МНОГОМОДОВОГО ВОЛОКНА

Д.П. Агапов\*, П.П. Гостев, И.А. Беловолов, С.А. Магницкий, Е.А. Мамонов,  
Д.Н. Фроловцев, А.С. Чиркин

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет.  
119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы, МГУ имени М.В. Ломоносова, 1с2.*

\*e-mail: dimaagapov@mail.ru

Изучено изменение корреляционных свойств псевдотеплового света, полученного с помощью жидкокристаллического пространственного модулятора света, после его прохождения через многомодовое волокно. Представлены результаты численного моделирования и эксперимента.

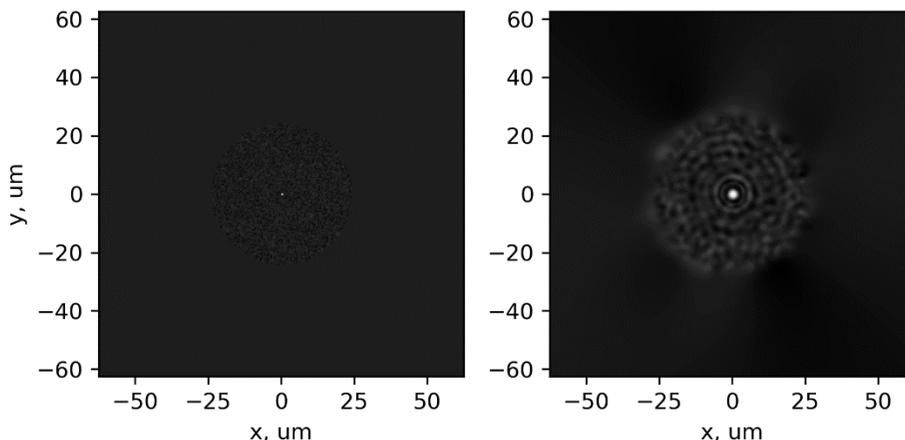
**Ключевые слова:** волоконные фантомные изображения, многомодовое волокно, численное моделирование, корреляционная функция.

Волоконные фантомные изображения (ВФИ) — это перспективная технология получения изображений в эндоскопических системах, то есть при наблюдении объекта через оптическое волокно или жгут волокон. Основное отличие ВФИ от метода прямого эндоскопического наблюдения заключается в том, объект освещается светом с псевдотепловой статистикой, который генерируется при модуляции когерентного излучения известными амплитудными или фазовыми масками. Излучение, рассеянное от объекта, собирается пространственно неразрешающим детектором, и изображение объекта восстанавливается из корреляционной функции между известными масками и рассеянным от объекта сигналом. Разрешение полученных фантомных изображений напрямую связано с радиусом корреляции этих сигналов. В идеальном случае сигналы должны быть дельта-коррелированы, тогда оно совпадёт с разрешением камеры, однако в реальности оптическое волокно может негативно влиять на корреляционные свойства света, что необходимо учитывать при построении систем ВФИ.

Для модуляции излучения удобно использовать жидкокристаллический пространственный модулятор света (SLM), который производит фазовую модуляцию излучения лазера случайными пространственными масками, генерируя свет с гауссовской статистикой. Этот свет с помощью объектива заводится в оптическое многомодовое волокно и освещает объект, расположенный после него, затем собирается пространственно неразрешающим детектором.

Как известно, любой свет, распространяющийся по волокну, можно представить как суперпозицию фундаментальных мод волокна [1], причем это справедливо как для прямого, так и изогнутого произвольным образом волокна. Каждой моде соответствует определенный набор пространственных частот, и при заведении света в волокно пространственные частоты, не представленные ни в одной моде, не распространяются в волокне. Это приводит к тому, что дельта-коррелированный свет невозможно пропустить через волокно без изменения его корреляционных свойств.

На рис. 1 представлен пример того, как меняется корреляционная функция излучения с длиной волны 0.632 мкм при прохождении через прямое многомодовое волокно длиной 50 см с параметрами  $D = 50$  мкм,  $NA = 0.2$ ,  $n_1 = 1.45$ . Для построения корреляционной функции проводилось усреднение по 1000 реализациям. Радиус корреляционной функции на входном срезе волокна составил 0.4 мкм, на выходном срезе волокна—1.8 мкм. Таким образом, при построении систем ВФИ надо учитывать эффект уширения корреляционной функции и по возможности компенсировать его программно с помощью алгоритмов повышения детализации фантомных изображений (см, например, [2]). Расчеты проведены с использованием доработанной нами версии [3] библиотеки PyMMF [4], предназначенной для поиска фундаментальных мод волокна, и библиотеки lightprop2d [5] для расчета распространения поля спектральным методом с помощью CPU и GPU.



**Рис. 1.** Корреляционные функции излучения до и после волокна длиной 50 см.

В докладе представлены подробные результаты численного анализа прохождения псевдотеплового света через многомодовое волокно и анализа зависимости корреляционной функции от параметров волокна.

Исследование выполнено за счет гранта российского научного фонда (проект № 21-12-00155).

#### Литература

1. Plöschner, M., Tyc, T. и Čižmár, T. // *Nature Photonics*. 2015. V. 9. P. 529–535.
2. Jiang T. и др. // *Journal of Optics*. 2021. V. 23. №. 7. P. 075201.
3. Popov S.M., Gostev. P.P. pyMMF v0.5. 2021. DOI 10.5281/zenodo.5448739
4. Popov S.M. pyMMF v0.4. 2020. DOI 10.5281/zenodo.4075298
5. Gostev P.P. lightprop2d: (v1.0rc3). 2021. DOI 10.5281/zenodo.5458854

## CORRELATION PROPERTIES OF PSEUDO-THERMAL RADIATION AT THE OUTPUT OF A MULTIMODE FIBER

D.P. Agapov\*, P.P. Gostev, I.A. Belovolov, S.A. Magnitskiy, E.A. Mamonov, D.N. Frolovstsev, A.S. Chirkin

*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics,  
Russian Federation, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2, Faculty of Physics.*

\*e-mail: dimaagapov@mail.ru

The change in the correlation properties of pseudo-thermal light obtained with a liquid crystal spatial light modulator after its passage through a multimode fiber is studied. The results of a numerical analysis of the transmission of pseudo-thermal light through a multimode fiber and an analysis of the dependence of the correlation function on the parameters of the fiber are presented.

**Key words:** fiber ghost images, multimode fiber, numerical simulation, correlation function.

# ПЛОЩАДЬ ЭФФЕКТИВНОГО УСИЛЕНИЯ, КАК ФАКТОР ОПТИМИЗАЦИИ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУР ДЛЯ SERS-СПЕКТРОСКОПИИ

С.Н. Андреев<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Московский политехнический университет  
107023, Москва, ул. Большая Семеновская, 38

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет  
119991, Москва, ул. Малая Пироговская, 29

\*e-mail: andreev\_stepan@mail.ru

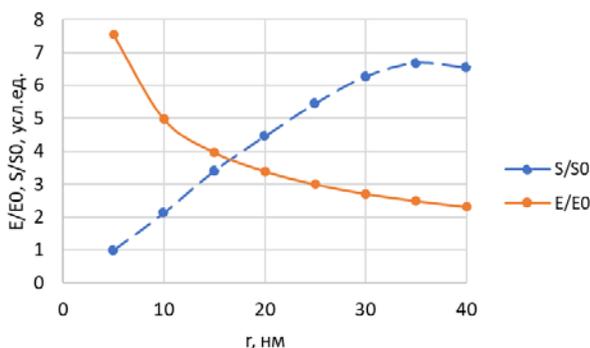
Приводятся результаты численного исследования коэффициента усиления электрического поля в зазоре между двумя серебрянными наностолбиками, а также площади области локализации усиленного поля. Показано, что оптимальное значение ширины зазора лежит в диапазоне от 10 до 15 нм, обеспечивая как достаточно большой коэффициент усиления поля, так и значительное количество молекул аналита, находящихся в области эффективного усиления.

**Ключевые слова:** плазмонный резонанс, SERS, плазмонные наноструктуры, усиление локального поля

Оптимизация параметров плазмонных наноструктур на подложках, используемых для спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния (SERS), является важной и актуальной задачей, как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Подбор оптимальных характеристик наноструктурированных подложек для конкретных аналитов и длин волн падающего излучения позволяет не только добиться максимального коэффициента усиления SERS- сигнала [1,2], но и повысить воспроизводимость результатов измерений. Основным механизмом, определяющим усиление SERS- сигнала, принято считать локальное усиление электрического поля в так называемых «горячих точках», возникающих на остриях или в зазорах плазмонных наноструктур. В то же время размер области локализации поля также является важным параметром, определяющим количество молекул аналита, попадающих в область сильного поля. В настоящем докладе приводятся результаты численного исследования коэффициента усиления электрического поля в зазоре между двумя серебрянными наностолбиками, а также площади области локализации усиленного поля с целью оптимизации плазмонных наноструктур для SERS- спектроскопии.

Расчет проводился в двухмерной постановке при помощи электродинамического кода KARAT [3]. Лазерное излучение линейной поляризации с длиной волны 785 нм падало на структуру, состоящую из двух серебрянных нанопроволок диаметром 100 нм, находящихся на расстоянии  $r$  друг от друга. Расстояние  $r$  варьировалось в диапазоне от 5 нм до 40 нм.

На рис. 1 показана зависимость максимального коэффициента усиления электрического поля ( $E/E_0$ ) в зазоре между цилиндрическими нанопроволоками (сплошная оранжевая кривая) от ширины зазора  $r$ , которая с высокой точностью аппроксимируется степенной функцией с показателем  $-0,57$ . С ростом  $r$  коэффициент усиления быстро уменьшается при малых  $r < 10$  нм. При этом,  $E/E_0$  остается существенно больше единицы вплоть до  $r = 40$  нм и более, что позволяет усиливать SERS- сигнал от большого числа молекул аналита, попавших в более широкий зазор между нанопроволоками. Назовем площадью эффективного усиления поля  $S$  – площадь области между нанопроволоками, коэффициент усиления поля в которой превышает 2. На рис. 1 показана зависимость нормированной площади эффективного усиления поля  $S/S_0$  от ширины зазора  $r$ . Величина  $S_0$  выбиралась равной площади  $S$  при  $r = 5$  нм. Как видно из графика, площадь эффективного усиления существенно увеличивается с ростом  $r$ , выходя на насыщение при  $r > 35$  нм.



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента усиления поля ( $E/E_0$ ) и нормированной площади эффективного усиления ( $S/S_0$ ) от ширины зазора  $r$ .

Сравнение кривых для коэффициента усиления поля и площади эффективного усиления в зависимости от ширины зазора, позволяет предположить, что оптимальное значение  $r$  лежит в диапазоне от 10 до 15 нм, обеспечивая как достаточно большой коэффициент усиления поля, так и значительное количество молекул аналита, находящихся в области эффективного усиления.

Работа выполнена по теме Государственного задания МПГУ «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации (AAAA-A20-120061890084-9).

### Литература

1. Кожина Е. П., Андреев С. Н., Тараканов В. П. и др.// Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1725
2. Kozhina E. P., Bedin S. A., Nechaeva N. L. et al.// Applied Sciences. 2021. V. 11. No. 4. P. 1375.
3. Tarakanov V.P. // EPJ Web of Conferences. 2017. V.149. P. 04024.

## EFFECTIVE ENHANCEMENT AREA AS AN OPTIMIZATION FACTOR FOR PLASMON NANOSTRUCTURES FOR SERS-SPECTROSCOPY

S.N. Andreev<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Moscow Polytechnic University  
107023, Moscow, Bolshaya Semyonovskaya str., 38

<sup>2</sup> Moscow State Pedagogical University  
119991, Moscow, Malaya Pirogovskaya st., 29

\*e-mail: andreev\_stepan@mail.ru

The results of a numerical study of the electric field enhancement coefficient in the gap between two silver nanowires, as well as the area of the localization region of the enhanced field, are presented. It is shown that the optimal value of the gap width lies in the range from 10 to 15 nm, providing both a sufficiently large field enhancement and a significant number of analyte molecules located in the gap.

**Key words:** plasmon resonance, SERS, plasmonic nanostructures, local field enhancement.

# ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК $\text{Ag}_2\text{S}$ В ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С НАНОЧАСТИЦАМИ $\text{TiO}_2$

С.В. Асланов\*, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, А.С. Перепелица

*Воронежский государственный университет*

*394018, г. Воронеж, Университетская пл., д. 1*

*\*e-mail: windmaster7@yandex.ru*

Исследованы структурные и оптические свойства коллоидных квантовых точек  $\text{Ag}_2\text{S}$  в различном окружении. С помощью методов просвечивающей электронной микроскопии установлено формирование коллоидных квантовых точек  $\text{Ag}_2\text{S}$  средним размером 2-3 нм, обладающих моноклинной кристаллической решеткой и систем ядро-оболочка  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  на их основе. Показано изменение квантового выхода люминесценции квантовых точек при изменении состояния поверхностного окружения. Произведено декорирование наночастиц  $\text{TiO}_2$  размером 10-15 нм квантовыми точками  $\text{Ag}_2\text{S}$  и проанализировано влияние структуры интерфейсов квантовых точек и их окружения (2-меркаптопропионовая кислота, вода, этиленгликоль, диэлектрическая оболочка  $\text{SiO}_2$  толщиной 2.0 нм) на формирование гетеросистем  $\text{TiO}_2\text{-Ag}_2\text{S}$ . Для квантовых точек  $\text{Ag}_2\text{S}$ , пассивированных 2-меркаптопропионовой кислотой установлены признаки фотопереноса заряда при адсорбции на поверхность наночастиц  $\text{TiO}_2$ . С использованием селективного детектирования активных форм кислорода установлены признаки генерации активных форм кислорода в гетеросистеме.

**Ключевые слова:** коллоидные квантовые точки, core/shell квантовые точки, ИК люминесценция, сульфид серебра, фотокатализ, диоксид титана

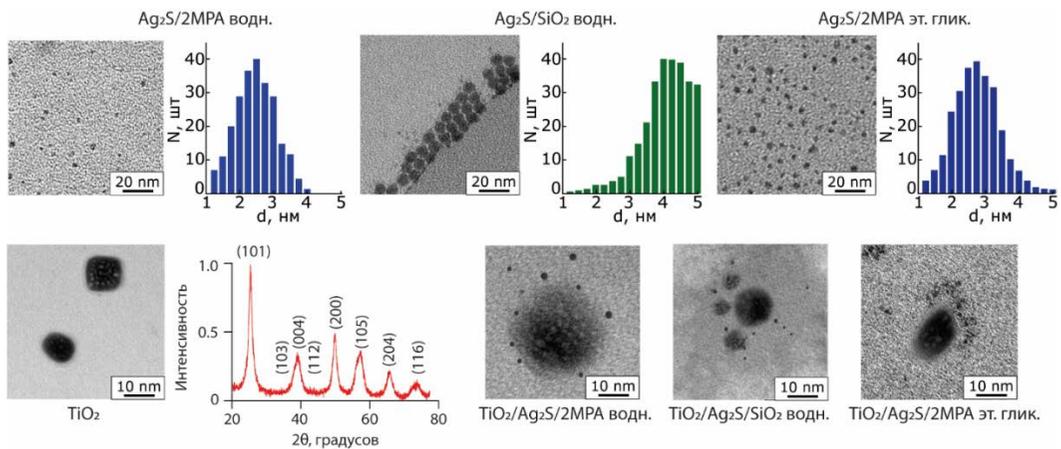
В настоящее время разработка фотокаталитических систем на основе наночастиц диоксида титана для различных приложений вызывает большой интерес [1-3]. Диоксид титана обладает уникальными фотокаталитическими свойствами, но край фундаментального поглощения одной из наиболее каталитически активных модификаций диоксида титана – анатаза, расположен в области короче 400 нм, поэтому возникает проблема его сенсibilизации к видимому излучению. Интересным кандидатом на роль эффективного фотосенсibilизатора являются квантовые точки узкозонных полупроводниковых соединений.

Коллоидные квантовые точки сульфида серебра (КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$ ) являются интересным кандидатом на роль сенсibilизатора. Сульфид серебра нерастворим в воде, нетоксичен и химически устойчив. Коллоидные квантовые точки сульфида серебра обладают размерно-зависимым спектром оптического поглощения, который можно смещать от ближней ИК до края видимой области [4]. Оптические свойства, сульфида серебра в существенной степени определяются способом изготовления и выбранным пассиватором [5]. Природа пассиватора также имеет важное значение для реализации процессов переноса зарядов. Поэтому возникает отдельная сложная задача совместимости компонентов  $\text{TiO}_2\text{-Ag}_2\text{S}$  гетеросистемы, обеспечивающей адсорбцию КТ на поверхность  $\text{TiO}_2$  и эффективный фотоперенос заряда, обеспечивающий генерацию активных форм кислорода.

В данной работе представлены результаты исследования структурных и оптических свойств коллоидных КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$ , пассивированных 2-меркаптопропионовой кислотой, синтезированных в этиленгликоле и воде, а также декорированных этими КТ нанокристаллов  $\text{TiO}_2$ . Проанализировано изменение спектральных свойств КТ, свидетельствующее о наличии

фотопереноса заряда в гетеросистеме  $\text{TiO}_2\text{-Ag}_2\text{S}$  и их способность сенсibilизировать активные формы кислорода (АФК). Продемонстрирована зависимость эффективности фотопереноса заряда от поверхностного окружения коллоидных КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$ .

Объектами исследований служили квантовые точки сульфида серебра, пассивированные 2-меркаптопропионовой кислотой (2МРА), синтезированные в воде и этиленгликоле, и покрытые монослойной и толстой оболочками диоксида кремния. Синтез КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{МРА}$  в воде осуществляли методом, аналогичным описанному в [6]. КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  в этиленгликоле синтезировали фотоиндуцированным методом, описанным в [7]. В качестве образцов сравнения с низкой степенью инжекции носителей заряда КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{МРА}$  в воде покрывали оболочкой  $\text{SiO}_2$ . Покрытие КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{МРА}$  в воде оболочкой  $\text{SiO}_2$  осуществляли методом аналогичным описанному в [8]. Полученные образцы КТ использовали для декорирования наночастиц диоксида титана (далее НЧ  $\text{TiO}_2$ ) средним размером 10-15 нм в кристаллической модификации анатаза. В случае КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  в воде, суспензия НЧ  $\text{TiO}_2$  в воде смешивалась с коллоидом КТ и высушивалась при комнатной температуре и постоянном перемешивании. В случае КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  в этиленгликоле суспензия НЧ  $\text{TiO}_2$  в этаноле перемешивалась с коллоидом КТ в течение двух недель, после чего осадок собирался. Полученные композиты промывались от свободных КТ и центрифугировались.



**Рис. 1.** ПЭМ изображения, гистограммы распределения по размерам КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$ , ПЭМ изображения и спектры рентгеновской дифракции НЧ  $\text{TiO}_2$ , ПЭМ изображения ассоциатов КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  и НЧ  $\text{TiO}_2$

Размер КТ устанавливали по ПЭМ изображениям, полученным с помощью просвечивающего электронного микроскопа Libra 120 Центра Коллективного Пользования Оборудованием ВГУ.

Полученные образцы КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{МРА}$  в воде обладали средним размером 2.2 нм со средней дисперсией по размеру 40%. Анализ ПЭМ изображений высокого разрешения показал дифракцию электронов от кристаллографической плоскости (122) моноклинной фазы  $\text{Ag}_2\text{S}$ . Формирование оболочки привело к образованию крупных частиц, с увеличением среднего размера КТ до 4.0 нм с дисперсией 40%. При этом наблюдается образование слабоконтрастной фазы, отнесенной к слабому рассеянию электронов оболочкой аморфного  $\text{SiO}_2$ . Полученные фотоиндуцированным способом КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{МРА}$  в этиленгликоле имели средний размер порядка 2.8 нм с дисперсией около 30%. При сборке гибридных наноструктур на ПЭМ изображениях наблюдали осаждение КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  на поверхность НЧ  $\text{TiO}_2$ . В случае КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$

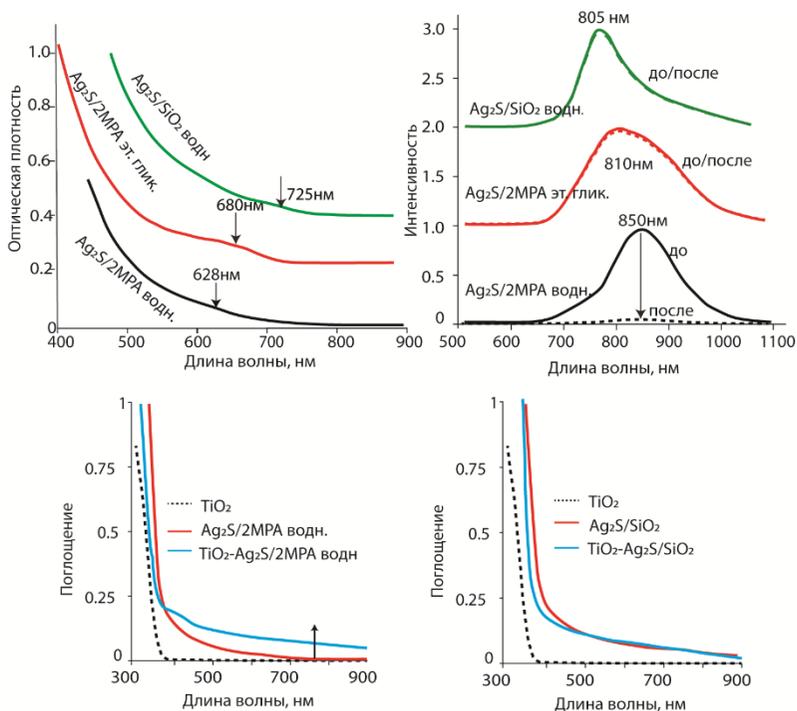
и  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  в этиленгликоле на ПЭМ изображениях наблюдали скопление КТ вблизи поверхности НЧ  $\text{TiO}_2$  на расстоянии порядка 1-2 нм от КТ.

В спектрах поглощения КТ наблюдали особенности, соответствующие основному экситонному переходу в поглощении, характерные для полупроводниковых КТ, смещенные в коротковолновую область относительно края собственного поглощения массивного  $\text{Ag}_2\text{S}$  (1.0 эВ) вследствие размерного эффекта. Слабая выраженность особенностей связана с неоднородным уширением вследствие дисперсии по размеру в ансамбле. Наличие особенности позволило оценить размеры КТ по формуле Кауанима  $Y$  [9]. Положения особенностей и соответствующие размеры составили 628 для КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  в воде, 680 нм (2.7 нм) для КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  в этиленгликоле, что соответствует данным ПЭМ. Для КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  наблюдали сдвиг особенности в область 725 нм (2.8 нм), что вызвано дорастиванием ядер КТ вследствие использования серосодержащего прекурсора  $\text{MPTMS}$ , использованного при синтезе оболочки. Расхождение размеров КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  в данных ПЭМ (4 нм) и полученных из спектров поглощения (2.8 нм) является подтверждением образования оболочки  $\text{SiO}_2$ .

В спектрах поглощения, полученных из спектров диффузного отражения, для КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  в воде при декорировании НЧ  $\text{TiO}_2$  наблюдали увеличение оптической плотности в области более широкой чем для КТ, что указывает на трансформацию системы оптических переходов и фотоперенос заряда в гетеросистеме. Для КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  и  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  не наблюдали увеличения оптической плотности, что свидетельствует об отсутствии фотопереноса заряда.

Образцы НЧ  $\text{TiO}_2$  не имели заметной люминесценции. В спектрах люминесценции КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  в воде при декорировании НЧ  $\text{TiO}_2$  наблюдали тушение люминесценции в 25 раз (квантовый выход люминесценции уменьшился с 0.17% до 0.007%), что является следствием фотопереноса заряда между компонентами гетеросистемы. Стоит отметить, что наращивание оболочки  $\text{SiO}_2$  привело к увеличению квантового выхода люминесценции КТ почти в три раза (до 0.42%). КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  в этиленгликоле имели наибольший квантовый выход люминесценции в 1.8%. Для КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  в этиленгликоле и  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  не наблюдали изменений в спектре люминесценции. Наблюдаемое сохранение люминесцентных свойств гетеросистем НЧ  $\text{TiO}_2/\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  и НЧ  $\text{TiO}_2/\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  в этиленгликоле указывает на отсутствие фотопереноса заряда. Отметим, что в данных типах образцов наблюдали разделение компонентов по данным ПЭМ. В случае КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{MPA}$  в этиленгликоле формируются мицеллы этиленгликоля, препятствующие контакту поверхности КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  с НЧ  $\text{TiO}_2$ .

Оценку фотокаталитических свойств изученных наноструктур производили по скорости обесцвечивания метиленового голубого в присутствии ассоциатов. Среди изученных систем признаки сенсбилизации АФК. Для детектирования супероксид радикала применяли краситель люминол с добавлением  $N$ -ацетил-цистеина, люминесцирующий в области 428 нм при восстановлении супероксид-радикалом или гидроксильным радикалом.  $N$ -ацетил цистеин служил антиоксидантом-поглотителем гидроксильных радикалов. Детектирование супероксид радикалов проводили по интенсивности хемилюминесценции люминола. Для детектирования гидроксильных радикалов применяли кумарин, который при взаимодействии с гидроксильным радикалом переходит в люминесцентный умбеллиферон, по люминесценции которого детектировали активность генерации гидроксильных радикалов.



**Рис. 2.** Спектры оптического поглощения и люминесценции КТ Ag<sub>2</sub>S и Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> (вверху) до и после декорирования НЧ TiO<sub>2</sub>. Спектры поглощения, полученные из спектров диффузного отражения КТ Ag<sub>2</sub>S, НЧ TiO<sub>2</sub> и их ассоциатов.

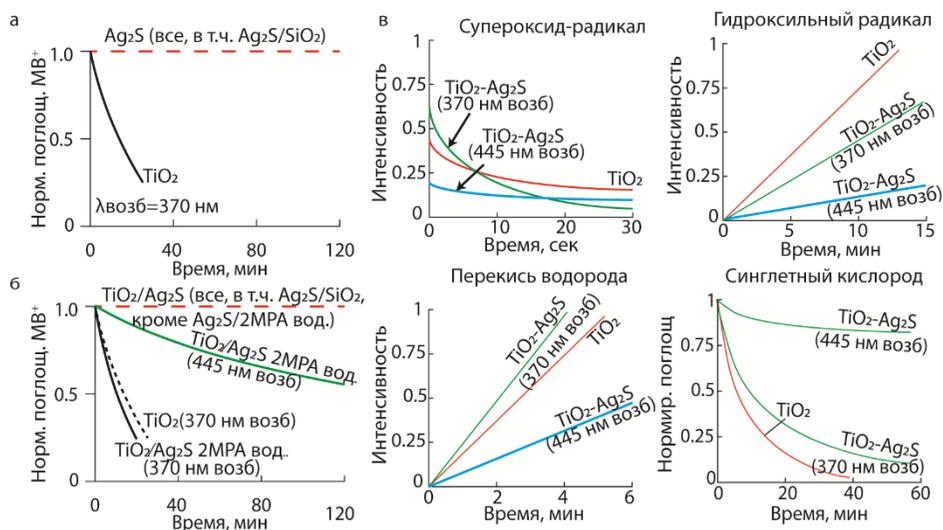
Для детектирования перекиси водорода применяли краситель Amplex Ultra Red, взаимодействующий в присутствии пероксидазы хрена с перекисью водорода и переходящий в люминесцирующий резорфин, по интенсивности люминесценции которого оценивали эффективность генерации перекиси водорода. Детектирование синглетного кислорода осуществляли с помощью смеси имидазола и красителя N,N-диметил-4-нитрозоанилина (RNO), который обесцвечивается в присутствии синглетного кислорода. По скорости обесцвечивания полосы поглощения в области 440 нм определяли скорость генерации синглетного кислорода. Общую фотокаталитическую активность полученных систем определяли по скорости разложения красителя метиленового голубого.

Полученные данные свидетельствуют о том, что КТ Ag<sub>2</sub>S не проявляют заметной собственной каталитической активности. Из собранных гетероструктур фотокаталитическую активность при возбуждении в видимой области проявляли только гетероструктуры TiO<sub>2</sub>/Ag<sub>2</sub>S/2MPA в воде. При возбуждении системы в области поглощения диоксида титана наблюдалось усиление генерации перекиси водорода и супероксид-радикала, и замедление генерации синглетного кислорода и гидроксильных радикалов. При возбуждении системы в видимой области наблюдали генерацию в основном супероксид радикалов и перекиси водорода, и низкую эффективность генерации гидроксильных радикалов и синглетного кислорода. Полученные данные свидетельствуют о вероятном переносе дырок в гетеросистеме на квантовую точку, с последующим их участием в реакции фотокаталитического разложения воды с образованием гидроксид-иона, а не гидроксильного радикала.

Таким образом, сформированы гибридные ассоциаты коллоидных КТ Ag<sub>2</sub>S с наночастицами диоксида титана. Установлены спектральные признаки формирования

наногетроструктуры и фотопереноса заряда в гибридных системах типа НЧ  $\text{TiO}_2\text{-Ag}_2\text{S}/2\text{МПА}$  в воде. В области 700-900 нм возникают дополнительные длинноволновые полосы поглощения, в люминесценции наблюдается снижение интенсивности люминесценции КТ, обусловленное фотопереносом заряда. Наблюдается снижение эффективности генерации гидроксильных радикалов и усиление генерации супероксид радикалов. При адсорбции мицеллярных структур из КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  и этиленгликоля, а также core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  люминесцентные свойства сохраняются, а признаки фотопереноса заряда отсутствуют.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 20-32-90167 Аспиранты.



**Рис. 3.** Скорость деградации метиленового голубого в присутствии отдельных компонентов (а) и гетроструктур  $\text{TiO}_2/\text{Ag}_2\text{S}$  (б). Результаты детектирования генерации активных форм кислорода (в) в НЧ  $\text{TiO}_2$  и гетроструктурах  $\text{TiO}_2/\text{Ag}_2\text{S}/2\text{МПА}$  водн. при возбуждении в УФ и видимой областях.

### Литература:

1. J. J. Ng, K. H. Leong, L. C. Sim, [et. al] // *Nanomaterials for Air Remediation*. Elsevier (2020)
2. M. Sakar, R. M. Prakash, K. Shinde // *Int. J. of Hydrogen Energy*. 2020. V.45. N.13, Art N. 7691
3. M. Pawar, S. T. Sendogdular, P. Gouma. // *Journal of Nanomaterials*. 2018. V. 2018, Art N. 5953609
4. R. Tang, J. Xue, B. Xu, [et. al] // *ACS Nano*. 2015. V.9, N.1. P.220
5. M. Smirnov, O. Ovchinnikov. // *J. Lumin.* 2020. V.227, Art. N. 117526
6. O.V. Ovchinnikov, I. G. Grevtseva, M. S. Smirnov, [et. al.] // *Opt. Quantum Electron.* 2020. V.52, N. 4, Art. N. 198
7. O.V. Ovchinnikov, S. V. Aslanov, M. S. Smirnov, [et. al] // *RSC Adv.* 2019. V.9, Art. N. 37312
8. O.V. Ovchinnikov, S.V. Aslanov, A.S. Perepelitsa, [et. al] // *Journal of Luminescence*. 2021. V.231, Art. N.117805
9. Y. Kayanuma // *Phys. Rev. B.* – V. 38, N. 14. – P. 9797-9805

# LUMINESCENT AND PHOTOCATALYTIC PROPERTIES OF Ag<sub>2</sub>S COLLOIDAL QUANTUM DOTS IN HYBRID NANOSTRUCTURES WITH TiO<sub>2</sub> NANOPARTICLES

S.V. Aslanov\*, O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, A.S. Perepelitsa

*Voronezh state university  
394018, Voronezh, Universitetskaya sq. 1  
\*e-mail: windmaster7@yandex.ru*

The structural and optical properties of Ag<sub>2</sub>S colloidal quantum dots in various environments have been investigated. Using the methods of transmission electron microscopy, the formation of colloidal Ag<sub>2</sub>S quantum dots with an average size of 2-3 nm, with monoclinic crystal lattice and Ag<sub>2</sub>S/SiO<sub>2</sub> core-shell systems based on them, has been established. The change in the quantum yield of the luminescence of quantum dots with a change in the state of the surface environment is shown. Decoration of TiO<sub>2</sub> nanoparticles 10-15 nm in size with Ag<sub>2</sub>S quantum dots was performed and the effect of the structure of interfaces of quantum dots and their environment (2-mercaptopropionic acid, water, ethylene glycol, SiO<sub>2</sub> dielectric shell 2.0 nm thickness) on the formation of TiO<sub>2</sub>-Ag<sub>2</sub>S heterosystems was analyzed. For Ag<sub>2</sub>S quantum dots passivated with 2-mercaptopropionic acid, signs of charge phototransfer after adsorption on the surface of TiO<sub>2</sub> nanoparticles have been established. With the help of selective detection of reactive oxygen species, signs of the generation of reactive oxygen species in the heterosystem have been found.

**Key words:** colloidal quantum dots, core/shell quantum dots, IR luminescence, silver sulfide, photocatalysis, titanium dioxide

# ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СЖАТЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОД ЛАГЕРРА-ГАУССА В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

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

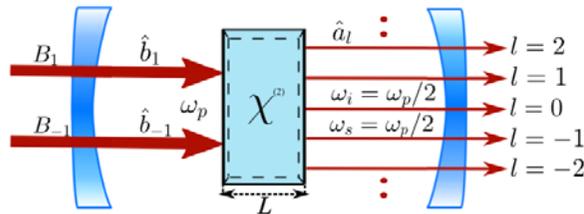
*Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д.7-9*

\*e-mail: bashmakova.elizaveta@mail.ru

На сегодняшний день эффективная генерация сжатых состояний света представляется важной практической проблемой для различных квантово-оптических и информационных приложений. В данной работе мы исследуем возможность повышения эффективности генерации состояний на основе мод Лагерра-Гаусса в процессе параметрического преобразования света за счет оптимального выбора резонаторной конфигурации. Анализируя уравнения Гейзенберга-Ланжевена для собственных мод системы, мы оценили влияние геометрических параметров пучка накачки, а также холостого и сигнального пучков на эффективность генерации сжатых состояний, а также на степень сжатия.

**Ключевые слова:** квантовая оптика, сжатый свет, орбитальный угловой момент, спонтанное параметрическое рассеяние.

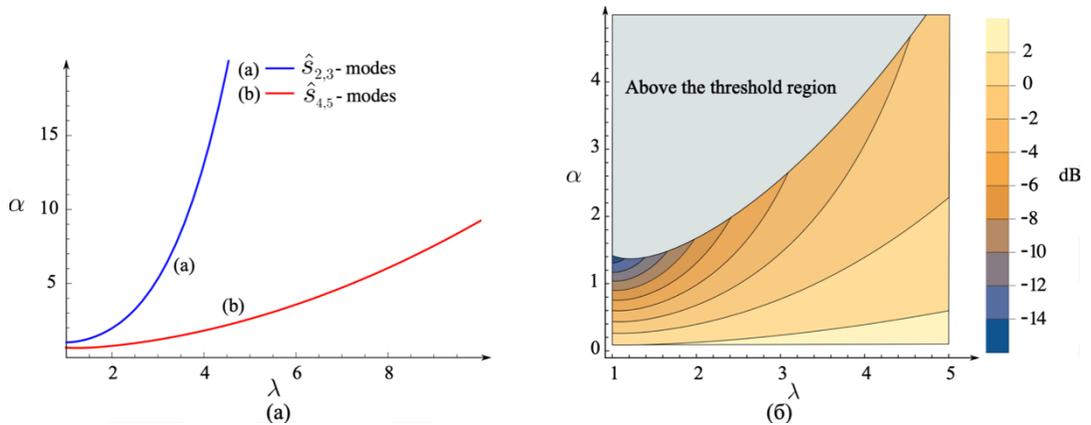
На сегодняшний день сжатые состояния [1, 2] особенно востребованы при построении многочастичных перепутанных (кластерных) состояний для проведения однонаправленных вычислений в непрерывных переменных [3, 4]. В то же время привлекательность световых кластерных состояний [5, 6] заключается прежде всего в высокой устойчивости к декогеренции, а также в наличии разработанной элементной базы управления таких состояний для реализации логических преобразований. В работе [7] было показано, что при наличии ресурса сжатых квантовых состояний, можно построить кластерное состояние, используя только средства линейной оптики. Однако, на уровень сжатия накладываются достаточно высокие требования [8]. Одним из перспективных способов получения набора сжатых многочастичных состояний является использование мод Лагерра-Гаусса, обладающих орбитальным угловым моментом (ОУМ) [9,10]. Главное характерное преимущество использования мод Лагерра-Гаусса заключается в том, что проекция ОУМ может принимать любые целочисленные значения, и это дает возможность работать в гильбертовом пространстве высокой размерности. Для анализа квантовых свойств системы необходимо исследовать наиболее интересную – околороговую область, т. к. показано, что именно в этой области можно наблюдать наибольший уровень сжатия.



**Рис. 1.** Кристалл с квадратичной нелинейностью  $\chi^{(2)}$ , обеспечивающий фазовый синхронизм I типа, помещен в резонатор со сферическими зеркалами. Накачка резонатора представляет собой две пространственные моды Лагерра-Гаусса с ОУМ, равным +1 и -1. В резонаторе генерируется поле с богатой модовой структурой по значениям проекций ОУМ, но на одной частоте  $\omega_p/2$ .

В данной работе мы рассматриваем схему генерации многочастичных квантовых состояний света при двухкомпонентной накачке параметрического кристалла в резонаторе двумя

пучками Лагерра-Гаусса с проекциями орбитального углового момента равными 1 и -1. Подпороговый режим работы оптического параметрического генератора позволяет при теоретическом описании спонтанного параметрического рассеяния пренебречь процессом истощения накачки. Эффективность генерации сжатых состояний и корреляционные свойства системы определяются константами связи, которые зависят от перекрытия поперечных профилей мод, что позволяет управлять константами связи при помощи изменения геометрии полей путём варьирования конфигурации резонатора. Наша цель состоит в исследовании влияния соотношения между шириной перетяжек генерируемой сигнальной моды и моды накачки на эффективность генерации наиболее сжатых состояний.



**Рис. 2.** а) Зависимость порога генерации  $\alpha$  от отношения ширины перетяжки холостой моды к ширине перетяжки моды накачки  $\lambda$  для разных пар мод; б) зависимость спектра мощности квадратур при приближении к порогу генерации от отношения ширины перетяжки холостой моды к ширине перетяжки моды накачки  $\lambda$  и от порогового параметра  $\alpha$ .

При выделении собственных мод системы, так называемых супермод [11], было показано, что разные моды имеют разные пороговые ограничения и обладают разной степенью сжатия. Показано, что первая, из пяти выделенных собственных мод, в отличие от остальных, в течение эволюции системы остается в вакуумном состоянии. Наряду с этим квадратуры второй и третьей мод, а также четвертой и пятой мод, соответственно, будут одинаково сжаты или растянуты. Данный результат совпадает с результатом, полученным в работе [12]. Поскольку наша цель состоит в определении таких параметров схемы, которые обеспечивают максимальный уровень сжатия в системе, наибольший интерес представляет ситуация, когда пороги генерации для двух пар мод сближаются, поскольку именно в околопороговой области можно наблюдать наиболее выраженные квантовые свойства излучения.

Мы выделяем управляющий параметр  $\lambda$ , который определяется отношением ширины перетяжки детектируемой холостой моды к ширине перетяжки моды накачки. Пороговые ограничения супермод характеризует коэффициент  $\alpha$ . На рис. 2 а представлено поведение порога генерации в зависимости от геометрического параметра  $\lambda$ . При уменьшении значений отношения ширин перетяжек генерируемой холостой моды и моды накачки пороговые значения для разных мод становятся близки друг к другу. В то же время при увеличении этого отношения значения пороговых параметров возрастают, но с различной скоростью. На рис. 2б продемонстрировано поведение минимума спектра мощности квадратур в зависимости от порогового значения  $\alpha$  и геометрического параметра  $\lambda$ . Показано, что минимальные значения спектров мощности флуктуаций достигаются в пределе равенства ширин перетяжек.

Продемонстрировано, что максимально эффективная область генерации сжатых состояний — это конфигурация с одинаковыми значениями перетяжек моды накачки и генерируемых резонаторных мод. В этой области теоретически возможный уровень сжатия составляет 15.85 дБ.

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

### Литература

1. Andersen U. L., Gehring T., Marquardt C. et al.// *Physica Scripta*. 2016. V.91. P.053001.
2. Braunstein S.L., van Loock P.// *Rev. Mod. Phys.* 2005.V.77. P.513.
3. Raussendorf R., Briegel H.J.// *Phys. Rev. Lett.* 2001. V.86. P.5188.
4. Briegel H., Browne D., Dur W. et al.// *Nat. Phys.* 2009. V.5. P.19.
5. Yokoyama S., Ukai R., Armstrong S.C. et al.// *Nature Photonics*. 2013. V.7. P.982.
6. O. Pinel, Jian P., de Ara'ujo R.M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V.108. P.083601.
7. Knill E., Laflamme R., Milburn G.//*Nature*. 2001. V.409. P.46.
8. Menicucci N.C.// *Phys. Rev. Lett.* 2014. V.112. P.120504.
9. van Enk S.J., Nienhuis G. //*EPL*. 1994. V.25. P.497.
10. Nienhuis G., Allen L.// *Phys. Rev. A*. 1993. V.48. P.656.
11. Medeiros de Ara'ujo R., Roslund J., Cai Y. et al.// *Phys. Rev. A*. 2014. V.89. P.053828.
12. Vashukevich E.A., Losev A.S., Golubeva T.Y. et al. // *Phys. Rev. A*. 2019. V.99. P.023805.

## THE EFFICIENT GENERATION OF SQUEEZED STATES OF LIGHT USING THE LAGUERRE-GAUSSIAN MODES IN THE PROCESS OF SPONTANEOUS PARAMETRIC DOWN CONVERSION

**E.N. Bashmakova\*, E.A. Vashukevich, T.Yu. Golubeva, Yu.M. Golubev**

*St. Petersburg State University*  
 199034, St. Petersburg, Universitetskaya nab. 7/9  
 \*e-mail: bashmakova.elizaveta@mail.ru

Today, the efficient generation of squeezed states of light seems to be a significant practical problem for various quantum-optical and information applications. In this paper, we investigate the possibility of increasing the efficiency of the generation of states based on the Laguerre-Gaussian modes in the parametric transformation of light due to the optimal choice of the resonator configuration. Analyzing the Heisenberg-Langevin equations for the eigenmodes of the system, we estimated the influence of the geometric parameters of the pump beam and the idler and signal beams on the efficiency of generation of squeezed states and on the degree of squeezing.

**Key words:** quantum optics, squeezed light, orbital angular momentum, spontaneous parametric down-conversion.

# ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ НИТРИДА И ОКСИНИТРИДА ЦИРКОНИЯ С БЛИЗКОЙ НУЛЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

А.Р. Газизов<sup>1,2\*</sup>, М.Х. Салахов<sup>1,2</sup>, С.С. Харинцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский федеральный университет, Институт физики  
420008, Казань, ул. Кремлевская, 18

<sup>2</sup>Академия наук Республики Татарстан, Институт прикладных исследований  
420111, Казань, ул. Баумана, 20

\*e-mail: almargazizov@kpfu.ru

Нитриды и оксинитриды элементов группы переходных металлов являются перспективными альтернативными материалами для наноплазмоники и нелинейной фотоники. Нитрид циркония обладает точкой нулевой диэлектрической проницаемости в видимой области и сравнительно малыми оптическими потерями. В данной работе рассматриваются нитрид циркония с кубической структурой типа кристалла поваренной соли и оксинитриды циркония с различным замещением атомов азота атомами кислорода. Исследуется изменение электронной структуры при различном содержании кислорода с помощью расчетов по теории функционала плотности. Показано, что увеличение содержания кислорода приводит к появлению зоны, расположенной 7 эВ ниже уровня Ферми. Контролируя поступление кислорода, можно настраивать положение точки нулевой диэлектрической проницаемости материала.

**Ключевые слова:** нитрид циркония, оксинитрид циркония, плотность электронных состояний, уровень Ферми, плазменная частота, нулевая диэлектрическая проницаемость, оптические потери, межзонные переходы.

Поиск и исследование новых материалов является одной из важнейших задач фотоники. Для интеграции фотонных устройств на кремневой микросхеме необходимы материалы, совместимые с комплементарными металл-оксид-полупроводник (КМОП) структурами, обладающие инертностью к окислению и не деградирующие при большом выделении тепла [1]. Особую важность приобретают нелинейно-оптические материалы с настраиваемыми диэлектрическими свойствами. В предыдущее десятилетие было показано, что нелинейно-оптические свойства материалов значительно усиливаются в областях частот вблизи точек нулевой диэлектрической проницаемости [1,2].

Одними из материалов, обладающих указанными свойствами, являются нитриды элементов группы переходных металлов. Помимо КМОП-совместимости, они демонстрируют оптическую нелинейность, а также являются плазмонными с точкой нулевой проницаемости в видимой области спектра. Настройка плазмонных свойств материала происходит при синтезе материала [1]. В частности, при магнетронном напылении нитрида титана образуется пленка, преимущественная стехиометрия которого зависит от парциальных давлений азота и аргона. Также при данном методе синтеза в кристаллическую структуру нитрида металла неизбежно проникает кислород, который при больших температурах связывается с атомами переходного металла.

В настоящее время нитрид титана является хорошо изученным материалом [1]. Существенным его недостатком в отношении нелинейной оптики и плазмоники являются большие диэлектрические потери. В отличие от нитрида титана TiN, нитрид циркония ZrN обладает меньшими диэлектрическими потерями в видимой области, что позволяет его рассматривать как альтернативный плазмонный материал [3].

Целью данной работы является теоретическое исследование влияния окисления нитрида циркония на его оптоплазмонные свойства. Для этого было проведено квантовохимическое моделирование периодической структуры ZrN типа поваренной соли по теории функционала плотности. Атомы азота и циркония образуют подрешетки кубической сингонии гранцентрированного типа решетки. Элементарная ячейка Браве представляет ромбический

параллелепипед (ромбоэдр) с равными образующими  $a = b = c$  и равными углами при вершине  $\alpha = \beta = \gamma$ . При моделировании оксинитрида была выбрана сверхъячейка, состоящая из 8 элементарных ячеек по 2 в каждом направлении основных векторов трансляции – всего 16 атомов в сверхъячейке. Структура изображена на рис. 1. Атомы кислорода последовательно размещаются вместо атомов азота. Всего существуют 1 неэквивалентная конфигурация при одном атоме кислорода, 2 конфигурации при двукратном и трехкратном замещении и 4 неэквивалентные конфигурации при размещении 4 атомов кислорода в узлах вместо атомов азота. Эквивалентность в данном случае определяется относительно трансляционной симметрии и точечной группы симметрии сверхъячейки ( $D_{3d}$ ).

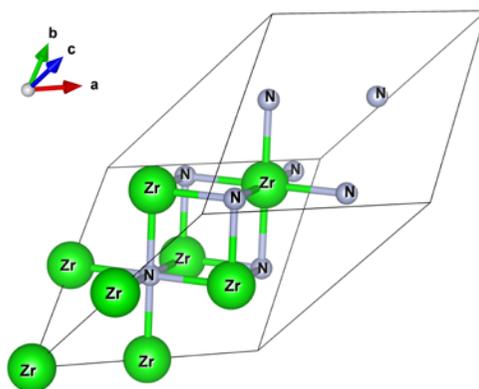
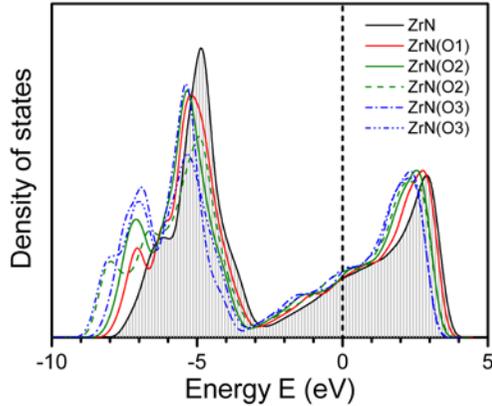


Рис. 1. Сверхъячейка  $2 \times 2 \times 2$  нитрида циркония  $ZrN$ .

Расчеты структуры производились в обобщенно-градиентном приближении с использованием обменно-корреляционного функционала Пердью-Бурке-Эрнцерхофа [4] в базисе плоских волн. Плоские волны составляли сетку Монхорста-Пака [5] в обратном пространстве решетки с числом узлов  $15 \times 15 \times 15$  в первой зоне Бриллюэна. Внутренние оболочки атомов моделировались с помощью сохраняющего норму псевдопотенциала Вандербилта [6] с нелинейной коррекцией остова [7]. При решении самосогласованной задачи значение отсечения кинетической энергии для волновых функций было выбрано 90 Ry, отсечение для плотности заряда и потенциала – 360 Ry. После геометрической оптимизации с помощью алгоритма Бройдена-Флетчера-Гольдфарба-Шанно (BFGS) и решении самосогласованной задачи был проведен расчет полной электронной плотности и вклада от проекций орбиталей каждого атома. При каждом вычислении использовались критерий электронной сходимости  $10^{-12}$  и сходимость по энергии и силам при геометрической оптимизации  $10^{-10}$ . Все расчеты проводились по варианту метода, реализованном в программном пакете для квантовохимического моделирования Quantum Espresso v.6.7 [8] на вычислительном кластере Казанского Федерального университета.

Цирконий входит в побочную группу 4 группы химических элементов периодической таблицы Д.И. Менделеева. На его внешней электронной оболочке находятся два 4d-электрона и два 5s-электрона. Из-за трехвалентности атомов азота, остается по одному электрону на каждый атом циркония. Существование неспаренных электронов на внешних орбиталях является причиной металлического кубического нитрида циркония. В отличие от нитрида титана электронные переходы с 2p-орбиталей азота на 4d-орбитали циркония происходят начиная с энергии 3 эВ, что на 0.5 эВ больше [3]. Этим объясняется меньший уровень оптических потерь у нитрида циркония по сравнению с нитридом титана [1].

После геометрической оптимизации структуры нитрида циркония постоянная решетки получилась равной 4.6 А. Для каждой рассчитанной структуры оксинитрида циркония с различным числом атомов кислорода в ячейке были получены плотности состояний и ее проекции на атомные орбитали.



**Рис. 2.** Плотность электронных состояний нитрида (площадь под кривой заштрихована) и оксинитрида циркония с одним (красный), двумя (зеленый) и тремя (синий) атомами кислорода. Энергия Ферми принята за начало отсчета и обозначена вертикальной пунктирной линией.

На рис. 2. построены полные плотности электронных состояний для нескольких структур, состоящие из двух основных зон (нижней и верхней) вблизи уровня Ферми  $E_F$ . Плотность состояний чистого нитрида циркония отмечена штриховкой под кривой. Нижняя полоса образована неметаллическими (N или O) 2p-орбиталями, гибридами с металлическими p-орбиталями Zr и d-орбиталями Zr [9]. Эта гибридизация лежит в основе прочного ковалентного связывания тугоплавкой керамики и обеспечивает ее высокую химическую стабильность. Основной вклад в верхнюю полосу дает полузаполненная d-орбиталь металлического циркония и слегка смещается вниз при замене N на O. Другая картина имеет место для нижней полосы. При увеличении концентрации кислорода O положение 2p-орбитали относительно уровня Ферми  $E_F$  смещается вниз примерно на 2 эВ, и, таким образом, для межзонных переходов  $2p \rightarrow 4d$  требуется более высокая энергия. Следует отметить, что s-орбитали неметаллических элементов претерпевают небольшой сдвиг в синюю сторону на 0,5 эВ. Это означает, что оптические потери из-за переходов (O или N)  $2p \rightarrow 4d$  в оксинитриде циркония существенно уменьшаются.

С другой стороны, замещение трехвалентного азота N двухвалентным кислородом O приводит к появлению дополнительных свободных электронов в расчете на каждую ячейку. В свою очередь это приводит к увеличению энергии Ферми  $E_F$ , или что равносильно этому – смещению зоны 4d-орбиталей циркония. В приближении Друде диэлектрическая проницаемости записывается в виде:

$$\varepsilon = \varepsilon_{ib} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{ib}$  учитывает вклад от межзонных переходов,  $\gamma$  – частота столкновений электронов с решеткой, а плазменная частота  $\omega_p$  в этом приближении зависит от концентрации  $n$  и массы  $m$  электронов:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\varepsilon_0}}. \quad (2)$$

Из формулы (2) ясно, что увеличение числа свободных электронов приводит увеличению плазменной частоты. Таким образом, можно изменять положение точки нулевой проницаемости. Более того, на рис. 2. можно заметить, что определенные кислородные конфигурации приводят к возникновению локальных максимумов плотности электронных состояний вблизи 1.5 эВ ниже уровня Ферми  $E_F$ . Это, в свою очередь, приводит к небольшому дополнительному вкладу от межзонных переходов, что означает увеличение диэлектрической проницаемости. Эта особенность отсутствует у оксинитрида титана [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-00052).

### Литература

1. Kharintsev S.S., Kharitonov A.V., Gazizov A.R. et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2020. V.12. №3. P.3862–3872.
2. Газизов А.Р., Харитонов А.В., Харинцев С.С. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т.113. №3. С.152–156.
3. Patsalas P. // Thin Solid Films. 2019. V.688. Art. no. 137438.
4. Perdew J.P., Burke K., Ernzerhof M. // Phys. Rev. Lett. 1996. V.77. №18. P. 3865-3868.
5. Monkhorst H.J., Pack J.D. // Phys. Rev. B. 1976. V.13. №12. P. 5188-5192.
6. Hamann D.R. // Phys. Rev. B. 2013. V.88. Art. no. 085117.
7. Van Setten M.J., Giantomassi M., Bousquet E. et al. // Comput. Phys. Commun. 2018. V. 226. P. 39-54.
8. Giannozzi P., Andreussi O., Brumme T. // J. Phys. Condens. Matter. 2017. V.29. Art. no. 465901.
9. Kumar M., Umezawa N., Ishii S. et al. // ACS Photonics. 2016 . V.3. P.43–50.

## ELECTRONIC STATES OF ZIRCONIUM NITRIDE AND OXYNITRIDE WITH NEAR ZERO DIELECTRIC CONSTANT

A.R. Gazizov<sup>1,2</sup> \*, M.Kh. Salakhov<sup>1,2</sup>, S.S. Kharintsev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Kazan Federal University, Institute of Physics  
420008, Kazan, 18 Kremlevskaya St.*

<sup>2</sup>*Tatarstan Academy of Sciences, Institute of Applied Research  
420111, Kazan, 20 Bauman St.*

\*e-mail: almargazizov@kpfu.ru

Nitrides and oxynitrides of transition metal elements are promising alternative materials for nanoplasmonics and nonlinear photonics. Zirconium nitride has an epsilon near zero point in the visible region and relatively low optical loss. In this work, we consider zirconium nitride with a cubic structure, such as a crystal of sodium chloride, and zirconium oxynitrides with various substitutions of nitrogen atoms by oxygen atoms. The change in the electronic structure at different oxygen content is investigated using density functional theory calculations. It is shown that an increase in the oxygen content leads to the appearance of a band located 7 eV below the Fermi level. By controlling the oxygen supply, the position of the epsilon near zero point of the material can be adjusted.

**Key words:** zirconium nitride, zirconium oxynitride, density of electronic states, Fermi level, plasmon frequency, epsilon-near-zero, optical loss, interband transitions.

## ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТОПОЛОГИЙ НА СТОЙКОСТЬ ОДНОНАПРАВЛЕННОГО КЛЮЧЕВОГО ТРАНСПОРТА В МАГИСТРАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ СЕТЯХ

А.А. Гайдаш<sup>1,2,\*</sup>, А.В. Козубов<sup>1,2</sup>, Г.П. Мирошниченко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Лаборатория Квантовых процессов и измерений, Университет ИТМО  
199034, Санкт-Петербург, Кадетская линия В.О., д.3, кор.2, лит.А*

<sup>2</sup>*Отдел математических методов квантовых технологий, Математический институт им.  
В.А. Стеклова Российской академии наук*

*119991, Москва, ул. Губкина, д. 8,*

<sup>3</sup>*Институт Высшая инженерная школа, Университет ИТМО  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49*

\*e-mail: andrewdgk@gmail.com

В этой работе мы оцениваем, как введение дополнительных однонаправленных соединений через один, два и так далее узлов в магистральную (с последовательным соединением узлов) квантовую сеть влияет на безопасность ее ключевого транспорта. Получено выражение вероятности успешной атаки в зависимости от общего количества узлов и количества дополнительных соединений для заданной средней вероятности (и соответствующих ограничений на ее значение). Результат позволяет сделать выбор между повышением безопасности передачи ключей и увеличением максимально допустимого расстояния для квантового распределения ключей или увеличением количества узлов на максимально допустимое расстояние.

**Ключевые слова:** магистральные квантовые сети, недоверенный узел, квантовое распределение ключа.

Квантовое распределение ключей (КРК) – одна из наиболее быстро развивающихся областей современной науки. Ключевым преимуществом данной технологии является то, что безопасность передачи шифрованных сообщений с помощью квантово-распределенных ключей основана на законах квантовой физики, а не на специфических математических алгоритмах; последнее в принципе можно взломать, а фундаментальные законы физики обмануть нельзя. Развитие технологии КРК можно рассматривать как основу для будущих безопасных сетей передачи данных. Первые шаги к построению квантовых сетей представлены в [1-9]. В последнее время были предложены и проанализированы различные сетевые топологии, а также схемы транспорта ключей [10-14]. Однако разработка магистральных квантовых сетей, которые покрывают большие расстояния, например, между городами и странами, мотивированно наличием фундаментального ограничения на расстояние между двумя соседними узлами. Существует два типа квантовых сетей: с доверенными и недоверенными узлами. Недоверенные узлы обычно основаны на квантовых повторителях [15-17], для которых требуется квантовая память, чего трудно достичь на текущем уровне развития технологий. Однако в некоторых особых случаях, когда требуется только один недоверенный узел, можно использовать протоколы КРК, не зависящие от измерительного устройства [18–23]. В качестве альтернативы однофотонному подходу в [24] была предложена первая реализация схемы двупольной КРК с когерентными состояниями, которая позволяет преодолеть хорошо известный фундаментальный предел квантовой связи без повторителя, т.е. канал связи с потерями (также известный как граница Пирандолы-Лауренца-Оттавиани-Банчи (PLOB) [25, 26]). Кроме того, в [27-30] был предложен ряд новых подходов для реализации двупольной КРК. Однако ни одно из упомянутых решений не подходит для составляющих особый интерес магистральных сетей. Поэтому следует рассмотреть различные конфигурации доверенных узлов и соединений между ними, чтобы оценить их влияние на безопасность сети.

Целью данной работы является оценка того, как введение новых соединений (параметр  $s$ ) влияет на общую безопасность ключевого транспорта для известной средней вероятности компрометации узла. Дополнительные соединения вводятся через один, два и так далее узлов.

Мы не рассматриваем ограниченное количество скомпрометированных узлов, как в [10, 11]. Наша сетевая конфигурация и модель подслушивания аналогичны модели, представленной в [12]. Однако в нашем подходе мы не отслеживаем присутствие перехватчика в узлах путем отключения любого из сети. Цель подхода – оценить среднюю вероятность успешной передачи ключа с учетом любой возможной конфигурации скомпрометированных узлов. Таким образом, в этой работе мы демонстрируем соответствующую технику передачи ключей и общий метод оценки вероятности успешной атаки на квантовую сеть.

Показано, что введение дополнительных соединений снижает вероятность атаки как степенную функцию ( $p \rightarrow p^c$ ). Однако при этом требования к максимально допустимым потерям КРК в квантовом канале увеличиваются ( $\eta \rightarrow \eta^c$ ) или количество узлов на максимально допустимое расстояние увеличивается в  $c$  раз (стоимость  $N$  узлов  $\rightarrow$  стоимость  $N \cdot c$  узлов). При этом следует избегать огромного количества маршрутов в ключевой транспортной схеме или быть способным обеспечить достаточно высокие скорости передачи данных. Безопасность квантовой сети является приоритетом, однако необходимо взвешивать все за и против увеличения числа соединений в каждом конкретном случае. А полученный результат обеспечивает простые зависимости от параметра  $c$ , чтобы максимально упростить выбор.

### Литература

1. Elliott C. Building the quantum network //New Journal of Physics. – 2002. – Т. 4. – №. 1. – С. 46.
2. Elliott C. et al. Current status of the DARPA quantum network //Quantum Information and computation III. – International Society for Optics and Photonics, 2005. – Т. 5815. – С. 138-149.
3. Elliott C., Yeh H. DARPA quantum network testbed. – BBN TECHNOLOGIES CAMBRIDGE MA, 2007.
4. Poppe A., Peev M., Maurhart O. Outline of the SECOQC quantum-key-distribution network in Vienna //International Journal of Quantum Information. – 2008. – Т. 6. – №. 02. – С. 209-218.
5. Dynes J. F. et al. Cambridge quantum network //NPJ Quantum Information. – 2019. – Т. 5. – №. 1. – С. 1-8.
6. Peev M. et al. The SECOQC quantum key distribution network in Vienna //New Journal of Physics. – 2009. – Т. 11. – №. 7. – С. 075001.
7. Xu F. X. et al. Field experiment on a robust hierarchical metropolitan quantum cryptography network //Chinese Science Bulletin. – 2009. – Т. 54. – №. 17. – С. 2991-2997.
8. Sasaki M. et al. Field test of quantum key distribution in the Tokyo QKD Network //Optics express. – 2011. – Т. 19. – №. 11. – С. 10387-10409.
9. Wang S. et al. Field and long-term demonstration of a wide area quantum key distribution network //Optics express. – 2014. – Т. 22. – №. 18. – С. 21739-21756.
10. Beals T. R., Sanders B. C. Distributed relay protocol for probabilistic information-theoretic security in a randomly-compromised network //International Conference on Information Theoretic Security. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2008. – С. 29-39.
11. Salvail L. et al. Security of trusted repeater quantum key distribution networks //Journal of Computer Security. – 2010. – Т. 18. – №. 1. – С. 61-87.
12. Barnett S. M., Phoenix S. J. D. Securing a quantum key distribution relay network using secret sharing //2011 IEEE GCC Conference and Exhibition (GCC). – IEEE, 2011. – С. 143-145.
13. Phoenix S. J. D., Barnett S. M. Relay QKD networks & bit transport //arXiv preprint arXiv:1502.06319. – 2015.
14. Ma C., Guo Y., Su J. A multiple paths scheme with labels for key distribution on quantum key distribution network //2017 IEEE 2nd Advanced Information Technology, Electronic and Automation Control Conference (IAEAC). – IEEE, 2017. – С. 2513-2517.
15. Jiang L. et al. Quantum repeater with encoding //Physical Review A. – 2009. – Т. 79. – №. 3. – С. 032325.

16. Zhao Z. et al. Experimental realization of entanglement concentration and a quantum repeater //Physical review letters. – 2003. – T. 90. – №. 20. – C. 207901.
17. Wang T. J., Song S. Y., Long G. L. Quantum repeater based on spatial entanglement of photons and quantum-dot spins in optical microcavities //Physical Review A. – 2012. – T. 85. – №. 6. – C. 062311.
18. Lo H. K., Curty M., Qi B. Measurement-device-independent quantum key distribution //Physical review letters. – 2012. – T. 108. – №. 13. – C. 130503.
19. Braunstein S. L., Pirandola S. Side-channel-free quantum key distribution //Physical review letters. – 2012. – T. 108. – №. 13. – C. 130502.
20. Tamaki K. et al. Phase encoding schemes for measurement-device-independent quantum key distribution with basis-dependent flaw //Physical Review A. – 2012. – T. 85. – №. 4. – C. 042307.
21. Ma X., Razavi M. Alternative schemes for measurement-device-independent quantum key distribution //Physical Review A. – 2012. – T. 86. – №. 6. – C. 062319.
22. Hu X. L. et al. Measurement-device-independent quantum key distribution over asymmetric channel and unstable channel //Scientific reports. – 2018. – T. 8. – №. 1. – C. 1-7.
23. Goodenough K., Elkouss D., Wehner S. Optimizing repeater schemes for the quantum internet //Physical Review A. – 2021. – T. 103. – №. 3. – C. 032610.
24. Lucamarini M. et al. Overcoming the rate–distance limit of quantum key distribution without quantum repeaters //Nature. – 2018. – T. 557. – №. 7705. – C. 400-403.
25. Pirandola S. et al. Fundamental limits of repeaterless quantum communications //Nature communications. – 2017. – T. 8. – №. 1. – C. 1-15.
26. Pirandola S. et al. Theory of channel simulation and bounds for private communication //Quantum Science and Technology. – 2018. – T. 3. – №. 3. – C. 035009.
27. Minder M. et al. Experimental quantum key distribution beyond the repeaterless secret key capacity //Nature Photonics. – 2019. – T. 13. – №. 5. – C. 334-338.
28. Wang S. et al. Beating the fundamental rate–distance limit in a proof-of-principle quantum key distribution system //Physical Review X. – 2019. – T. 9. – №. 2. – C. 021046.
29. Zhong X. et al. Proof-of-principle experimental demonstration of twin-field type quantum key distribution //Physical review letters. – 2019. – T. 123. – №. 10. – C. 100506.
30. Chistiakov V. et al. Feasibility of twin-field quantum key distribution based on multi-mode coherent phase-coded states //Optics express. – 2019. – T. 27. – №. 25. – C. 36551-36561.

## **IMPACT OF DIFFERENT TOPOLOGIES ON THE UNIDIRECTIONAL KEY TRANSPORT SECURITY IN A BACKBONE QUANTUM NETWORK**

**A.A. Gaidash<sup>1,2,\*</sup>, A.V. Kozubov<sup>1,2</sup>, G.P. Miroshnichenko<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Laboratory of Quantum Processes and Measurements, ITMO University  
19903, St. Petersburg, Kadetskaya line V.O., 3, bldg. 2, letter A*

<sup>2</sup>*Department of Mathematical Methods for Quantum Technologies, Steklov Mathematical  
Institute of Russian Academy of Sciences,  
119991, Moscow, st. Gubkina, 8*

<sup>3</sup>*High School of Engineering Institute, ITMO University  
197101, St. Petersburg, Kronverksky pr., 49*

\*e-mail: andrewdgg@gmail.com

In this paper we estimate how introduction of additional unidirectional connections through one, two and so on to a backbone (serial connection) quantum networks affects its key transport security. Expression of the successful attack probability dependent on the total number of nodes and amount of additional connections for given mean probability (and corresponding restrictions on its value) are derived. The result provides explicit trade-off between increase of the key transport security and increase of maximal allowed distance for quantum key distribution or increase of number of nodes per maximal allowed distance.

**Key words:** backbone quantum network, untrusted node, quantum key distribution.

## ЗАТЯГИВАНИЕ ЛАЗЕРА НА МШГ РЕЗОНАТОР С ЗЕРКАЛОМ

Р.Р. Галиев\*, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, И.А. Биленко

*Российский Квантовый Центр,  
121205, г. Москва, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30,  
стр. 1.*

\*e-mail: ramzil.galiev@gmail.com

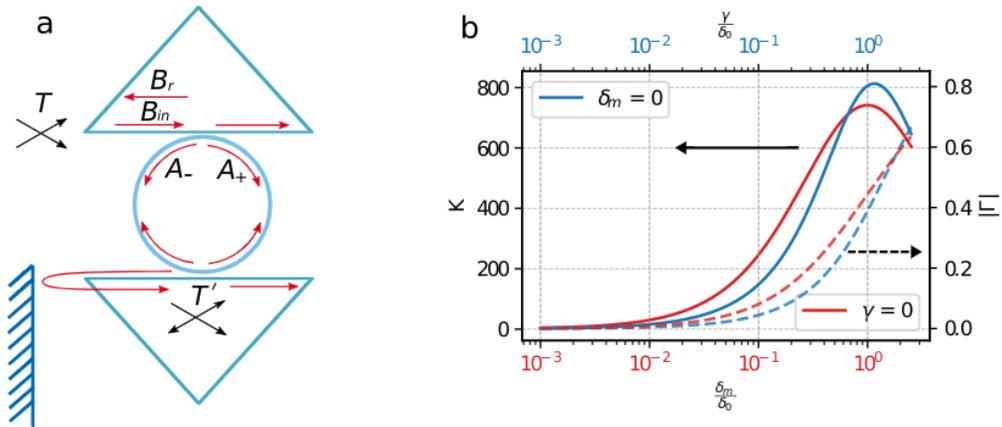
В этой работе мы представляем схему и модель затягивания полупроводникового лазера на микрорезонатор с дополнительной призмой и зеркалом, в которой уровень оптической обратной связи регулируется настройкой связи между дополнительной призмой и зеркалом.

**Ключевые слова:** затягивание, моды шепчущей галереи.

Затягивание — это динамическое явление, представляющее собой стабилизацию частоты излучения осциллятора высокочастотным пассивным резонатором, позволяющим осуществлять частотно-фильтрованную когерентную обратную связь с резонатором осциллятора. Например, затягивание полупроводникового лазера на микрорезонаторе с высокой добротностью может привести к существенному подавлению фазовых шумов и соответствующему уменьшению ширины линии генерации лазера на несколько порядков [1-3]. Оптическая обратная связь в классической схеме затягивания возникает за счет рэлеевского рассеяния на внутренних и поверхностных неоднородностях в микрорезонаторе ( $\gamma$ ). Однако для классической схемы достижение максимального уровня стабилизации лазера требует точной настройки коэффициента рэлеевского рассеяния, что не является тривиальной задачей. В данной работе мы представляем модифицированную схему затягивания с дополнительной призмой и зеркалом (Рис. 1. а). В представленной схеме уровень обратной связи настраивается настройкой связи между дополнительной призмой и зеркалом ( $\delta_m$ ). Резонансная оптическая обратная связь от МШГ-резонатора ( $|G|$ ), попадая в лазер, приводит к затягиванию частоты излучения лазера к частоте резонатора. Затягивание происходит, когда частота лазерного резонатора  $\omega_d$  близка к собственной частоте микрорезонатора  $\omega_0$ . В этот момент  $G$  обеспечивает резонансную оптическую обратную связь, которая затягивает частоту излучения лазера  $\omega$  на частоту микрорезонатора  $\omega_0$ . Для анализа влияния дополнительного элемента обратной связи с зеркалом на характеристики оптической обратной связи резонатора, мы используем квазигеометрический подход, который был представлен в [4]. Стабилизация частоты излучения лазера выражается через коэффициент стабилизации:

$$K = \frac{d\omega_d}{d\omega} \approx \kappa_{d0} \frac{4\delta_c(\gamma + 2\delta_m)}{(\delta_0 + \delta_c + \delta_m)^3}, \quad (\gamma \ll \delta_0), \quad (1)$$

где  $\delta_0$  - декремент внутренних потерь в микрорезонаторе,  $\delta_c$  - связь с верхней призмой,  $\kappa_{d0}$  - коэффициент связи с лазером. Максимальное значение коэффициента стабилизации для классической схемы и для модифицированной схемы сравнимы (Рис. 1. б). Однако, в модифицированной схеме всегда можно настроиться на максимум независимо от внутренних параметров микрорезонатора.



**Рис. 1.** а) Схема затыгивания с дополнительной призмой и зеркалом. Амплитуды в точке связи входной призмы:  $B_{in}$  - амплитуда накачки;  $B_t$  и  $B_r$  - амплитуды, прохождения и отражения;  $A_+$  и  $A_-$  - амплитуды прямой и обратной волны в микрорезонаторе. б) Сравнение коэффициента стабилизации частоты лазера (сплошные линии - левая ось  $\chi$ ) и коэффициента отражения  $|\Gamma|$  (пунктирные линии - правая ось  $|\Gamma|$ ) для случая пренебрежимо малого рэлеевского рассеяния (красная линия) и для классической схемы затыгивания (синяя линия).

Таким образом, нами предложена схема затыгивания, в которой оптическая обратная связь регулируется связью с зеркалом. Перестройка обратной волны через связь зеркала и дополнительной призмы позволяет подстроить коэффициент стабилизации частоты лазера, максимальный уровень которого близок к максимальному уровню классической схемы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 20-12-00344). Р. Г. и В.Л. выражают признательность за личную поддержку от Фонда содействия развитию теоретической физики и математики "БАЗИС".

### Литература

1. N. G. Pavlov, S. Koptyaev, G. V. Lihachev et al. // Nature Photonics, 2018, 12, 694–698.
2. Kondratiev N.M., et al. // Opt. Express 2017. Vol. 25 P. 28167.
3. Galiev R.R., et al. // Phys. Rev. Applied 2020. Vol. 14 P. 014036.
4. M. L. Gorodetsky and V. S. Pichenko. // Journal of the Optical Society of America, 1999, B 16, 147.

## SELF-INJECTION LOCKING OF LASER TO MIRROR-ASSISTED MICRORESONATOR

R.R. Galiev\*, N.M. Kondratiev, V.E. Lobanov, I.A. Bilenko

Russian Quantum Center, 143026 Skolkovo, Russia

\*e-mail: ramzil.galiev@gmail.com

We present a model for the mirror-assisted self-injection locking of a laser to high-quality factor whispering gallery mode microresonator. Based on the developed model the optimal regime of the laser stabilization is found.

**Key words:** self-injection locking, whispering-gallery mode

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В МАССИВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Е.Н. Галкина<sup>1,\*</sup>, М.Б. Белоненко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГАОУ ВО Первый МГМУ имени И.М. Сеченова Минздрава России  
119048, Москва, ул. Трубецкая, 8

<sup>2</sup>ФГАОУ ВО Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр. Университетский, 100

\*e-mail: galkina@mail.com

В работе проведено исследование динамики распространения предельно коротких оптических импульсов в среде углеродных нанотрубок с металлическими наночастицами под действием внешнего магнитного поля. Получены зависимости интенсивности трехмерного электромагнитного импульса от времени распространения импульса, концентрации металла в углеродных нанотрубках и от величины внешнего магнитного поля.

**Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, металлические наночастицы, внешнее магнитное поле, предельно короткий импульс.

Графеновые структуры сегодня признаны перспективным материалом для практического применения в полупроводниковой технике благодаря их уникальным электрофизическим свойствам. В настоящее время активно изучается поведение предельно коротких оптических импульсов, распространяющихся в среде углеродных нанотрубок с металлическими наночастицами, например, такими как Ag, Au, Pt, и др. Уже выявлено, что данные частицы могут влиять на спектр базового материала (графена) [1], улучшать его свойства [2-5]. Также в работе [6] изучена динамика распространения предельно коротких импульсов в графене с учетом композиции с металлическими частицами. Вместе с тем остались неизученными вопросы о действии внешних магнитных полей на динамику распространения оптических импульсов в массиве углеродных нанотрубок с металлическими частицами.

В работе для расчетов используется модель, в которой трехмерный предельно короткий оптический импульс распространяется по системе углеродных нанотрубок с включенными металлическими наночастицами вдоль оси  $y$ . Электрическая составляющая импульса совпадает с осью нанотрубок. Исследуемая система находится во внешнем постоянном магнитном поле (направление вектора напряженности магнитного поля совпадает с направлением вектора напряженности электрического поля электромагнитного импульса). Рассматриваемая среда неоднородна, состоит из углеродных нанотрубок типа zig-zag  $(m,0)$ .

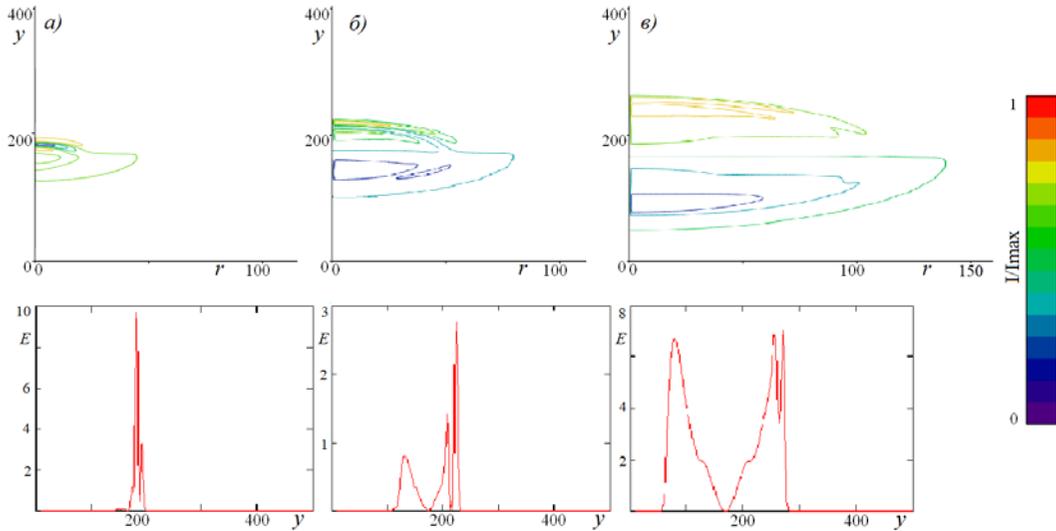
Металлические нановключения в массив углеродных нанотрубок представляют собой решетку, покрывающую рассматриваемый массив, причем ось металлической частицы совпадает с осью нанотрубки. Металлические частицы имеют малый средний диаметр порядка  $\Delta x \approx \Delta y \approx \Delta z \approx 32$  нм, среднее расстояние между включениями порядка  $dx \approx dy \approx dz \approx 44$  нм. Металлические нановключения в данной статье рассматриваются как дающие отдельный вклад в ток, причем в тех областях, где присутствуют металлические включения.

На основании уравнений Максвелла для трехмерного случая [7], дисперсионного уравнения для электронной структуры углеродных нанотрубок [8], выражений для плотности тока [9, 10], было получено уравнение, описывающее эволюцию электромагнитного поля импульса в системе углеродных нанотрубок:

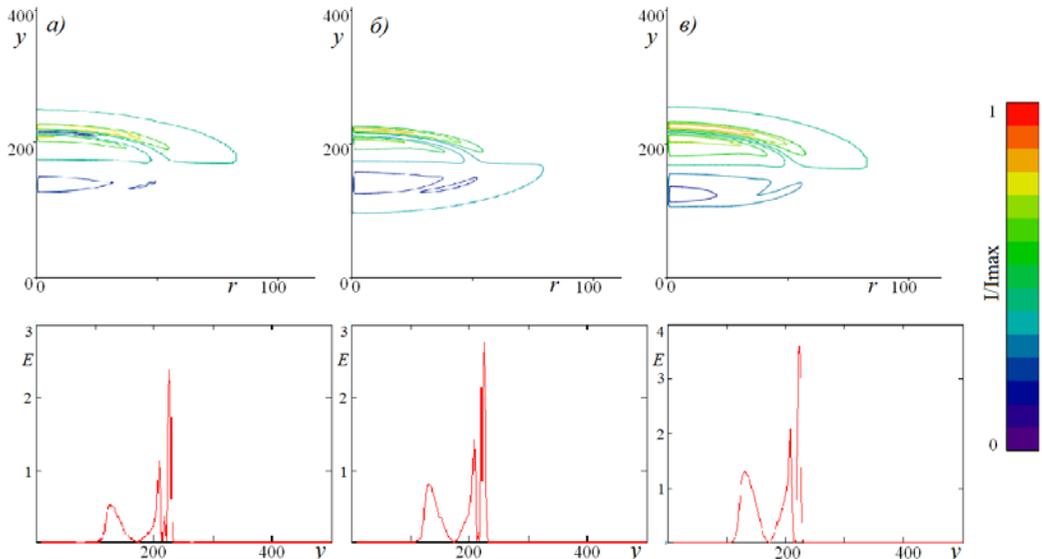
$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} - \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial v^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \zeta^2} \right) + \eta \sum_{s=1}^m \sum_{r=1}^{\infty} G_{q,s} \sin\{q\Psi\} = 0, \quad (1)$$

здесь  $\Psi = Aed_x/c\hbar$  – безразмерная проекция вектор-потенциала на ось  $x$ ,  $\tau = \omega_0 t / \sqrt{\epsilon}$  – безразмерное время,  $\xi = x\omega_0/c$ ,  $v = z\omega_0/c$ ,  $\zeta = y\omega_0/c$ , – безразмерные координаты.

Полученное уравнение (1) было решено численно при помощи прямой конечно-разностной схемы типа крест [11]. Начальное условие для вектор-потенциала электрического поля световой пули выбиралось в гауссовой форме. Эволюционной переменной в рассматриваемой задаче является время.



**Рис. 1.** Интенсивность трехмерного электромагнитного импульса  $I(r,z,t)=E^2(r,z,t)$ : а) исходная форма импульса,  $t=2.0 \cdot 10^{-12}$  с; б)  $t=6.0 \cdot 10^{-12}$  с; в)  $t=12 \cdot 10^{-12}$  с ( $v/c=0.93$ ,  $\Phi/\Phi_0=\pi/2$ ). Оси  $y$  и  $r$  представлены в безразмерных единицах. Градация цвета соответствует интенсивности электрического поля  $I/I_{max}$ . Ось  $E$  для срезов показывает напряженность электрической составляющей (единица соответствует  $10^3$  В·м<sup>-1</sup>).

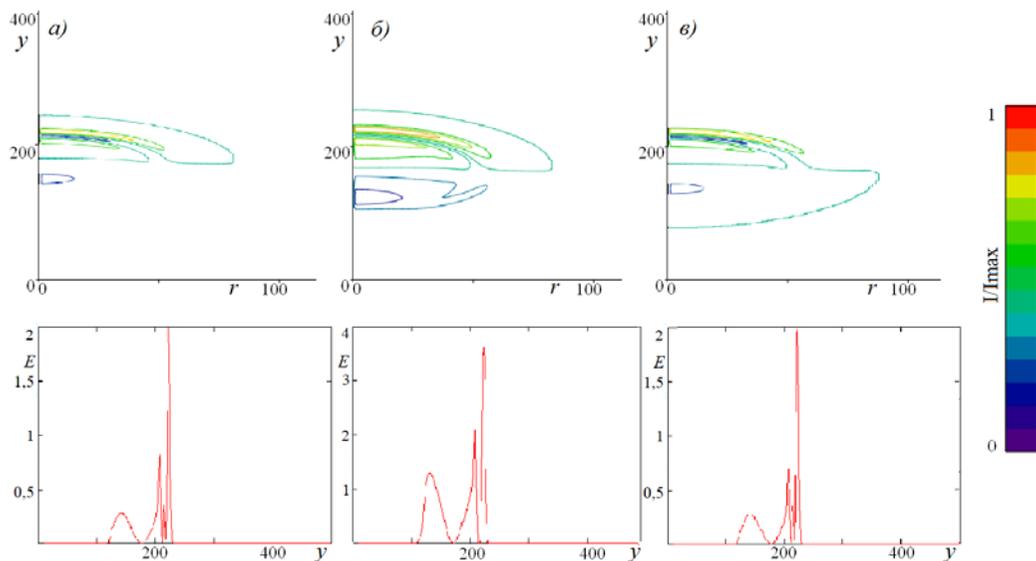


**Рис. 2.** Интенсивность трехмерного импульса  $I(r,z,t)=E^2(r,z,t)$  для разных значений  $n_{pol}/n_0$ : а)  $n_{pol}/n_0 = 0.1$ ; б)  $n_{pol}/n_0 = 0.5$ ; в)  $n_{pol}/n_0 = 1$ ;  $\Phi/\Phi_0=\pi/2$ ;  $v/c=0.93$ ;  $t=6 \cdot 10^{-12}$  с. Оси  $y$  и  $r$  представлены в безразмерных единицах. Градация цвета соответствует интенсивности электрического поля  $I/I_{max}$ . Ось  $E$  для срезов показывает напряженность электрической составляющей (единица соответствует  $10^3$  В·м<sup>-1</sup>).

Распространение трехмерных предельно коротких электромагнитных импульсов разной длительностью в среде углеродных нанотрубок с металлическими частицами под действием внешнего магнитного поля представлена на рис. 1 (под каждым импульсом приведен срез напряженности электрического поля вблизи оси  $y$ ). Здесь были отмечены развал трехмерного оптического импульса и снижение его амплитуды при большем времени распространения по изучаемому образцу.

Помещая рассматриваемую систему во внешнее магнитное поле, и меняя количество металлических частиц в среде, состоящей из углеродных нанотрубок, были получены следующие результаты, отраженные на рис. 2. При увеличении количества металлических включений в образце наблюдается повышение амплитуды напряженности электрического поля импульса. Форма импульса при этом остается стабильной.

Зависимость интенсивности импульса от величины внешнего магнитного поля показана на рис. 3. Максимум амплитуды достигается при помещении исследуемого образца во внешнее магнитное поля величиной  $\Phi/\Phi_0=\pi/2$ .



**Рис. 3.** Интенсивность трехмерного импульса  $I(r,z,t)=E^2(r,z,t)$  для разных значений приложенного магнитного поля: а)  $\Phi/\Phi_0 = \pi/6$ ; б)  $\Phi/\Phi_0 = \pi/2$ ; в)  $\Phi/\Phi_0 = \pi$ ;  $v/c=0.93$ ;  $t=6 \cdot 10^{-12}$  с. Оси  $y$  и  $r$  представлены в безразмерных единицах. Градация цвета соответствует интенсивности электрического поля  $I/I_{max}$ . Ось  $E$  для срезов показывает напряженность электрической составляющей (единица соответствует  $10^3 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ ).

В заключение представим основные полученные результаты проведенного исследования:

1. Увеличивая время распространения трехмерного предельно короткого оптического импульса в системе, состоящей из углеродных нанотрубок с металлическими включениями, мы можем менять величину амплитуды этого импульса. Дисперсия электрического поля в среде углеродных нанотрубок способствует увеличению пропускаемого через нее импульса. Это свойство может оказаться полезным в устройствах усиления импульсов.

2. Концентрация металлических нановключений в массив углеродных нанотрубок, составляющих исследуемый образец, влияет на амплитуду распространяющегося импульса, проходящего сквозь рассматриваемый образец.

3. Величина внешнего магнитного поля, приложенного к исследуемому образцу, также оказывает влияние на распространения трехмерного предельно короткого светового импульса. А именно, численно показано, что при увеличении магнитного поля растет амплитуда проходящего в среде импульса. И максимальное значение амплитуды достигается при значении внешнего магнитного поля  $\Phi/\Phi_0=\pi/2$ .

## Литература

1. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S.V., Grigorieva I.V., Firsov A.A. // Science. 2004. V. 306, N 5696. P. 666. doi 10.1126/science.1102896.
2. Kim I.-D., Choi S.-J., Cho H.-J. Graphene-Based Composite Materials for Chemical Sensor Application. Electrospinning for High Performance Sensors, Springer International Publishing, Cham, 2015. 65–101 p.
3. Shang L., Bian T., Zhang B., Zhang D., Wu L.Z., Tung C.H., Yin Y, Zhang T. // Angew. Chem. 2014. V. 53. P. 250. doi 10.1002/anie.201306863.
4. Huang J., Zhang L., Chen B., Ji N., Chen F., Zhang Y., Zhang Z. // Nanoscale. 2010. V. 2. P. 2733. doi 10.1039/c0nr00473a.
5. Tan L.-L., Ong W.-J., Chai S.-P., Mohamed A.R. // Appl. Catal. B: Environ. 2015. V. 166. P. 251. doi 10.1016/j.apcatb.2014.11.035.
6. Конобеева Н.Н., Скворцов Д.С., Белоненко М.Б. // Оптика и спектроскопия, 2019, том 126, вып. 3.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VIII. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
8. Овчинников А.А., Отражев В.В. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 10. С. 1950.
9. Harris P.J.F. Carbon Nanotubes and related structures: New materials for the 21st century. Cambridge University Press, Cambridge, 2009. 301 p.
10. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.
11. Бахвалов Н.С. Численные методы. М.: Наука, 1975. 632 с.

## PROPAGATION OF FEW CYCLES OPTICAL PULSES IN ARRAY OF CARBON NANOTUBES WITH METALLIC NANOPARTICLES IN THE PRESENCE OF EXTERNAL MAGNETIC FIELD

E.N. Galkina<sup>1,\*</sup>, M.B. Belonenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *I.M. Sechenov First Moscow State Medical University  
8 Trubetskaya street, Moscow, 119048, Russia*

<sup>2</sup> *Volgograd State University  
100 Prospect Universitetsky, Volgograd, 400062, Russia*

\*e-mail: galkina@mail.com

In this paper we investigate the propagation dynamics of few cycle optical pulses in the medium of carbon nanotubes with metallic nanoparticles under external magnetic field. The numerical modeling of the research gives us graphical dependences of intensity of three-dimensional electromagnetic pulse on the pulse propagation duration, metal concentration in the system of carbon nanotubes and the value of external magnetic field.

**Key words:** carbon nanotubes, metallic nanoparticles, external magnetic field, few cycle pulse.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДЕЛИТЕЛЯ ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДА ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

Л.Р. Гилязов<sup>1\*</sup>, М.Э. Сибгатуллин<sup>1</sup>, Н.М. Арсланов<sup>1</sup>

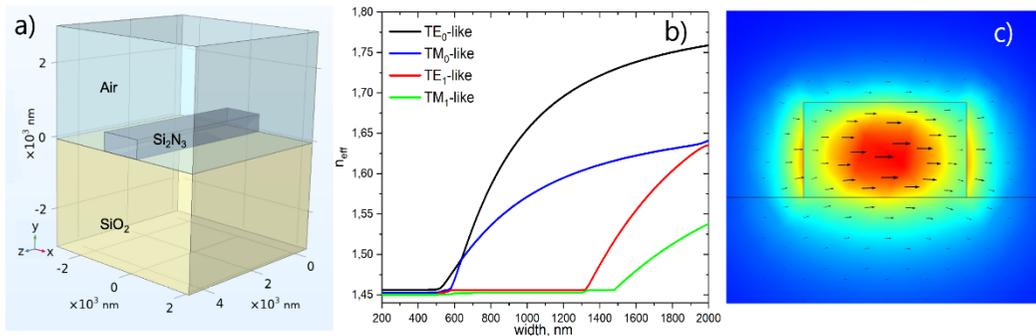
<sup>1</sup> ФГБОУ ВО «КНИТУ-КАИ»  
420111 г. Казань, ул. К. Маркса, 10  
\*e-mail: lgilyazo@gmail.com

Проведено моделирование и оптимизация волноводной структуры и оптического делителя на основе кристалла нитрида кремния, получена зависимость эффективного показателя преломления от ширины волноводной структуры для разных волноводных мод. Спроектирован компактный оптический делитель с низкими потерями.

**Ключевые слова:** кристалл нитрида кремния, моделирование, полосковый волновод, сплиттер.

В последние десятилетия все чаще наблюдается замена электронных систем на фотонные. Поэтому актуальными являются исследования, проводимые на стыке радиоэлектроники, СВЧ-оптоэлектроники, интегральной и волоконной оптики и ряда других отраслей науки и промышленного производства, составляющих новое научно-техническое направление под названием радиофотоника.

Основой компонентной базы интегральной радиофотоники являются оптические микроволноводы, представляющие собой диэлектрическую полосковую структуру прямоугольного сечения. В качестве объекта исследования в данной работе была выбрана подложка из оксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ) покрытая тонкой пленкой кристалла нитрида кремния ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) (рис.1а).



**Рис. 1.** Трехмерная модель оптического каналного волновода (а); зависимость эффективного показателя преломления от ширины волноводной структуры при заданной высоте волновода для разных волноводных мод (б); распределение напряженности электрического поля  $\text{TE}_0$  моды в сечении волноводной структуры с шириной волновода  $w = 0.8$  мкм и  $n_{\text{eff}} = 1.58$ . Черные стрелки показывают направление и относительную амплитуду напряженности электрического поля (с).

Анализ полосковых волноводов значительно сложнее, чем планарных, и точные аналитические решения для мод полосковых волноводов отсутствуют. Для анализа таких волноводов существуют численные методы решения, такие как метод распространения луча для приближенного решения скалярного волнового уравнения Гельмгольца.

Нитрид кремния обладает низкими оптическими потерями [1, 2], что позволяет создавать на его основе такие устройства, как оптоэлектронные генераторы и генераторы оптических гребенок. Поскольку слой нитрида кремния с показателем преломления  $n_{\text{Si}_2\text{N}_3} = 2.02$  заключен между оксидом кремния с показателем преломления  $n_{\text{SiO}_2} = 1.46$  с одной стороны и воздухом с

показателем преломления  $n=1$  с другой стороны, то для слоя нитрида кремния осуществляется условие полного внутреннего отражения. Моделирование производилось в пакете COMSOL Multiphysics при помощи модуля Wave Optics Module. Было проведено численное моделирование волноводной структуры и оптического делителя 50/50, получена зависимость эффективного показателя преломления от ширины волноводной структуры при заданной высоте волновода  $h = 500$  нм для разных волноводных мод (рис. 1б). При ширине волновода ниже 500 нм, наблюдалось условие отсечки всех волноводных мод. Однако в пределах 600 нм  $< w < 1300$  нм существуют  $TE_0$  и  $TM_0$  подобные моды, называемые фундаментальными модами волновода. При дальнейшем увеличении ширины волновода начинают возбуждаться моды более высоко порядка. Поэтому для дальнейшего рассмотрения была выбрана ширина волновода  $w = 1.2$  мкм и проведено моделирование распространения электромагнитного излучения на отрезке 15 мкм. Поперечное сечение оптического волновода со смоделированным распределением напряженности электрического поля  $TE_0$  подобной моды представлено на рис. 1с.

Для расчета применялся метод огибающей пучка [3]. Данный метод решает модифицированный вариант полных уравнений Максвелла методом конечных элементов. Для формулы, огибающей пучка в качестве входных данных, требуется приблизительно известный и медленно меняющийся волновой вектор. Интерфейс вычисляет не сами электромагнитные поля, а лишь медленно меняющуюся амплитуду электрического поля. Преимущество подхода, использующего огибающие пучка, заключается в возможности наложить очень грубую сетку в направлении распространения. Однако этот подход ограничен тем, что волновой вектор должен быть в единообразным или медленно меняющимся во всей области моделирования. Для многих важных оптических устройств, например, для оптоволокон или направленных разветвителей, это условие действительно выполняется.

Был спроектирован компактный Y-сплиттер (оптический делитель мощности 50/50) на основе нитрида кремния с низкими излучательными потерями для длины волны 1.55 мкм (рис.2).

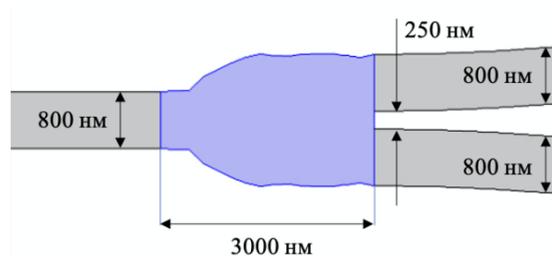
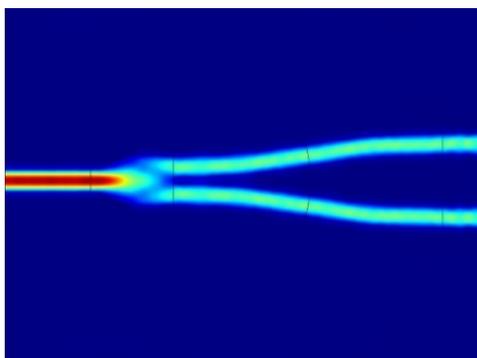


Рис. 2. Геометрия Y-перехода.

Геометрия волновода для одномодового режима работы была выбрана 800 нм в ширину и 500 нм в высоту, а ширина переходного участка Y-сплиттера (Y-переход) составляла 700 нм на входе и 1850 нм на выходе. Длина переходного участка, соединяющая входной и выходные волноводы, была выбрана 3 мкм, чтобы вся геометрия Y-перехода оставалась достаточно компактной, поскольку данный пассивный компонент может являться частью более сложного активного устройства или интегральной оптической схемой. Y-образный переход симметричен в направлении распространения, чтобы обеспечить сбалансированный выход на двух ветвях. Геометрия Y-перехода рассчитывалась путем разбиения Y-перехода на 15 доменов размером порядка 200 нм и путем минимизации излучательных потерь, применялся метод Нелдера-Мида для расчёта размеров каждого домена.



**Рис. 3.** Распределение мощности излучения вдоль оси X.

В результате моделирования были получены распределение вектора напряженности электрического  $E_z$  и распределение мощности излучения вдоль оси X (рис.3). Потери делителя составили 0.1 дБ.

Работа выполнена в рамках госзадания - соглашение № 02.03.2020 №00075-02-2020-051/1 реестр №78 КБК 01104730290059611.

#### Литература

1. Levy J. S. et al. // Nature photonics. 2010. V. 4. № 1. P. 37.
2. Ooi K. J. A. et al. // Nature communications. 2017. V. 8. P. 13878.
3. Lifante, G. // Beam propagation method for design of optical waveguide devices. Ch. 2. John Wiley & Sons, Ltd. 2015. P. 48.

## MODELING AND OPTIMIZATION OF OPTICAL SPLITTER BASED ON PLANAR SILICON NITRIDE WAVEGUIDE

L.R. Gilyazov<sup>1\*</sup>, M.E. Sibgatullin<sup>1</sup>, N.M. Arslanov<sup>1</sup>,

<sup>1</sup> FSBEI HE «KNRTU-KAI»  
10, K.Marx St., Kazan, Tatarstan 420111, Russia  
\*e-mail: lgilyazo@gmail.com

Modeling and optimization of the waveguide structure and optical splitter based on a silicon nitride crystal are carried out, and the dependence of the effective refractive index on the width of the waveguide structure for different waveguide modes is obtained. Designed a compact, low loss optical splitter.

**Key words:** silicon nitride crystal, modeling, strip waveguide, splitter.

## ЦИФРОВЫЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ И АНАЛИЗА АСМ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПОЛИМЕРНЫХ ТРЕКОВЫХ МЕМБРАН

А.В. Голованова<sup>1,2\*</sup>, А.И. Аржанов<sup>1,2</sup>, М.А. Домнина<sup>2</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2,3</sup>,  
А.В. Наумов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, 108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 5

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет, 119435, Россия, Москва,  
ул. Малая Пироговская, д. 1

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Троицкое обособленное подразделение,  
108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 11

\*e-mail: golovanova@isan.troitsk.ru

В работе представлены цифровые методы компьютерной обработки и анализа изображений атомно-силового микроскопа на примере обработки полимерных трековых мембран для осуществления их структурной характеристики.

**Ключевые слова:** обработка изображений, трековые мембраны, пористые материалы, атомно-силовая микроскопия.

В настоящее время цифровая обработка и анализ изображений практически образовали отдельное направление со своими специфическими целями и задачами. Довольно сложной задачей является обработка макро- и наномасштабных изображений при чем не только в автоматическом режиме обработки, но и в полуавтоматическом режиме. Возникает необходимость получения информации о физических свойствах исследуемого образца, классификация объектов на снимках, определение статистических характеристики и соотношений объекта, создание компьютерных моделей. Всё перечисленное является приоритетными задачами в данной области.

Атомно-силовой микроскоп позволяет получать изображения поверхностей, исследуемых образцов. Размеры АСМ-снимков составляют от 5 мкм x 5 мкм до 150 мкм x 150 мкм в зависимости от применяемой измерительной приставки и требуют цифровой обработки и анализа. В данной работе методом АСМ исследовались трековые мембраны (ТМ) - тонкие полимерные пленки с разной плотностью пор. Они имеют широкое практическое применение (шаблонный синтез наноструктур и нанокомпозитов[1], технологическая фильтрация, культивирование клеток[2], лабораторная фильтрация) [3].

Во время обработки и анализа изображении трековых мембран для характеристики упорядоченности или разупорядоченности ТМ, определения параметров пор, а также их распределений нужно ввести ряд параметров/характеристик. Мы предлагаем для характеристики таких сложноструктурированных сред следующий набор параметров: диаметры пор и распределение диаметров, характерные расстояния между ближайшими порами и распределение этих расстояний, распределение углов между парами пор для определения наличия выделенного направления в исследуемом образце, плотность пор и распределение плотности, количество дефектных пор, их процентное содержание в образце и критерии отбора. В качестве критериев дефектности пор в трековых мембранах предлагается отбор по следующим признакам: большой диаметр поры (отклонение более чем на  $\sigma$  от среднего размера пор в распределении диаметров) и расстояние между ближайшими соседними порами, сравнимое с величиной шага сканирования. Для применения части вводимых параметров необходима информация о местоположении каждой поры (их центрах).

Для характеристики пористых материалов необходима разработка корректных и качественных методов обработки данных, например, для определения диаметров пор, пространственного распределения пор, флуктуаций плотности пор, которая и была выполнена в данной работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований

(проект № 20-02-00871).

### Литература

1. Kozhina, E.P., Andreev, S.N., Tarakanov, V.P. et al. Study of Local Fields of Dendrite Nanostructures in Hot Spots Formed on SERS-Active Substrates Produced via Template-Assisted Synthesis. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. 1465–1468.
2. S. Soto Espinoza, C. Aguiar, F. Richieri, M. Grasselli. Track-etched membrane as fluorescence-based pH biosensor. Reactive and functional polymers. 2019. V. 135. P. 1-7.
3. Elizaveta P. Kozhina, Sergey A. Bedin, Natalia L. Nechaeva, Sergey N. Podoynitsyn, Vladimir P. Tarakanov, Stepan N. Andreev, Yuriy V. Grigoriev and Andrey V. Naumov. Ag-Nanowire Bundles with Gap Hot Spots Synthesized in Track-Etched Membranes as Effective SERS-Substrates. Appl. Sci. 2021. 11(4). 1375.

## DIGITAL METHODS OF PROCESSING AND ANALYSIS OF AFM IMAGES OF POLYMER TRACK-ETCHED MEMBRANES

A.V. Golovanova<sup>1,2\*</sup>, A.I. Arzhanov<sup>1,2</sup>, M.A. Domnina<sup>2</sup>, K.R. Karimullin<sup>1,2,3</sup>,  
A.V. Naumov<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> *Institute for Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences*

*5 Fizicheskaya str., Troitsk, Moscow, Russia, 108840*

<sup>2</sup> *Moscow State Pedagogical University*

*29/7, building 1, Malaya Pirogovskaya str., Moscow, Russia, 119435*

<sup>3</sup> *Lebedev Physical Institute RAS, Branch in Troitsk,*

*11 Fizicheskaya str., Troitsk, Moscow, Russia, 108840*

\*e-mail: golovanova@isan.troitsk.ru

In this work we present digital methods of numerical analysis of atomic force microscope images on the example of processing polymer track-etched membranes for their structural characterization.

**Key words:** image processing, track-etched membranes, porous materials, atomic force microscopy.

# УСИЛЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЧАСТОТНЫЕ ГРЕБЕНКИ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ЗАТЯГИВАНИЯ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ С НОРМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

А.Е. Шитиков<sup>1,\*</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, К.Н. Миньков<sup>1</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>, И.К. Горелов<sup>1,2</sup>,  
И.А. Биленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр

143026, Москва, Сколково, ул. Новая, д. 100 А

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

119991, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1

\*e-mail: shartev@gmail.com

В данной работе экспериментально исследуется эффект затягивания лазерного диода на высокодобротный микрорезонатор с модами шепчущей галереи на длине волны 780 нм, для которой материальная дисперсия групповых скоростей микрорезонатора. Выявлено, что в результате эффекта затягивания могут возбуждаться подавленные продольные моды лазерного диода, что приводит к генерации гибридных, лазерно-усиленных боковых компонент. В результате возбуждаются оптические частотные гребенки с высокой эффективностью преобразования энергии накачки и низким уровнем фазовых шумов.

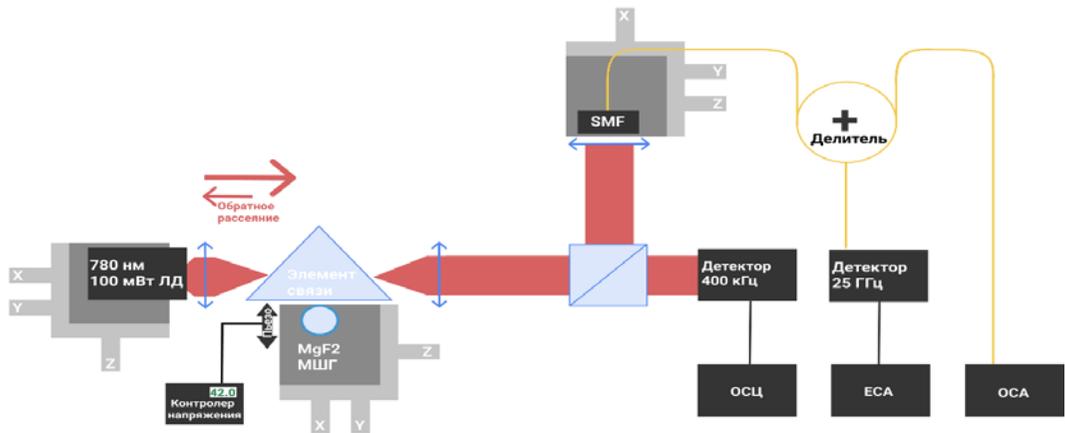
**Ключевые слова:** моды шепчущей галереи, микрорезонатор, нормальная дисперсия групповых скоростей, диссипативные солитоны, эффект Керра, платикон, эффект затягивания.

Оптические частотные гребенки открыли совершенно новые возможности для фундаментальной науки и практических приложений. Использование высокодобротных микрорезонаторов позволило существенно уменьшить размер генераторов частотных гребенок по сравнению с традиционно используемыми для этого лазерами с синхронизацией мод и значительно расширить область применения частотных гребенок в различных областях науки и техники [1]. Микрорезонаторные оптические частотные гребенки обычно основаны на возбуждении диссипативных керровских солитонов в области аномальной дисперсии групповых скоростей [2]. В таком случае достигается баланс между дисперсией и самофокусировкой, потерями и накачкой и могут быть возбуждены диссипативные керровские солитоны, как результат каскадного четырехволнового взаимодействия [3]. Однако для широкого диапазона длин волн, в частности для видимого диапазона, характерна нормальная материальная дисперсия групповых скоростей, при которой генерация частотных гребенок значительно затруднена. В недавних работах была показана возможность генерации оптических частотных гребенок в области нормальной дисперсии групповых скоростей в виде платиконов, диссипативных солитонов с плоской вершиной [4]. Было показано, что для возбуждения платиконов необходимо создание особых условий. Эффект затягивания частоты лазерного диода на частоту микрорезонатора с модами шепчущей галереи является одним из способов создания условий, обеспечивающих генерацию платиконов [5, 6]. При возбуждении моды шепчущей галереи за счет рассеяния Рэлея возбуждается также и обратная волна, которая при отсутствии изолятора попадает в лазерный источник, тем самым обеспечивая оптическую пассивную частотно-селективную обратную связь, приводящую к сужению линии генерации оптического источника [7]. Особый интерес представляют оптические частотные гребенки в активных средах. В недавней работе [8] были продемонстрированы частотные гребенки, возбужденные лазерном диоде непосредственно без насыщающегося поглотителя. Такие гребенки могут сочетать высокую эффективностью генерации простоту конструкции, что чрезвычайно востребовано для практических применений.

В данной работе мы демонстрируем генерацию платиконоподобных импульсов и оптических частотных гребенок в микрорезонаторе из фторида магния на длине волны 780 нм.

Материальная дисперсия групповых скоростей на этой длине волны является нормальной. Было выявлено возбуждение оптических частотных гребенок с низким уровнем фазовых шумов частотным расстоянием между линиями кратным одновременно области свободной дисперсии микрорезонатора и лазера.

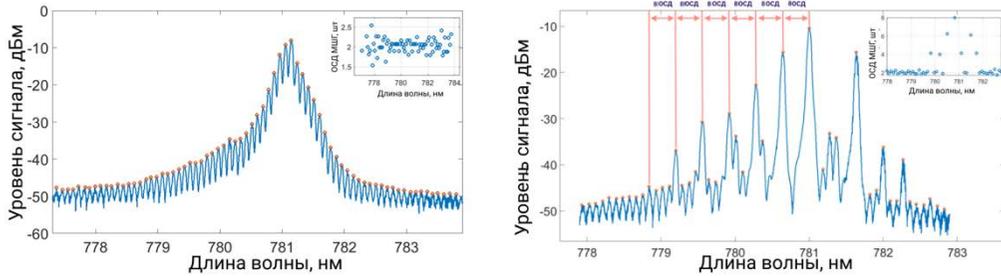
Для реализации эксперимента генерации оптических частотных гребенок в режиме затягивания был выбран одночастотный лазерный источник без изолятора мощностью до 70 мВт на длине волны 780 нм. Для возбуждения МШГ использовалась классическая схема с прямоугольной призмой в качестве элемента связи, см. Рис. 1. Расстояние от микрорезонатора до лазерного диода было выставлено равным двойному фокусному расстоянию фокусирующей линзы, установленной перед лазером, и составило 16 мм. Зазор между резонатором и элементом связи контролировался с помощью пьезоподачи. Вышедшее из микрорезонатора излучение заводилось в одномодовое волокно и подавалось на измерительные приборы: на оптический анализатор спектра, на детектор с полосой 2 ГГц и через него на осциллограф, на детектор с полосой 25 ГГц и через него на анализатор спектра радиодиапазона. Использовались микрорезонаторы диаметром 3 и 4 мм из фторида магния, добротность могла превышать  $10^9$  и варьировалась нагружением.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки для генерации оптических частотных гребенок в области нормальной дисперсии групповых скоростей в режиме затягивания.

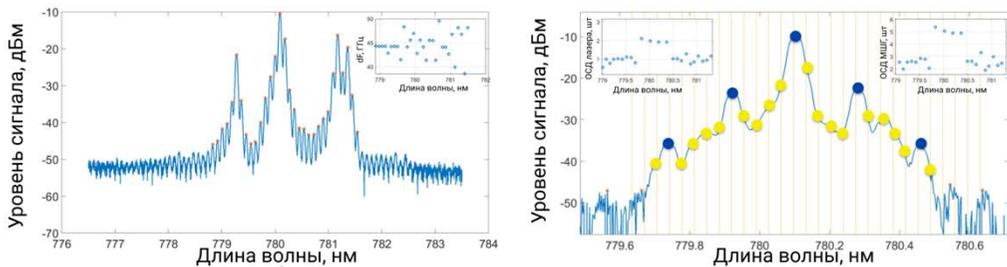
В рамках эксперимента были исследованы оптические спектры во всем диапазоне сканирования тока питания лазерного диода, который превышал область свободной дисперсии микрорезонатора (ОСД). Были получены платиконоподобные спектры, аналогичные полученным в работе [9], которым соответствовал узкий сигнал биений. Было выявлено множество различных типов спектров. Было отмечено, что, за исключением редких случаев, когда интервал между линиями гребенки был равен 1 ОСД микрорезонатора, этот интервал оказывался кратен четному числу ОСД микрорезонатора (2, 4, 6 и даже 8), при отсутствии линий отстоящих от накачки на нечетное число ОСД. Пример таких частотных гребенок приведен на рисунке 2. Кроме прочего на рисунке хорошо видны подавленные моды лазерного диода, отмеченные красными кругами. Расстояние между модами диода составляет приблизительно 45 ГГц, что примерно соответствует 2 ОСД микрорезонатора диаметром 3 мм (ОСД около 22 ГГц). На врезках на рисунке 2 указано частотное расстояние между линиями в спектре от длины волны. Для верхнего случая, где частотное расстояние между линиями кратно 2 ОСД резонатора, видно, что за пределами гребенки разброс довольно велик, затем в области гребенки разброс между линиями стабилизируется, и снова увеличивается за пределами генерации. Для правого рисунка на врезке хорошо видно, что расстояние между

линиями кратно четному числу ОСД резонатора. Из-за недостаточного разрешения наблюдается значительный разброс между линиями в спектрах.



**Рис. 2.** Спектры ОЧГ в режиме затягивания лазерного диода на микрорезонатор диаметром 3 мм. На врезках указано частотное расстояние между линиями, значительны разброс обусловлен низким разрешением оптического анализатора спектра в этом диапазоне длин волн.

Для проверки сделанных предположений резонатор диаметром 3 мм был заменен на другой высокочастотный резонатор из фторида магния диаметром 4 мм. Для такого резонатора также была характерна генерация ОЧГ, причем частота между линиями кратная ОСД лазера также оставалась выделенной несмотря на то, что 45 ГГц не кратно ОСД резонатора (17.5 ГГц) смотри рисунок 3.



**Рис. 3.** Слева – спектр частотной гребенки в режиме затягивания лазерного диода на резонатор с МШП диаметром 4 мм. На врезке - частотное расстояние между линиями, которое составляет 45 ГГц. Справа - спектр ОЧГ при затягивании на резонатор диаметром 4 мм с частотным расстоянием между линиями 1 ОСД резонатора. Желтыми кругами отмечены положения линий через ОСД резонатора. Синими кругами отмечены линии, выделяющиеся в спектре. На врезках представлены частотные расстояния между контрастными линиями, к таким линиям относятся подавленные моды лазерного диода и линии, выделенные синими кругами. Слева - частотное расстояние нормировано на ОСД лазерного диода, справа - частотное расстояние нормировано на ОСД резонатора.

Наименьшее общее кратное ОСД лазерного диода и микрорезонатора 17.5 и 45 будет примерно соответствовать 90, что равно 2 ОСД лазера и 5 ОСД микрорезонатора. И действительно, частотный интервал кратный 5 ОСД микрорезонатора реализовывался чаще прочих. На рисунке 3 справа представлен спектр гребенки с частотным расстоянием 1 ОСД резонатора. Низкое разрешение анализатора спектра не позволяет различить отдельные линии. Желтыми кругами отмечены положения линий через 17.5 ГГц. Синими кругами отмечены линии, выделяющиеся в спектре. На врезках представлены частотные расстояния между контрастными линиями, к которым относятся подавленные моды лазерного диода и линии, выделенные синими кругами. Видно, что в пределах спектра гребенки частотный интервал соответствует 2 ОСД лазера и 5 ОСД резонатора, но интервал 45 ГГц не наблюдается, что

доказывает факт усиления линий гребенки за счет подавленных продольных мод лазерного диода.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования особенности генерации ОЧГ в высокодобротных микрорезонаторахна длине волны 780 нм в области нормальной ДГС, с использованием эффекта затягивания. Были выявлены новые режимы генерации оптических частотных гребенок, связанные с возбуждением подавленных продольных мод лазерного диода. Было показано, что затягивание приводит к генерации частотных гребенок с узким сигналом биений. Также обнаружено, что возникновение в силу нелинейного процесса в микрорезонаторе обратного рассеяния на частотах кратных ОСД лазера приводит к возбуждению соответствующих продольных линий лазерного диода и генерации гибридных лазерно-микрорезонаторных оптических частотных гребенок с высокой эффективностью преобразования энергии накачки в энергию генерируемых линий. Эти результаты могут стать важным шагом на пути создания компактных энергоэффективных источников когерентных оптических частотных гребенок в области нормальной дисперсии групповых скоростей, в том числе и в видимом диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект 17-12-01413-П).

### Литература

1. Del'Haye P., Schliesser A., Arcizet O. et al. // Nature. (2007). V. 450(7173). P. 1214.
2. Herr T., Brasch V., Jost J. D. et al. // Nature Photon. (2014). V. 8(2). P. 145.
3. Kippenberg T. J., Gaeta A. L., Lipson M. et al. // Science. (2018). V. 361. P. 6402.
4. Lobanov V. E., Lihachev G., Kippenberg T. J. et al. // Opt. Exp. (2015). V. 23(6). P. 7713.
5. Kondratiev N. M., Lobanov V. E., Lonshakov E. A. et al. // Opt. Exp. (2020). V. 28(26). P. 38892.
6. Lobanov V. E., Shitikov A. E., Galiev R. R. et al. // Opt. Exp. (2020). V. 28(24). P. 36544.
7. Kondratiev N. M., Lobanov V. E., Cherenkov A. V. et al. // Opt. Exp. (2017). V. 25(23). P. 28167.
8. Bao H., Cooper A., Rowley M. et al. // Nature Photon. (2019). V. 13(6). P. 384.
9. Liang W., Savchenkov A. A., Ilchenko V. S. et al. // Opt. Lett. (2014). V. 39(10). P. 2920.

## ENHANCED OPTICAL FREQUENCY COMBS BASED ON SELF-INJECTION LOCKING EFFECT IN MICROSONATORS WITH NORMAL DISPERSION

A.E. Shitikov<sup>1,\*</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>, K.N. Min'kov<sup>1</sup>, N.M. Kondratiev<sup>1</sup>, I.K. Gorelov<sup>1</sup>,  
I.A. Bilenko<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Russian Quantum Center

143026 100A Novaya str., Skolkovo, Russia

<sup>2</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

119991 1-2 Leninskie Gory, Moscow, Russia

\*e-mail: shartev@gmail.com

In this work, we study experimentally the effect of the self-injection locking of a laser diode onto a microresonator with whispering gallery modes at the wavelength of 780 nm, which corresponds to the normal material dispersion of the group velocities of the microcavity. It is revealed that as a result of the self-injection locking effect, suppressed longitudinal modes of a laser diode can be excited, which leads to the generation of hybrid, laser-enhanced frequency combs. As a result, combs with high efficiency of conversion of pump energy and low level of phase noise are demonstrated experimentally.

**Key words:** whispering gallery modes, microresonators, normal group velocity dispersion, dissipative soliton, Kerr effect, platicon, self-injection locking effect.

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ СЖАТЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И МЕТОДА РЕДУКЦИИ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ МНОГОМОДОВОГО ВОЛОКНА

П.П. Гостев, Д.А. Балакин\*, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет.  
119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы, МГУ имени М.В. Ломоносова, 1с2.*

\*e-mail: balakin\_d\_a@physics.msu.ru

Рассматривается использование различных методов сжатых измерений в волоконных фантомных изображениях. Оценивается эффективность их применения для разных типов объектов, то есть скорость сходимости при увеличении числа шаблонов освещения и точность восстановления изображений объекта при разных объемах используемых данных.

**Ключевые слова:** сжатые измерения, волоконные фантомные изображения, эффективность.

Волоконные фантомные изображения (ВФИ) — это перспективная технология получения изображений в эндоскопических системах, то есть при наблюдении объекта через оптическое волокно или жгут волокон. Классическим алгоритмом фантомных изображений считается расчет изображения из корреляционных функций второго порядка между сигналом с объекта и сигналом из восстанавливающего канала. В современной науке чаще используется вычислительный вариант алгоритма [1]. Такой алгоритм слабо применим в системах реального времени, предназначенных для генерации изображений объекта с частотой 10 и более Гц, так как для построения одного изображения объекта требуется накопить большое количество данных для расчета корреляционной функции. Для того, чтобы уменьшить количество данных, необходимое для расчета изображений, используют методы сжатых измерений [2], в которых учитывается некоторая априорная информация об объекте.

Типичная модель измерения при обработке изображений имеет вид

$$\xi = Af + v, \quad (1)$$

где вектор  $\xi$  — результат измерения (например, последовательность показаний однопиксельного датчика), неизвестный вектор  $f$  характеризует объект исследования, матрица  $A$  моделирует измерительный преобразователь (например, при использовании структурированного освещения и однопиксельного датчика строки матрицы  $A$  суть шаблоны освещения),  $v$  — погрешность измерений.

Для повышения качества восстановления  $f$  требуется привлечь дополнительную информация об  $f$ . Эта информация, как правило, ограничивает класс объектов, изображения которых могут быть точно восстановлены. Иными словами, погрешность обработки уменьшается при восстановлении изображений «более правдоподобных» объектов в ущерб восстановлению изображений «менее правдоподобных». Примеры:

- Неотрицательность коэффициента пропускания объекта в любой его точке;
- Близость оптических характеристик объекта в близких его точках.

В методе сжатых измерений оценка вектора  $f$  определена решением задачи минимизации по  $g$  функционала

$$\Delta(Ag, \xi) + \alpha\Omega(g), \quad (2)$$

где функционал  $\Delta$  характеризует отклонение ожидаемого (при объекте, моделируемом вектором  $g$ ) результата измерения  $Ag$  и фактически полученного  $\xi$ , а регуляризирующий

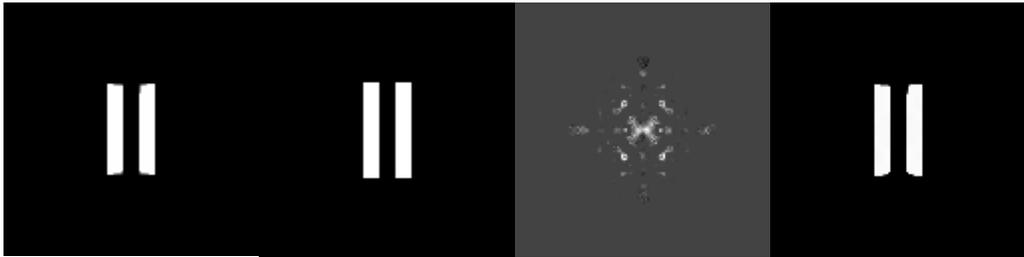
функционал  $\Omega$  характеризует регулярность объекта. Основные используемые варианты функционала  $\Delta$ :

- Функционал наименьших квадратов [3]  $\Delta(Ag, \xi) = \|Ag - \xi\|^2$
- Логарифм функции правдоподобия. При пуассоновской статистике фотоотсчетов он выражается как [4]  $\Delta(Ag, \xi) = \sum_{j=1}^{\dim \xi} (\xi_j \ln((Ag)_j + \varepsilon) - ((Ag)_j + \varepsilon) - \ln \xi_j!)$ , где  $\varepsilon$  — среднее число фотоотсчетов, вызванных темновыми шумами.

Распространенная формализация утверждение о близости оптических характеристик объекта в близких его точках — разреженность  $f$  в базисе некоторого преобразования  $T$ , например в базисе дискретного косинусного преобразования. Желательно как можно более быстрое убывание упорядоченных по убыванию модулей координат вектора  $f$ . На этом способе основаны следующие варианты функционала  $\Omega$ :

- манхэттенская норма ( $L^1$ ) [5]  $g$  —  $\Omega(g) = \|Tg\|_1$
- Отношение манхэттенской нормы и евклидовой нормы ( $L^2$ ) [6]  $g$  —  $\Omega(g) = \|Tg\|_1^2 / \|Tg\|_2^2$

Также функционал  $\Omega$  может быть основан на регулярности других характеристик объекта, например полная и квадратичная кривизна изображения, изотропная или анизотропная полная вариация и т.д.



**Рис. 1.** Слева направо: восстановленное изображение двух щелей при его наблюдении через многомодовое волокно (результат численного моделирования) методом сжатых измерений при полной вариации как регуляризирующем функционале, суммированием шаблонов освещения с весами — результатами измерений и методом редукции измерения.

Другой вариант восстановления фантомного изображения дает математический метод редукции измерений [7], в котором ищется преобразование из некоторого класса (например, линейных преобразований), минимизирующее погрешность использования результата преобразования как оценки изображения объекта исследования. Например, если в модели измерения (1) погрешность измерений рассматривается как случайная с нулевым математическим ожиданием и известным ковариационным оператором  $\Sigma_v$ , а погрешность оценивания определена как среднеквадратичная максимальная по всем значениям  $f$ , то [7, п. 5.1] минимизирующий ее оператор линейной редукции есть  $(\Sigma_v^{-1/2} A)^- \Sigma_v^{-1/2}$ , если выполнено условие  $I - A^- A = 0$ , где  $-$  обозначает псевдообращение. Если же это условие не выполнено, то априори допускает оценивание с конечной погрешностью лишь составляющая  $A^- A f$ , лежащая в ортогональном дополнении ядра оператора  $A$ .

В предлагаемом варианте вначале, аналогично [8], оценивается составляющая изображения, лежащая в ортогональном дополнении к ядру оператора  $A$ . Для этого вычисляется результат линейной редукции и его ковариационный оператор. Затем в собственном базисе модели измерения [7, п. 8.1], который в данном случае есть правый сингулярный базис оператора  $\Sigma_v^{-1/2} A$ , отбираются компоненты результата линейной редукции, относительно которых не отклоняются гипотезы об их равенстве нулю. Наконец,

для восстановления всего изображения минимизируется полная вариация изображения, составленного из ранее восстановленной составляющей, принадлежащей дополнению ядра оператора  $A$ , и произвольной составляющей, принадлежащей ядру оператора  $A$ , по которой и производится минимизация и которая полностью определяется априорной информацией о виде изображаемого объекта.

Мы проанализировали эти и другие варианты алгоритмов сжатых измерений в ВФИ и оценили эффективность их применения для разных типов объектов, то есть скорость сходимости при увеличении числа шаблонов освещения и точность восстановления изображений объекта при разных объемах используемых данных.

Полученные результаты будут полезны при разработке эндоскопических систем реального времени на основе технологии ВФИ.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 21-12-00155).

### Литература

1. Shapiro J. H. // Physical Review A. 2008. V. 78. №. 6. P. 061802.
2. Han S. et al. // Applied Sciences. 2018. V. 8. №. 8. P. 1379.
3. Amitonova L. V., De Boer J. F. // Optics letters. 2018. V. 43. №. 21. P. 5427-5430.
4. Mertens L. et al. // Scientific reports. 2017. V. 7. №. 1. P. 1-8.
5. Du J., Gong W., Han S. // Optics letters. 2012. V. 37. №. 6. P. 1067-1069.
6. Shi X. et al. // Laser Physics Letters. 2018. V. 15. №. 4. P. 045204.
7. Пытьев Ю. П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. 3 изд. М.: Физматлит, 2012.
8. Balakin D. A., Belinsky A. V., Chirkin A. S. // Quantum Information Processing. 2019. V. 18. № 3.

## APPLICATION OF COMPRESSIVE SENSING AND MEASUREMENT REDUCTION METHODS TO GHOST IMAGES USING MULTIMODE FIBER

**P.P. Gostev, D.A. Balakin\*, S.A. Magnitskiy, A.S. Chirkin**

*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics.  
Russian Federation, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2, Faculty of Physics.*

\*e-mail: balakin\_d\_a@physics.msu.ru

The use of various compressed sensing methods in fiber ghost images is discussed. The efficiency of their application for different types of objects is estimated, that is, the rate of convergence when increasing the number of illumination patterns and accuracy of recovering of object images for different volumes of data used.

**Key words:** compressed measurements, fiber phantom images, efficiency.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АП-КОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОРОШКОВ $\text{SrF}_2:\text{Ho}$ И $\text{SrF}_2:\text{Ho},\text{Yb}$ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ НА УРОВЕНЬ $^5\text{I}_7$ ИОНОВ $\text{Ho}^{3+}$

С.В. Гушин<sup>1,\*</sup>, С.В. Кузнецов<sup>2</sup>, А.А. Ляпин<sup>1</sup>, В.Ю. Пройдакова<sup>2</sup>, П.А. Рябочкина<sup>1</sup>,  
П.П. Федоров<sup>2</sup>, М.В. Чернов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Мордовский государственный университет  
им. Н. П. Огарёва

430005, Саранск, ул. Большевистская, д. 68, Республика Мордовия

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38

\*e-mail: serg.guschin1703@gmail.com

Исследована ап-конверсионная люминесценция фторидных люминофоров  $\text{SrF}_2:\text{Ho}$  и  $\text{SrF}_2:\text{Ho},\text{Yb}$  синтезированных методом соосаждения из водных растворов. При возбуждении лазерным излучением с длиной волны 1940 нм были зарегистрированы спектры ап-конверсионной люминесценции в видимой и ближней инфракрасной области спектра. Исследована зависимость интенсивности ап-конверсионной люминесценции от концентрации редкоземельных ионов и определены значения энергетического выхода ап-конверсионной люминесценции для спектрального диапазона 380-1100 нм. Рассчитаны значения координат цветностей и коррелированных цветовых температур ап-конверсионной люминесценции фторидных люминофоров.

**Ключевые слова:** ап-конверсионная люминесценция, фторидные люминофоры, редкоземельные ионы.

В последние годы ап-конверсионные люминофоры, легированные редкоземельными ионами, активно исследуются множеством научных групп, для различного применения в биофотонике, лазерной физике, солнечной энергетике, анти-контрафактной защите и т.д. [1-4]. Особый интерес для исследования вызывают фторидные люминофоры со структурой флюорита, легированные редкоземельными (РЗ) ионами [5,6]. Данные материалы характеризуются низкой энергией фонона ( $\sim 366 \text{ см}^{-1} \text{ SrF}_2$ ) и склонностью ионов активаторов к образованию кластеров даже при малых концентрациях. Низкая энергия фононов приводит к уменьшению вероятности процессов многофононной релаксации и увеличению времени жизни промежуточных уровней РЗ ионов (например, уровни  $^5\text{I}_7$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ ), которые играют важную роль в процессах ап-конверсионного преобразования. Ассоциация РЗ ионов в кластеры приводит к уменьшению расстояния между ними и как следствие этого увеличению вероятности ап-конверсионных процессов, основанных на межионном взаимодействии: последовательная передача энергии, кооперативные процессы и процессы кросс-релаксации.

В настоящей работе объектами исследования являлись концентрационные серии фторидных люминофоров со структурой флюорита  $\text{SrF}_2:\text{Ho}$  и  $\text{SrF}_2:\text{Ho},\text{Yb}$  синтезированных методом соосаждения из водных растворов.

На рис. 1 представлены спектры отражения ионов  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$  в диапазоне 300-2100 нм, полученные для люминофоров  $\text{SrF}_2:\text{Ho}(10.0\%)$  и  $\text{SrF}_2:\text{Ho}(3.5\%),\text{Yb}(1.5\%)$ . На спектрах отчетливо просматриваются полосы поглощения, соответствующие электронным переходам ионов  $\text{Ho}^{3+}$  с основного состояния  $^5\text{I}_8$  на возбужденные мультиплеты  $^3\text{H}_6$ ,  $^5\text{G}_4$ ,  $^5\text{G}_5$ ,  $^5\text{G}_6$ ,  $^5\text{F}_3$ ,  $^5\text{S}_2(^5\text{F}_4)$ ,  $^5\text{F}_5$ ,  $^5\text{I}_4$ ,  $^5\text{I}_5$ ,  $^5\text{I}_6$  и  $^5\text{I}_7$  и полоса, соответствующая электронному переходу  $^2\text{F}_{7/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$  ионов  $\text{Yb}^{3+}$ .

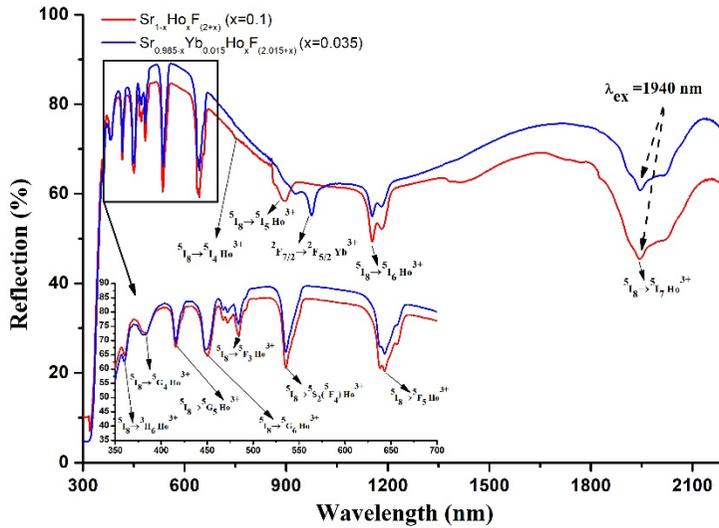


Рис. 1. Спектры отражения люминофоров SrF<sub>2</sub>:Ho и SrF<sub>2</sub>:Ho,Yb.

При возбуждении лазерным излучением с длиной волны 1940 нм были зарегистрированы спектры ап-конверсионной люминесценции для люминофоров SrF<sub>2</sub>:Ho и SrF<sub>2</sub>:Ho,Yb (рис. 2) соответствующие переходам  $^5F_5 \rightarrow ^5I_8$ ,  $^5I_5 \rightarrow ^5I_8$ ,  $^5F_5 \rightarrow ^5I_7$  ионов Ho<sup>3+</sup> и  $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$  ионов Yb<sup>3+</sup>. Исследованные люминофоры обладают интенсивной ап-конверсионной люминесценцией в красной области спектра.

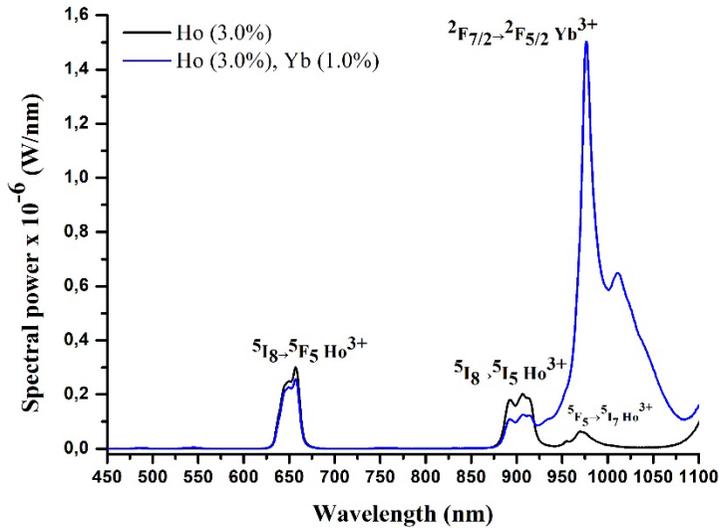


Рис. 2. Спектры ап-конверсионной люминесценции люминофоров SrF<sub>2</sub>:Ho(3.0%) и SrF<sub>2</sub>:Ho(3.0%),Yb(1.0%) при возбуждении лазерным излучением с длиной волны 1940 нм и плотностью мощности 28.31 Вт/см<sup>2</sup>.

Максимальные значения энергетического выхода ап-конверсионной люминесценции для спектрального диапазона 380-1100 нм составили 0.1% и 1.4% для люминофоров SrF<sub>2</sub>:Ho(3.0%) и SrF<sub>2</sub>:Ho(3.0%),Yb(1.0%) соответственно. Коррелированная цветовая температура ап-конверсионной люминесценции люминофоров SrF<sub>2</sub>:Ho и SrF<sub>2</sub>:Ho,Yb изменяется в пределах 6242-7531 К и 4162-7333 К, соответственно.

Исследование показало, что люминофоры SrF<sub>2</sub>:Ho и SrF<sub>2</sub>:Ho,Yb способны преобразовывать

излучение двухмикронного спектрального диапазона в люминесценцию видимого и ближнего инфракрасного спектрального диапазона длин волн. Люминофоры SrF<sub>2</sub>:Ho, солегированные ионами Yb<sup>3+</sup>, способны эффективно визуализировать как двухмикронное излучение, так и излучение в области 1 мкм.

### Литература

1. Auzel F. // Chem. Rev. 2004. V. 104. № 1. P. 139.
2. Jaque D., Richard C., Viana B. et al. // Adv. Opt. Photonics. 2016. V. 8. № 1. P. 1.
3. Goldschmidt J.C., Fischer S. // Adv. Opt. Mater. 2015. V. 3. № 4. P. 510.
4. Meruga J.M., Cross W.M., Stanley May P. et al. // Nanotechnology 2012. V. 23. № 39. P. 395201.
5. Chabushkin A.N., Lyapin A.A., Ryabochkina P.A. et al. // J. Lumin. 2015. V. 167. P. 120.
6. Lyapin A.A., Gushchin S.V., Kuznetsov S.V. et al // Opt. Mater. Express. 2018. V. 8. № 7. P. 1863.

## INVESTIGATION OF CHARACTERISTICS OF UP-CONVERSION LUMINESCENCE OF SrF<sub>2</sub>:Ho AND SrF<sub>2</sub>:Ho,Yb POWDERS UPON EXCITATION OF <sup>5</sup>I<sub>7</sub> LEVEL OF Ho<sup>3+</sup> IONS

S.V. Gushchin<sup>1,\*</sup>, S.V. Kuznetsov<sup>2</sup>, A.A. Lyapin<sup>1</sup>, V.Yu. Proydakova<sup>2</sup>, P.A. Ryabochkina<sup>1</sup>, P.P. Fedorov<sup>2</sup>, M.V. Chernov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>National Research Ogarev Mordovia State University  
430005, Saransk, 68 Bolshevistskaya Str., Republic of Mordovia

<sup>2</sup>Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Russia  
119991, Moscow, 38 Vavilova Str., Russia

\*e-mail: serg.guschin1703@gmail.com

In this work, we investigated up-conversion luminescence (UCL) of fluoride phosphors. Fluorite-type SrF<sub>2</sub>:Ho and SrF<sub>2</sub>:Ho,Yb phosphors were synthesized by using a co-precipitation from aqueous nitrate solution technique. Upon excitation laser radiation with wavelength 1940 nm, the UCL in SrF<sub>2</sub>:Ho and SrF<sub>2</sub>:Ho,Yb phosphors in the visible and near-infrared spectral region were recorded. We have studied the intensity UCL dependent on rare-earth concentration. Also, we estimated up-conversion luminescence energy yield in the 380-1100 nm spectral range. Values of chromaticity coordinates and correlated color temperatures of up-conversion luminescence of fluoride phosphors were calculated.

**Key words:** up-conversion luminescence, fluoride phosphors, rare-earth ions.

# ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ КРИВОЙ НАСЫЩЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

А.И. Давлетханов<sup>1,\*</sup>, Ю.Г. Гладуш<sup>1</sup>, А.А. Мкртчян<sup>1</sup>, А.Г. Насибулин<sup>1</sup>

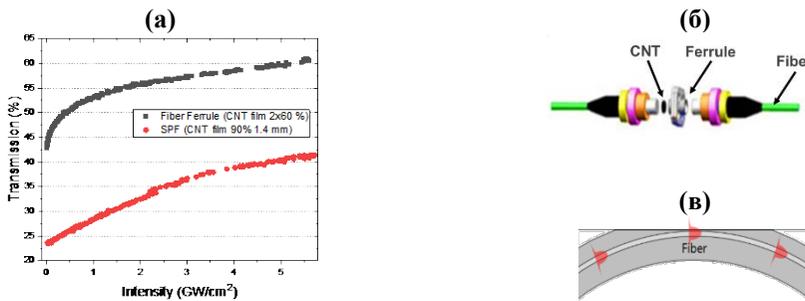
<sup>1</sup>Сколковский институт науки и технологии  
121205, г. Москва, Большой бульвар д.30, стр.1

\*e-mail: Ayvaz.Davletkhanov@skoltech.ru

Фемтосекундные волоконные лазеры, несомненно, являются надёжными источниками сверхмощных и ультракоротких импульсов света. Одним из методов получения импульсной генерации является использование плёнок из однослойных углеродных нанотрубок в качестве насыщающегося поглотителя. В зависимости от геометрии взаимодействия света с плёнкой из нанотрубок кривая нелинейного поглощения может довольно резко менять свою форму, что сказывается на эффективности фемтосекундной лазерной генерации. В этой работе проведено экспериментальное и численное исследование эффективности лазерной генерации, а именно необходимое количество обходов света по резонатору для старта импульсной генерации в зависимости от различной конфигурации взаимодействия света с плёнкой из однослойных углеродных нанотрубок.

**Ключевые слова:** импульсная генерация в волоконных лазерах, насыщающийся поглотитель, форма кривой насыщения, однослойные углеродные нанотрубки, полированное волокно, динамика начала импульсной генерации, время самостарта

Фемтосекундные волоконные лазеры широко используются и продолжают находить новые применения в различных областях. Одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ) благодаря выраженным нелинейно-оптическим свойствам отлично зарекомендовали себя в качестве насыщающегося поглотителя (НП) для генерации сверхкоротких импульсов в волоконных лазерах. Эффективность импульсной генерации посредством НП зависит от его нелинейно-оптических параметров, таких как глубина модуляции поглощения, мощность насыщения, время релаксации, которые определяются не только свойствами материала, но и геометрией взаимодействия со светом. На рис. 1(а) показаны кривые насыщения поглощения для плёнок ОУНТ на торцах волокна (плёнка зажата между двумя волоконными коннекторами, рис. 1(б)) и на полированном волокне (волокно сполщено вдоль оси до нескольких микрон до сердцевинки так, что распространяющийся внутри волокна свет начинает взаимодействовать с плёнкой ОУНТ на полированной поверхности, рис. 1(в)). Как мы можем заметить, формы кривых насыщения довольно сильно отличаются для двух разных геометрий взаимодействия света с нелинейным материалом, что, несомненно, должно найти отражение на эффективности фемтосекундной лазерной генерации.



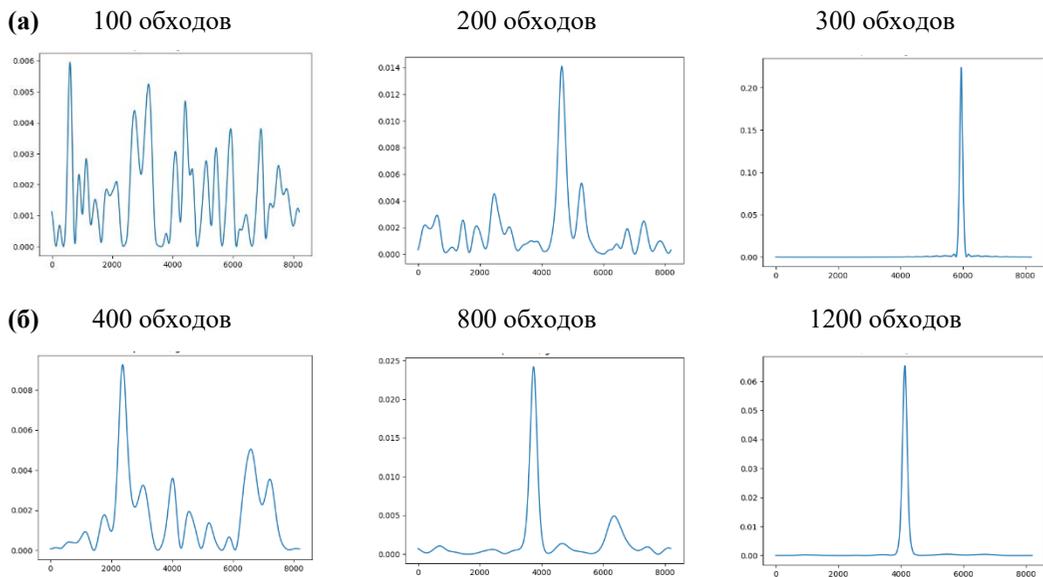
**Рис. 1.** (а) Кривые насыщения для ОУНТ на торцах волокна (черные точки) и на полированном волокне (красные), (б) ОУНТ на торцах волокна, (в) полированное волокно

Необходимое количество обходов излучения по резонатору для начала импульсной генерации бесспорно является важной характеристикой НП. Это следует из того, что чем

меньше обходов требуется для самостарта генерации импульсов в одной лазерной конфигурации, тем вероятнее, что данный НП будет исправно работать в другой лазерной конфигурации. Динамика старта импульсной генерации была экспериментально исследована в различных лазерных схемах в зависимости от полной дисперсии резонатора, накачки и т.д. [1]. Однако, влияние параметров НП на время самостарта лазерной генерации оставалась слабо изученной.

Влияние параметров НП на возможность реализации и характеристику импульсной генерации также была ранее рассмотрена во многих работах [2–5]. В основном акцент ставится на глубину модуляции НП, особенно стоит отметить работу, где промоделирована необходимая минимальная глубина модуляции для реализации импульсного режима в зависимости от параметров лазера (дисперсии, нелинейности, накачки и т.д.) [6]. При этом, влияние формы кривой насыщения на возможность и эффективность фемтосекундной лазерной генерации ранее не исследовалась.

В данной работе мы сравниваем эффективность фемтосекундной лазерной генерации, фокусируясь на динамике формирования импульсов в резонаторе (необходимое количество обходов света по резонатору для начала импульсной генерации, контраст импульсного режима и т.д.) при использовании плёнки ОУНТ на торцах волокна и полированном волокне. Экспериментально полученные результаты сопоставляются с численным моделированием эволюции излучения в аналогичном резонаторе с использованием экспериментальной кривой насыщения (рис 2).



**Рис. 2.** Смоделированная динамика формирования импульса в резонаторе из шума с использованием экспериментальных кривых насыщения для плёнок ОУНТ на (а) торцах волокна и (б) полированном волокне

В качестве НП использовались плёнки из однослойных углеродных нанотрубок, синтезированные аэрозольным методом и собранные на нитроцеллюлозном фильтре. Плёнки нанотрубок наносились на торец волокна и полированное оптоволокно техникой сухого переноса. Для исследования динамики начала импульсной генерации НП был интегрирован в кольцевой резонатор волоконного эрбиевого лазера с сохранением поляризации в полностью волоконной схеме. Численное моделирование распространения излучения в волокне проводилось методом Фурье с разделением шагов

## Литература

1. Li H., Ouzounov D.G., Wise F.W. Starting dynamics of dissipative-soliton fiber laser // Opt. Lett. 2010. Vol. 35, № 14. P. 2403.
2. Zapata J.D. et al. Efficient graphene saturable absorbers on D-shaped optical fiber for ultrashort pulse generation // Sci. Rep. Nature Publishing Group, 2016. Vol. 6, № 1. P. 1–8.
3. Park N.H. et al. Monolayer graphene saturable absorbers with strongly enhanced evanescent-field interaction for ultrafast fiber laser mode-locking // Opt. Express. The Optical Society, 2015. Vol. 23, № 15. P. 19806.
4. Gladush Y. et al. Ionic Liquid Gated Carbon Nanotube Saturable Absorber for Switchable Pulse Generation // Nano Lett. 2019. Vol. 19, № 9. P. 5836–5843.
5. Lee E.J. et al. Active control of all-fibre graphene devices with electrical gating // Nat. Commun. Nature Publishing Group, 2015. Vol. 6. P. 1–6.
6. Jeon J., Lee J., Lee J.H. Numerical study on the minimum modulation depth of a saturable absorber for stable fiber laser mode locking // J. Opt. Soc. Am. B. 2015. Vol. 32, № 1. P. 31.

## EFFECT OF SATURATION CURVE FORM ON LASER EFFICIENCY

A.I. Davlethanov<sup>1,\*</sup>, Y.G. Gladush<sup>1</sup>, A.A. Mkrtchyan<sup>1</sup>, A.G. Nasibulin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Skolkovo Institute of Science and Technology  
121205, Moscow, Bolshoy Boulevard 30, bld. 1  
\*e-mail: Ayvaz.Davletkhanov@skoltech.ru*

Ultrafast fiber lasers are undoubtedly reliable sources of high-power and ultrashort light pulses. One of the methods for obtaining pulsed generation is the use of single-walled carbon nanotube film as a saturable absorber. Depending on the geometry of the interaction of light with a nanotube film, the nonlinear absorption curve can change its shape quite sharply, which affects the efficiency of ultrafast laser generation. In this work, an experimental and numerical study of the efficiency of laser generation is carried out, namely, the required number of light bypasses through the resonator to start pulsed generation, depending on the different configuration of the interaction of light with single-walled carbon nanotube film.

**Key words:** pulsed generation in fiber lasers, saturable absorber, saturation curve form, single-walled carbon nanotubes, side-polished fiber, starting dynamics of pulsed generation, self-starting time

# УНИВЕРСАЛЬНЫЙ И ДОСТУПНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С БОЛЬШИМ ЗНАЧЕНИЕМ ОБЛАСТИ СВОБОДНОЙ ДИСПЕРСИИ

Н.Ю. Дмитриев<sup>1,2,\*</sup>, К.Н. Миньков<sup>1</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, А.Н. Данилин<sup>1</sup>,  
И.А. Биленко<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр

121205, Москва, ИЦ «Сколково», Большой бульвар, д.30с1.

<sup>2</sup>Московский Физико-Технический Институт

141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9.

<sup>3</sup> Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские Горы, 1.

\*e-mail: nkdmitriev@gmail.com

Подробное рассмотрение реализации метода измерения дисперсионных характеристик микрорезонаторов, основанного на использовании интерферометра Маха-Цендера. Метод является универсальным и может быть применен практически для любого диапазона длин волн.

**Ключевые слова:** микрорезонаторы с модами шепчущей галереи, дисперсия групповых скоростей, нелинейная оптика, интегральная оптика.

Микрорезонаторы (МР) с модами шепчущей галереи (МШГ) открыли возможности наблюдения и исследования широкого круга оптических явлений и вызывают сильный интерес научного сообщества [1-4]. В особенности сильное развитие получило многообещающее направление генерации частотных гребенок, спектр которых представляет собой набор из большого числа крайне узких эквидистантно расположенных линий. Подобные частотные гребенки оптического диапазона, называемые частотными гребенками Керра, имеют большой потенциал практического применения [5-8].

Процесс образования оптических частотных гребенок можно наблюдать при накачке высокодобротного МР лазером с непрерывной генерацией излучения. Данное явление становится возможно при соблюдении тонкого баланса между нелинейностью третьего порядка, которая выражается зависимостью показателя преломления от интенсивности распространяющегося в среде сигнала, и дисперсией групповых скоростей. Нелинейность третьего порядка, обычно называемая Керровской, в основном зависит от природы используемого материала и его свойств. Дисперсия же зависит одновременно и от свойств материала, и от геометрических параметров МР. В связи с этим крайне важно уметь проводить теоретическую оценку и экспериментальные измерения дисперсии [9,10].

Общая идея экспериментальной оценки дисперсии заключается в измерении спектра собственных мод МР и последующего вычисления дисперсионных коэффициентов ( $D_i$ ) из положения мод с различными порядковыми номерами. Зависимость частоты моды от ее порядкового номера  $\mu$  может быть представлена следующим выражением [10]:

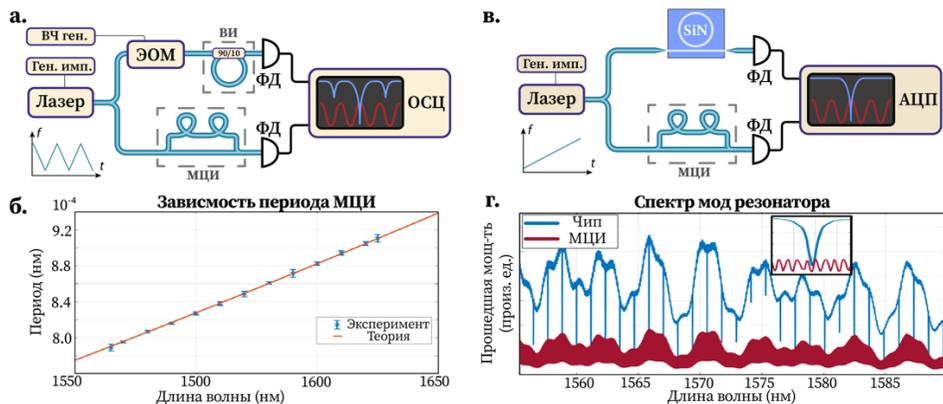
$$\omega_\mu = \omega_0 + D_1\mu + \frac{1}{2}D_2\mu^2 + \frac{1}{6}D_3\mu^3 + \frac{1}{24}D_4\mu^4 + \dots = \omega_0 + D_1\mu + D_{int}$$

(1)

где  $D_i$  – постоянные коэффициенты, определяемые свойствами материала и геометрией устройства:  $D_1/2\pi$ – область свободной дисперсии (ОСД), отвечающий за эквидистантное расположение мод МР,  $D_2/2\pi$ – коэффициент дисперсии второго порядка, отвечающая за дисперсию групповой скорости,  $D_3/2\pi$ ,  $D_4/2\pi$ ... - коэффициенты, представляющие нелинейность более высоких порядков.  $\mu$  – порядковый номер моды относительно точки разложения, центральная мода с  $\mu = 0$  располагается на частоте  $f_0 = \omega_0/2\pi$ . Предполагаем, что вклад дисперсии высших порядков незначителен  $D_2 \gg D_3 \gg D_4$ ..., и в выражении (1) ограничимся третьим членом.

Таким образом, записав спектр собственных мод МР, можно найти коэффициенты  $D_i$ . Выделяют два случая: аномальная дисперсия ( $D_2 > 0$ ) и нормальная дисперсия ( $D_2 < 0$ ). Для генерации солитонных частотных гребенок, как правило, требуется наличие у МР аномального типа дисперсии. Величина дисперсионного коэффициента  $D_2$  при этом определяет спектральную ширину гребенки и влияет на ее стабильность.

Однако, при кажущейся простоте эксперимента, на практике все оказывается гораздо сложнее. Основная проблема заключается в том, что ОСД МР, как правило, лежит в диапазоне  $\sim 10^{10} - 10^{12}$  Гц, а вклад дисперсии в положение пиков составляет  $\sim 10^5 - 10^8$  Гц. Из чего следует, что для измерения дисперсии необходим источник с крайне широким диапазоном плавной перестройки, порядка нескольких ТГц, узкой мгновенной шириной линии и высокой долговременной стабильностью на уровне единиц-десятков кГц. К сожалению, источников, обладающих одновременно всеми перечисленными свойствами, на сегодняшний день попросту не существует. Следовательно, при проведении подобного эксперимента остро стоит вопрос высокоточной калибровки в процессе эксперимента. Данная задача может быть решена путем использования прецизионного измерительного оборудования, например, измерителя длины волны, или же путем использования эталонов, таких как источники гребенок [28-32]. Однако, такой подход обладает рядом существенных минусов. Во-первых, подобное оборудование, обладающее необходимой точностью, стоит крайне дорого и многие лаборатории попросту не могут себе его позволить. Второй, и самый главный минус, подобного подхода заключается в том, что экспериментальная установка в этом случае оказывается сильно ограниченной по диапазону длин волн. Рассматриваемый в данной работе метод калибровки лишен перечисленных недостатков. Он крайне универсален и может быть применен практически для любого диапазона длин волн, а что самое главное - он достаточно прост в реализации и требует существенно меньших затрат. При этом точность калибровки может варьироваться в зависимости от требований эксперимента и потенциально может достигать  $10^4 - 10^5$  Гц.



**Рис. 1.** а. Схема установки для калибровки: ФД - фотодетектор, б. Зависимость периода МЦИ от длины волны. в. Схема установки для проведения измерений: SiN - чип с интегральным МР, АЦП – аналого-цифровой преобразователь. г. Экспериментальные данные: спектр пропускания МР и МЦИ

В рассматриваемом методе предлагается использовать в качестве калибровочного инструмента классический интерферометр Маха-Цендера (МЦИ). Для достижения высокой точности эксперимента МЦИ должен быть предварительно тщательно откалиброван, в нашем случае с учетом дисперсионных свойств использованного волокна. Схема экспериментальной установки для проведения предварительной калибровки МЦИ представлена на рис 1а. Наличие электрооптического модулятора (ЭОМ) во втором плече оптической схемы приводит к генерации боковых резонансов вспомогательного интерферометра (ВИ) с отстройкой на частоте сигнала ВЧ генератора. Данный факт позволяет осуществить переход от временной

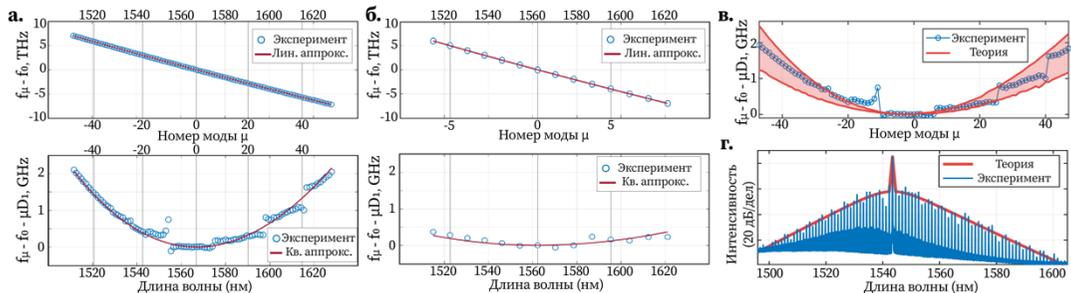
шкалы осциллографа (ОСЦ) к частотной и произвести расчет периода МЦИ. Проведя серию измерений периода МЦИ и используя зависимость от длины волны эффективного показателя преломления использованного волокна smf-28, была получена непрерывная функция зависимости периода МЦИ от длины волны (рис 1б) путем аппроксимации экспериментальных данных аналитической формулой :

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / [Ln_g(\lambda)] \quad (2)$$

где  $\Delta\lambda$  – период МЦИ в нанометрах,  $L$  – разность длин в плечах МЗИ,  $n_g$  – групповой показатель преломления волокна, выражающийся как  $n_g(\lambda_0) = n_{eff}(\lambda_0) - \lambda_0 [dn_{eff}/d\lambda]$ .

После проведения калибровки МЦИ можно приступить к записи спектра мод МР. Экспериментальная установка и полученные данные представлены на рис. 1в-г. Оптимальную скорость сканирования (перестройки лазера) следует подбирать исходя из двух факторов: частота дискретизации АЦП и долговременная стабильность используемого источника лазерного излучения. С одной стороны, лишком высокая скорость сканирования может привести к низкой плотности точек, а, с другой стороны, слишком медленная скорость сканирования может привести к тому, что частотная долговременная нестабильность лазерного источника перейдет в амплитудную нестабильность записываемых данных и сделает невозможным последующую работу с ними.

Экспериментальные данные представляют из себя функцию пропускания МЦИ и МР от времени. Однако, зная точную длину волны в какой-либо один момент времени мы можем осуществить переход от временной шкалы к частоте или к длине волны, используя ранее полученную зависимость периода МЦИ от длины волны. В нашем случае такой точкой служила начальная длина волны, так как использованный нами лазер при выключенной перестройке позволял выставить длину волны с точностью  $10^{-5}$  нм. В случае отсутствия такой возможности точную длину волны можно определить путём гетеродинирования с эталонным лазером или пропускания через элемент с хорошо известной функцией пропускания в третьем плече оптической схемы. Таким образом, мы получаем функцию пропускания исследуемого МР от частоты и находим все резонансные частоты в интересующем нас диапазоне. Далее путем разложения полученной зависимости и последовательной аппроксимации линейной и квадратичной функциями находим дисперсионные коэффициенты  $D_1$  и  $D_2$  [10].



**Рис. 2. а,б** Экспериментальные результаты для 150 ГГц и 1 ТГц резонаторов, соответственно. Верхние графики: зависимость отступа по частоте  $\mu$ -ой моды от центральной моды ( $\mu=0$ ) резонатора ( $2\pi(f_\mu - f_0) = D_1\mu + D_2\mu^2/2$ ) и аппроксимация линейной функцией. Нижние графики: зависимость отступа по частоте  $\mu$ -ой моды от центральной моды ( $\mu=0$ ) резонатора после вычета линейной части и аппроксимация квадратичной функцией. Для 150 ГГц микрорезонатора  $\lambda_0 = 1567$  нм, для 1 ТГц -  $\lambda_0 = 1560$  нм. Результаты: для 150 ГГц микрорезонатора  $D_1/2\pi = 143.516 \pm 0.005$  ГГц и  $D_2/2\pi = 1.72 \pm 0.02$  МГц, для 1 ТГц  $D_1/2\pi = 996.80 \pm 0.07$  ГГц и  $D_2/2\pi = 14.97 \pm 0.8$  МГц. **в,г** Верификация результатов.

Верификация реализованного метода подразумевала два этапа и была проведена путем сравнения полученных экспериментальных результатов с результатами численного моделирования. Первый этап заключался в сравнении полученных значений дисперсионных коэффициентов с результатами численных расчетов. Расчет проводился методом конечных

элементов (МКЭ) в частотной области в пакете COMSOL Multiphysics. В ходе численного эксперимента был получен доверительный интервал для коэффициента  $D_2/2\pi = 1.11 - 2.14$  МГц, учитывающий погрешность процесса изготовления. Экспериментально измеренный коэффициент  $D_2/2\pi = 1.72 \pm 0.02$  МГц находится в хорошем соответствии с результатами численных расчетов (рис. 2д), обладающих проверенной предсказательной способностью.

Для проведения второго этапа верификации нами была возбуждена солитонная частотная гребенка с использованием одного из ранее охарактеризованных МР. Как было упомянуто ранее, значение коэффициента  $D_2$  напрямую влияет на спектральную ширину генерируемой гребенки. Зная его, можно однозначно рассчитать огибающую частотной гребенки для известных значений мощности накачки и отстройки [9]. Сравнение теоретически предсказанной на основе измеренных дисперсионных коэффициентов огибающей частотной гребенки и экспериментально полученной частотной гребенки приведены на рис. 2е.

Таким образом, в работе было проведено детальное описание реализации метода измерения дисперсионных характеристик оптических МР. Полученные в ходе эксперимента результаты были верифицированы с помощью численных расчетов, обладающих подтвержденной предсказательной способностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 17-12-01413-П).

### Литература

1. Kondratiev N. M. et al. //Optics Express. 2017. Т. 25. №. 23. С. 28167-28178.
2. Galiev R. R. et al. //Optics express. 2018. Т. 26. №. 23. С. 30509-30522
3. Lobanov V. E. et al. //Nonlinear Optics and its Applications 2020. 2020. Т. 11358. С. 1135811.
4. Voloshin A. S. et al. //Nature communications. – 2021. Т. 12. №. 1. С. 1-10.
5. Pavlov N. G. et al //Nature Photonics. 2018. Т. 12. №. 11. С. 694-698
6. Suh M. G., Vahala K. J. //Science. 2018. Т. 359. №. 6378. С. 884-887.
7. Yang Q. F. et al. //Science. 2019. Т. 363. №. 6430. С. 965-968.
8. Obrzud E. et al. //Nature Photonics. 2019. Т. 13. №. 1. С. 31-35.
9. Kondratiev N. M. et al. //Optics Express. 2020. Т. 28. №. 26. С. 38892-38906.
10. Fujii S., Tanabe T. //Nanophotonics. 2020. Т. 1. №. 1087-1104.

## UNIVERSAL METHOD FOR MEASURING THE DISPERSION CHARACTERISTICS OF MICROSONATORS WITH A LARGE FREE SPECTRAL RANGE VALUE

N.Y. Dmitriev<sup>1,2\*</sup>, K.N. Minkov<sup>1</sup>, N.M. Kondratyev<sup>1</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>, A.N. Danilin<sup>1</sup>,  
I.A. Bilenko<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Russian Quantum Center  
121205, Moscow, Skolkovo  
<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology  
141701, Dolgoprudny  
<sup>3</sup>Physical Faculty, Moscow State University  
119991, Moscow

\*e-mail: nkdmiriev@gmail.com

Detailed consideration of the implementation of the method for measuring the dispersion characteristics of microcavities based on the use of a Mach-Zehnder interferometer. The method is universal and can be applied to any wavelength range.

**Key words:** whispering gallery microresonators, group velocity dispersion, nonlinear optical, integrated optics.

# ОДНОФОТОННЫЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ МИКРОПОЛОСКОВЫЙ ДЕТЕКТОР С РАЗРЕШЕНИЕМ ЧИСЛА ФОТОНОВ

М.А. Дрызгов<sup>1,2,\*</sup>, Н.О. Симонов<sup>2</sup>, Ю.П. Корнеева<sup>2</sup>, А.А. Корнеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ)  
101000, Москва, Мясницкая ул., 20

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет  
119435, Москва, Малая Пироговская ул., 1/1

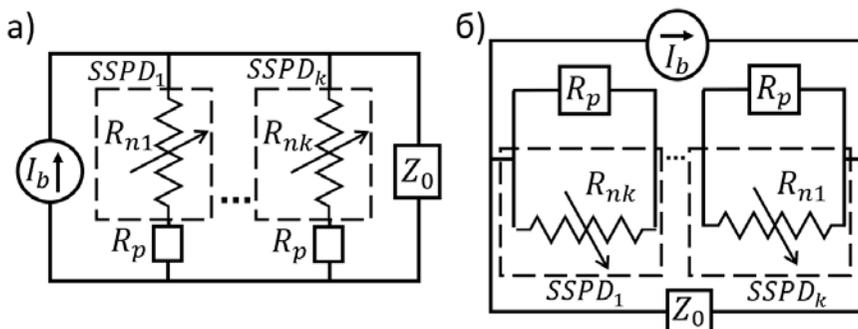
\*e-mail: mdryazgov@hse.ru

Мы сообщаем о разработке сверхпроводящего однофотонного детектора с разрешением числа фотонов на основе полосок NbN шириной 0,5 микронметра. Детектор выполнен в виде последовательных полос в форме меандра, к каждой из которых параллельно подключен резистор. Мы демонстрируем, что амплитуда импульса напряжения фотоотклика пропорциональна количеству зарегистрированных фотонов и частота многофотонных импульсов подчиняется степенному закону, соответствующему пуассоновской статистике падающих фотонов.

**Ключевые слова:** сверхпроводящий однофотонный детектор, разрешение числа фотонов.

Развитие квантовых технологий требует знания о количестве фотонов в регистрируемом оптическом импульсе [1]. Это поможет в развитии таким областям, как: исследование однофотонных источников [2], лазерные радары (лидары) [3], измерения флуоресценции [4] и так далее. В то же время, сверхпроводящие однофотонные детекторы (SSPD), известные уже два десятилетия [5], они отлично зарекомендовали себя для регистрации одиночных фотонов [6] с эффективностью до 98% [7] и высокой скоростью. Такие параметры позволяют думать об использовании SSPD для регистрации и различия нескольких фотонов в одном импульсе.

Принцип работы SSPD основан на локальном нарушении сверхпроводимости после поглощения фотона. Резкое изменение сопротивления вызывает импульс напряжения в цепи, который при достаточно большом токе смещения может быть обнаружен осциллографом [8]. При соединении нескольких SSPD в одну схему и при условии, что каждый отдельный детектор получит отдельный фотон, возможно определить количество упавших фотонов, то есть количество сработавших секций, по амплитуде выходящего импульса напряжения. Максимальная амплитуда импульса напряжения напрямую зависит от тока смещения образца – выбор материала с высокой плотностью критического тока, такого как NbN, позволяет получать легко различимые импульсы, соответствующие одному, двум и так далее фотонам.

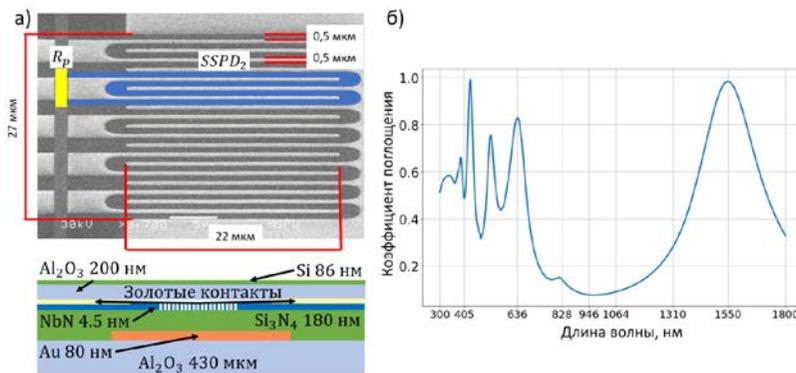


**Рис. 1.** Эквивалентные электрические схемы соединения нескольких SSPD в один PNR детектор: а) параллельное соединение, б) последовательное соединение.

Схемы соединения отдельных SSPD в детектор с разрешением числа фотонов (PNR) показаны на рисунке 1. Пунктирными линиями выделены отдельные SSPD: переменные резисторы  $R_{pk}$  на эквивалентной схеме обозначают сопротивление нормального домена, возникающего после поглощения фотона,  $R_p$  - сопротивление дополнительных резисторов, необходимых для правильного перераспределения токов в цепи и последующего восстановления сверхпроводимости,  $I_b$  – ток смещения PNR-детектора,  $Z_0$  - сопротивление коаксиальной линии. Представлены две применяемые основные конфигурации детекторов с разрешением числа фотонов [9]: параллельное соединение SSPD с последовательно присоединенными резисторами [10] на рисунке 1(а) и последовательное соединение SSPD с параллельно присоединенными резисторами [11] на рисунке 1(б).

Стоит отметить, что конфигурация с параллельным соединением (рис. 1(а)) склонна к лавинообразному срабатыванию, когда ток из сработавшей секции PNR перераспределяется по всем несработавшим секциям, превышая там критическое значение. Также из-за перераспределения токов, детектируемый импульс, снимаемый с коаксиальной линии, оказывается значительно меньшей амплитуды, чем в случае последовательного соединения.

В случае параллельного соединения PNR-детектор обладает меньшей кинетической индуктивностью, что обеспечивает большую скорость детектирования. Конфигурация с последовательным соединением (рис. 1(б)) не имеет проблем с лавинообразным срабатыванием и позволяет получать импульсы большей амплитуды, которые легко различить, однако она обладает большей кинетической индуктивностью из-за последовательного соединения. Этот факт может снизить быстродействие детектора, но использование сверхпроводящих полос микронной ширины [12] позволяет уменьшить индуктивность PNR-детектора, то есть изготавливать детекторы большей площади без снижения скорости их работы. Большая площадь детектора расширяет область его применения, например, позволяет использовать его с многомодовым волокном.



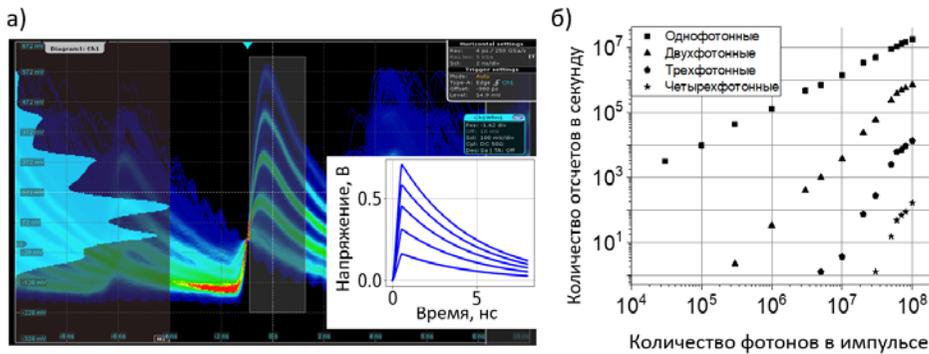
**Рис. 2.** а) Верхний рисунок - изображение, полученное с помощью электронного микроскопа, пятисекционный PNR-SSPD. Синим цветом выделена одна из секций, желтым цветом выделен соответствующий резистор. Внизу схема по слоям с просветляющим покрытием. б) Рассчитанный коэффициент поглощения описанной многослойной структуры для различных длин волн. Для  $\lambda = 1550$  нм поглощение 98%.

Мы изготовили последовательный PNR-SSPD на основе сверхпроводящих полосок шириной 0,5 мкм из пленки NbN толщиной 4,5 нм [13, 14] с 5 секциями (рис. 2(а)). Пятисекционный детектор сделан в виде меандра, каждый четвертый виток которого удлинен и соединен с титановым резистором толщиной 75 нм (отмечен желтым цветом), тем самым создавая одну секцию PNR. Чтобы предотвратить эффект повышенной плотности тока в поворотах меандра, они были спроектированы с использованием формул Клема и Берггрена [15]. Представленная конфигурация последовательного PNR-SSPD легко масштабируется, что

позволяет без изменения концепции производить детекторы большей площади и с большим количеством секций.

Для достижения наибольшего коэффициента поглощения в сверхпроводящей полоске было нанесено просветляющее покрытие [16]. Покрытие было рассчитано с помощью open-source программы OpenFilters [17] для достижения максимального поглощения на длине волны  $\lambda = 1550$  нм, так как это основная длина волны телекоммуникационного диапазона. На рисунке 2(а) внизу показаны состав и толщина слоев PNR-SSPD вместе с просветляющим покрытием – такая конфигурация обеспечивает максимальное поглощение 98% (рис. 2(б)).

PNR-SSPD был измерен при температуре 1,6 К, достигаемой путем откачки паров гелия из криовставки для сосуда Дьюара. Для оптических характеристик мы использовали лазерные импульсы с длиной волны 1064 нм и длительностью 5 пс. Наблюдаются разные амплитуды импульсов напряжения, что свидетельствует о правильной работе детектора (рис. 3(а)).



**Рис 3. а)** Изображение с осциллографа амплитуд импульсов напряжения, соответствующих от 1-го до 5-ти зарегистрированных фотонов. На врезке: результаты моделирования работы описываемого PNR-SSPD, видно отличное согласие с экспериментом. **б)** Количество зарегистрированных фотонов в зависимости от количества фотонов, падающих на детектор для 1-, 2-, 3- и 4-фотонных отсчетов, демонстрируется степенной закон.

На рисунке 3(а) показано изображение с осциллографа с импульсами напряжения, соответствующих от 1 до 5 сработавших секций (от 1 до 5 зарегистрированных фотонов). На вставке показаны смоделированные импульсы напряжения. Мы модифицировали электротермическую модель [19] для работы с SSPD с полосками микронной ширины [18], и использовали её для моделирования PNR-детектора. Такое моделирование позволяет получать импульсы напряжения и оценивать их высоту и длительность для разного количества сработавших секций, а также оптимальные номиналы резисторов. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Также была измерена квантовая эффективность на длине волны 1064 нм в однофотонном режиме для PNR-SSPD. Мы определяем квантовую эффективность как вероятность обнаружения одиночного фотона и измеряем ее как отношение количества зарегистрированных фотонов к количеству всех упавших на детектор фотонов, когда поток фотонов значительно ослабляется (т.е. становится возможно пренебречь детектированием 2-х и более фотонов). Для описываемого детектора квантовая эффективность на длине волны 1064 нм около 10%, что связано с попаданием в минимум оптического резонатора. Как видно из рисунка 2(б), коэффициент поглощения на длине волны 1064 нм составляет около 10%.

Количество многофотонных отсчетов измеряется путем настройки уровня триггера счетчика на уровни напряжения, соответствующие 1-, 2-, 3- и т. д. фотонам. Световые отсчеты PNR-SSPD в зависимости от количества фотонов в импульсе, показаны на рис. 3(б). Четко видны зависимости: линейная для однофотонных отсчетов, квадратичная для двухфотонных отсчетов, кубическая для трехфотонных отсчетов и четвертая степень для четырехфотонных отсчетов

В итоге мы продемонстрировали работающий PNR-SSPD с последовательным соединением секций на основе сверхпроводящих полос шириной 0,5 мкм. Детектор демонстрирует многофотонные отклики, чья частота демонстрирует правильную степенную зависимость, соответствующую пуассоновской статистике падающих фотонов. Мы полагаем данную конфигурацию перспективной для дальнейших исследований и обнаружению состояний с большим количеством фотонов, так как полоски микрометрового масштаба обеспечивают значительно увеличенный ток смещения и улучшенное отношение сигнал-шум.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ООО "Сконтел": Ф.И. Золотову за изготовление плёнки NbN, П.В. Морозову за нанесение просветляющего покрытия и А.В. Дивочему за полезные обсуждения. Работа была выполнена при финансовой поддержке проекта РФФ 20-12-00287.

### Литература

1. Cattaneo M., Paris M., Olivares S. // Phys. Rev. A. 2018. 98, 012333.
2. Hwang W. // Phys. Rev. Lett. 2003. 91, 057901.
3. Priedhorsky W., Smith R., Ho C. // Appl. Opt. 1996. 35, 441–452.
4. Hillesheim L., Müller J. // Biophysical journal 2005. 89, 3491–507.
5. Gol'tsman G., Okunev O., Chulkova G. et al. // Applied Physics Letters 2001 78, 705–707.
6. You L. // Nanophotonics 2020. 9, 2673–2692.
7. Reddy D., Nerem R., Nam S. et al // Optica 2020. 7, 1649.
8. Engel A., Renema J., P'In K. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2015. 28, 114003.
9. Mattioli F., Zhou Z., Gaggero A. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2015. 28, 104001.
10. Zhou Z., Jahanmirinejad S., Mattioli F. et al // Optics Express 2014. 22, 3475.
11. Divochiy A., Marsili F., Bitauld D. et al. // Nature Photonics 2008. 2, 302–306.
12. Korneeva Yu., Vodolazov D., Semenov A. et al. // Phys. Rev. Applied 2018. 9, 064037.
13. Korneeva Yu., Manova N., Dryazgov M. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2021. 34 084001
14. Zolotov Ph., Semenov A., Divochiy A. et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2021. 31 5
15. Clem J., Berggren K. // Phys. Rev. 2011. B 84, 174510.
16. Moshkova M., Divochiy A., Morozov P. et al. // Opt. Soc. Am. B 2019. 36, B20-B25
17. Larouche S., Martinu L. // Applied optics. 2008. 47. C219-30. 10.1364/AO.47.00C219.
18. Yang J., Kerman A., Dauler E. et al. // Applied Superconductivity 2007. 17, 581- 585.
19. Dryazgov M., Semenov A., Manova N. et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1695, 012195.

## PHOTON-NUMBER-RESOLVING SUPERCONDUCTING MICROWIRE SINGLE-PHOTON DETECTOR

M.A. Dryazgov<sup>1,2,\*</sup>, N.O. Simonov<sup>2</sup>, Yu.P. Korneeva<sup>2</sup>, A.A. Korneev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>National Research University Higher School of Economics  
101000, Moscow, Myasnitskaya st., 20

<sup>2</sup>Moscow State Pedagogical University  
119435, Moscow, Malaya Pirogovskaya st., 1/1

\*e-mail: mdryazgov@hse.ru

We report the development of a superconducting photon-resolving detector based on 0.5 micrometer NbN strips. The detector is made in the form of serial stripes in the form of a meander, to each of which resistors are connected in parallel. We demonstrate that the amplitude of the photoresponse voltage pulse is proportional to the number of detected photons and the frequency of multiphoton pulses obeys a power law corresponding to the Poisson statistics of incident photons.

**Key words:** superconducting single-photon detector, photon number resolution.

## СИНТЕЗ И ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В АПКОНВЕРСИОННЫХ НАНОЧАСТИЦАХ $\text{Yb,Er:YVO}_4$

Д.А. Клезович<sup>1</sup>, К.В. Писцова<sup>1</sup>, А.В. Пашкевич<sup>2</sup>, О.Х. Хасанов<sup>3</sup>, Д.К. Жарков<sup>4,\*</sup>,  
Н.М. Лядов<sup>4</sup>, А.Л. Шамова<sup>4</sup>, А.Г. Шмелев<sup>4</sup>, А.В. Леонтьев<sup>4</sup>, В.Г. Никифоров<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет  
220030, г. Минск, пр. Независимости, д.4

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерных проблем БГУ  
220006, г. Минск, ул. Бобруйская, д.11

<sup>3</sup>Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению  
220072, г. Минск, ул. П. Бровки, д.19

<sup>4</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН  
420029, г. Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

\*e-mail: dzharkov@list.ru

Проанализированы результаты синтеза апконверсионных наночастиц  $\text{Yb,Er:YVO}_4$  и в рамках модели Джадда-Офельта рассчитаны интенсивности переходов в спектрах редкоземельных ионов.

**Ключевые слова:** апконверсионные наночастицы, люминесценция, ортованадат иттрия, синтез, спектроскопия.

Использование апконверсионных наночастиц для решения задач оптогенетики – новое актуальное направление исследований. Оптогенетические технологии состоят в следующем: подбирается нужный светочувствительный белок, его доставляют в определенную группу клеток. Затем оптическими методами необходимо селективно на него воздействовать. Оптогенетика открывает уникальные возможности для изучения нейронных сетей и селективного воздействия на нейрональные связи. Селективность открывает возможности терапии до сих пор неизлечимых болезней, например, болезни Альцгеймера. Однако существует множество нерешенных проблем. Во-первых, необходимо использование видимого света. В настоящее время самым распространенным подходом остается активация канального родопсина ChR2 видимым светом [1]. Однако стимуляция нейронов в оптически непрозрачных живых тканях до сих пор является инвазивным методом, требующим введения оптического волокна [2]. Потребность в неинвазивных оптических методах стимулирования нервных клеток может быть удовлетворена при использовании апконверсионных биологически и химически инертных и нетоксичных наночастиц, способных реализовать безопасный и высокоточный метод возбуждения ионных каналов нейронов. Таким образом, для улучшения элементной базы оптогенетики необходим не только системный поиск, но и разработка технологии синтеза и методов характеристики актуальных наночастиц, а также детальные исследования их апконверсионных и кинетических свойств, которые позволят активировать нейроны с минимальным риском нежелательных побочных эффектов.

В настоящей работе обсуждаются результаты синтеза и апконверсионные свойства нанокристаллов ортованадата иттрия, легированных редкоземельными ионами  $\text{Yb}^3$  и  $\text{Er}^{3+}$ . В рамках модели Джадда-Офельта рассчитываются интенсивности переходов в спектрах редкоземельных ионов. Исследуются механизмы передачи энергии между ионами примеси и их эффективность, влияние матрицы на положения максимумов люминесцентных линий. Анализируется зависимость интенсивности люминесценции от метода и температурного режима синтеза, состава матрицы, размера и формы наночастиц, а также от концентрации редкоземельных ионов.

В работе оцениваются также перспективы применения полупроводниковых квантовых точек с большим собственным дипольным моментом. Как было показано ранее, в таких материалах собственный дипольный момент может параметрически возбуждать сигналы на кратных частотах в режиме фотонного эхо. Анализируются особенности возбуждения эхо-

откликов на кратных частотах, условия пространственного синхронизма их наблюдения, а также природа процессов, лежащих в основе апконверсионной генерации указанных сигналов.

### Литература

1. Pochechuev M.S., Fedotov I.V., Ivashkina O.I. et al. // J. Biophotonics. 2018. V. 11. № 1. P. Art. no. e201600203.
2. Pochechuev M.S., Fedotov I.V., Ivashkina O.I. et al. // J. Biophotonics. 2018. V. 11. № 4. P. Art. no. e201700106.

## **SYNTHESIS AND ENERGY TRANSFER IN APCONVERSION Yb,Er:YVO<sub>4</sub> NANOPARTICLES**

**D.A. Klezovich<sup>1</sup>, K.V. Piscova<sup>1</sup>, A.V. Pashkevich<sup>2</sup>, O.H. Hasanov<sup>3</sup>, D.K. Zharkov<sup>4,\*</sup>,  
N.M. Lyadov<sup>4</sup>, A.L. Shmakova<sup>4</sup>, A.G. Shmelev<sup>4</sup>, A.V. Leontiev<sup>4</sup>, V.G. Nikiforov<sup>4</sup>**

*<sup>1</sup>Belarusian State University*

*220030, Minsk, Nezavisimosti av., 4*

*<sup>2</sup>Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University*

*220006, Minsk, Bobruiskaya str., 11*

*<sup>3</sup>SSPA "Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus"*

*220072, Minsk, P. Brovki str., 19*

*<sup>4</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS*

*420029, Kazan, Sibirsky tract, 10/7*

*\*e-mail: dzharkov@list.ru*

This paper presents the results of the synthesis of upconversion Yb, Er: YVO<sub>4</sub> nanoparticles and, within the framework of the Judd-Ofelt model, the intensities of transitions in the spectra of rare-earth ions are calculated.

**Key words:** upconversion nanoparticles, luminescence, yttrium orthovanadate, synthesis, spectroscopy.

## УМЕНЬШЕНИЕ ОШИБКИ ТЕЛЕПОРТАЦИИ С ПОМОЩЬЮ КУБИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ЗАТВОРА

Э.Р. Зинатуллин\*, С.Б. Королев, Т.Ю. Голубева

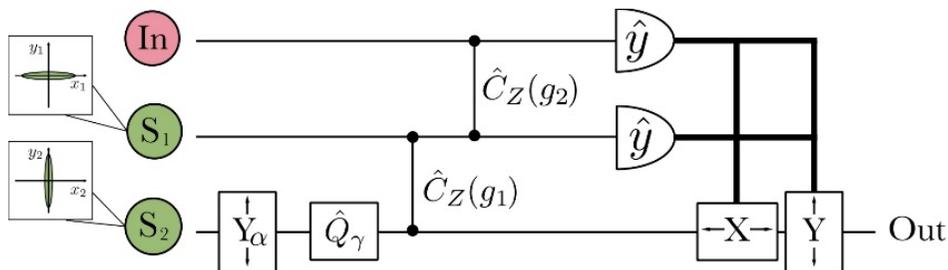
Санкт-Петербургский Государственный Университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9

\*e-mail: e.r.zinatullin@mail.ru

Мы предлагаем модифицированную схему квантовой телепортации, позволяющую увеличить точность телепортации за счет применения кубического фазового затвора к смещенному сжатому состоянию. Мы описали предложенную схему на языке Гейзенберга, оценив ее с точки зрения добавления ошибки при телепортации, и показали, что она позволяет достичь меньшей ошибки, чем традиционная схема. Повторив описание на языке волновых функций, мы нашли область значений сдвига, при которых будут справедливы наши выводы. На примере телепортации вакуумного и сжатых состояний мы показали, что схема позволяет достичь высоких значений верности.

**Ключевые слова:** Квантовая оптика, однонаправленные квантовые вычисления, квантовая телепортация, негауссовы операции, кубический фазовый затвор.

Схема телепортации квантовых состояний входит в число базовых протоколов квантовой обработки информации [1-5]. Именно этот протокол лежит в основе одной из перспективных моделей универсальных квантовых вычислений — однонаправленных квантовых вычислений [6-8]. В нашей работе мы будем обсуждать протокол телепортации квантовых состояний в режиме непрерывных переменных. В отличие от дискретных квантовых систем, использование непрерывных переменных позволяет строить детерминированные схемы. Однако работа с непрерывными квантовыми системами обладает и существенным недостатком: наличием неустранимых ошибок, связанных с конечной степенью сжатия состояний, используемых как ресурс для телепортации. Этот недостаток наследуют и однонаправленные квантовые вычисления в непрерывных переменных. Сжатие, которое экспериментально достижимо на данный момент, оказывается недостаточным для осуществления отказоустойчивых универсальных однонаправленных квантовых вычислений: максимальное экспериментально достижимое сжатие -15 дБ [9], тогда как для вычислений (без использования поверхностных кодов и процедуры постселекции) необходимо -20.5 дБ [10]. В связи с этим, уменьшение неустранимых ошибок для квантовых вычислений в непрерывных переменных остается важной теоретической задачей.



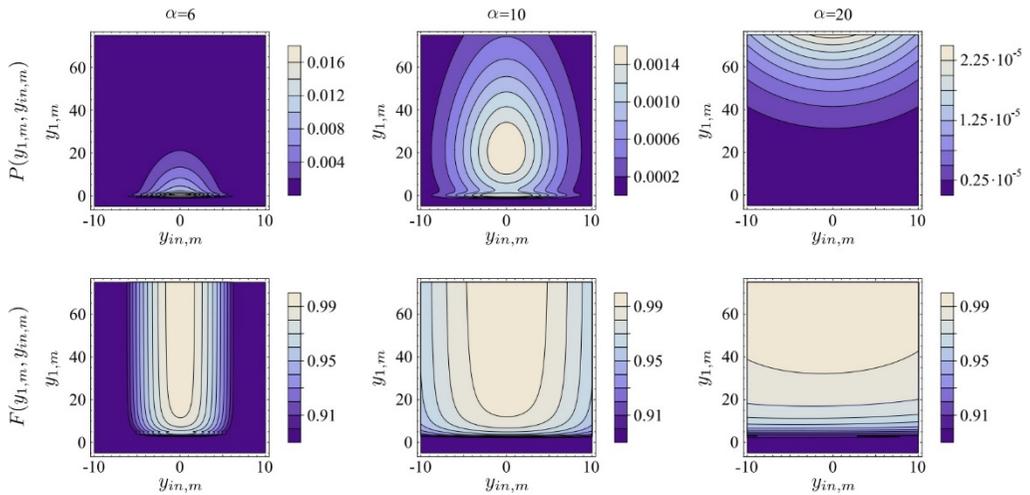
**Рис. 1.** Схема телепортации с использованием кубического фазового затвора. На схеме: In – входное (телепортируемое) состояние; S<sub>1</sub> и S<sub>2</sub> – осцилляторы, сжатые в ортогональных квадратурах; Y<sub>α</sub> – обозначает смещение u-квадратуры на фиксированную величину α; Q<sub>γ</sub> – кубический фазовый затвор с коэффициентом преобразования γ; C<sub>Z</sub>(g<sub>i</sub>) – преобразования CZ с весовыми коэффициентами g<sub>i</sub>; y – гомодинные детекторы, измеряющие u-квадратуру поля в канале; X и Y обозначают устройства, смещающие соответствующие квадратуры полей в канале в зависимости от результатов детектирования.

Один из вариантов повышения точности телепортации — это использование перепутанных

негауссовых состояний в качестве ресурса для телепортации, этот эффект продемонстрирован в работах [11, 12]. Способ получения такого ресурса, основан на использовании процедуры условного вычитания или добавления фотонов, примененной к гауссовому перепутанному состоянию. Однако, имея в виду свойство детерминированности протоколов в непрерывных переменных, негауссово состояние, полученное путем добавления/вычитания фотонов теряет это преимущество, процедура носит вероятностный характер.

В статье [13] мы показали, что, заменив в традиционном протоколе телепортации два светоделителя на преобразование CZ, возможно уменьшить ошибку в одной из квадратур за счет весовых коэффициентов преобразования CZ [14, 15]. В этой работе мы модифицируем схему телепортации, которую предложили ранее, используя кубический фазовый затвор [16], чтобы уменьшить уровень ошибок в обеих квадратурах (см. Рис. 1).

Мы показали, что за счет использования кубического фазового затвора можно уменьшить ошибку телепортации в одной из квадратур. Мы продемонстрировали это, проанализировав ошибки при телепортации на языке Гейзенберга. Дополнительно мы описали схему на языке волновых функций и показали, что для выполнения допущенных нами приближений требуются относительно небольшие сдвиги сжатого состояния до применения преобразования кубической фазы. Из Рис. 2 видно, что при  $\alpha = 20$  телепортация будет осуществляться с высокой точностью и при этом не требуется дополнительной селекции по результатам измерений. Сдвиги такого порядка возможно реализовать на практике.



**Рис. 2.** Плотность вероятности измерения значений  $y_{1,m}$  и  $y_{in,m}$  и значение верности в зависимости от  $y_{1,m}$  и  $y_{in,m}$  при телепортации вакуумного состояния для сдвигов ресурсного негауссового состояния  $\alpha = 6, 10, 20$ .

По сравнению со схемой телепортации с вычитанием/добавлением фотонов, наша схема обладает значительным преимуществом — при достаточном значении сдвига она работает детерминированным образом и не требует дополнительной селекции по результатам измерений. Особенностью нашего протокола является то, что для его работы возможно использование кубического фазового затвора с невысокой степенью нелинейности. Это важное преимущество ввиду того, что увеличение степени нелинейности кубического фазового затвора является сложной экспериментальной задачей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00204а) и фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (грант № 21-1-4-39-1).

## Литература

1. C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres and W. K. Wootters, // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 1895.
2. L. Vaidman // Phys. Rev. A. 1994. V. 49. P. 1473.
3. D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter and A. Zeilinger // Nature. 1997. V. 390. P. 575.
4. S. L. Braunstein and H. J. Kimble // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 869.
5. A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble and E. S. Polzik // Science. 1998. V. 282. P. 706.
6. N. C. Menicucci, P. van Loock, M. Gu, C. Weedbrook, T. C. Ralph and M. A. Nielsen // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97 P. 110501.
7. R. Raussendorf and H. J. Briegel // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 5188.
8. M. A. Nielsen // Reports on Mathematical Physics. 2006. V. 57. P. 147.
9. H. Vahlbruch, M. Mehmet, K. Danzmann and R. Schnabel // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 110801.
10. N. C. Menicucci // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 120504.
11. T. Opatrný, G. Kurizki and D.-G. Welsch // Phys. Rev. A. 2000. V. 61. P. 032302.
12. P. T. Cochrane, T. C. Ralph and G. J. Milburn // Phys. Rev. A. 2002. V. 65. P. 062306.
13. E. R. Zinatullin, S. B. Korolev and T. Yu. Golubeva // Phys. Rev. A. 2021. V. 103. P. 062407.
14. M. V. Larsen, J. S. Neergaard-Nielsen and U. L. Andersen // Phys. Rev. A. 2020. V. 102. P. 042608.
15. J. Zhang and S. L. Braunstein // Phys. Rev. A. 2006. V. 73. P. 032318.
16. D. Gottesman, A. Kitaev and J. Preskill // Phys. Rev. A. 2001. V. 64. P. 012310.

## TELEPORTATION ERROR DECREASE USING THE CUBIC PHASE GATE

**E.R. Zinatullin\*, S.B. Korolev, T.Yu. Golubeva**

*St. Petersburg State University*  
 199034, St. Petersburg, Universitetskaya nab. 7/9  
 \*e-mail: e.r.zinatullin@mail.ru

We propose a modified quantum teleportation scheme to increase the teleportation accuracy by applying a cubic phase gate to the displaced squeezed state. We have described the proposed scheme in the Heisenberg picture, evaluating it from the point of view of adding an error in teleportation, and have shown that it allows achieving less error than the original scheme. Repeating the description in the Schrodinger picture, we have found the range of the displacement values, at which our conclusions will be valid. Using the example of teleportation of the vacuum state and squeezed states, we have shown that the scheme allows one to achieve high fidelity values.

**Key words:** Quantum optics, one-way quantum computation, quantum teleportation, non-Gaussian operations, cubic phase gate.

# СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОВ МЕТОДОМ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

А.В. Казанцева<sup>1,\*</sup>, С.С. Харинцев<sup>1,2</sup>

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики  
420111, Казань, ул. Кремлёвская 16А*

*<sup>2</sup>Институт прикладных исследований, Академия наук Республики Татарстан  
420111, Казань, ул. Баумана 20*

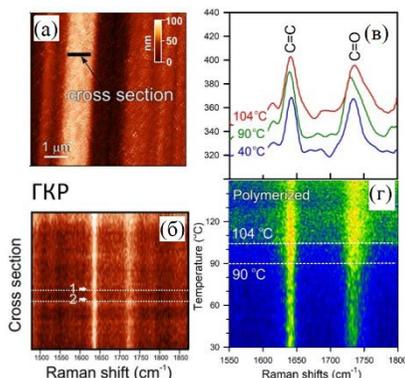
\*e-mail: nastyakazantseva13@gmail.com

В последние годы активно развивается аддитивная технология синтеза: двухфотонная полимеризация. Физико-химические свойства микрообъектов, созданных таким методом, кардинально отличны от подобных им макроэлементов. В данной работе впервые был предложен способ исследования двухфотонно полимеризованных микроструктур с помощью спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния света. Данный метод позволил изучить морфологию образцов и выявить неоднородность на субволновом масштабе. Также при измерении спектров ГКР в процессе нагревания полимера удалось зафиксировать такую важнейшую характеристику, как локальную температуру стеклования.

**Ключевые слова:** двухфотонная полимеризация, гигантское комбинационное рассеяние света, комбинационное рассеяние света, температура стеклования полимеров.

Для создания высоко функциональных микрообъектов, применяемых в микрофлюидике, фотонике, микроробототехнике, широко используются наноструктуры, синтезированные с помощью двух-фотонной полимеризации (ДФП) [1]. Миниатюризация устройств приводит к возникновению размерных эффектов, то есть свойства материала кардинально изменяются [2]. Примером подобной миниатюрной структуры является полимерная дорожка толщиной порядка 1 мкм, синтезированная одним проходом лазера.

Для исследования однородности 2D ограниченного в пространстве полимерного образца в каждой точке, с шагом 5 нм, его поперечного сечения измерили спектры гигантского комбинационного рассеяния света (ГКР) [3]. Поперечное сечение рода изображено на рисунке 1(а) чёрным отрезком. Интенсивность пиков, соответствующих рамановскому сдвигу  $1630\text{ см}^{-1}$ , различна в точках 1 и 2, расстояние между которыми 100 нм (рис.1 (б)). Это свидетельствует о разном проценте заполимеризованности вещества, иначе говоря, субволновой неоднородности. Что было бы невозможно зафиксировать, к примеру, с помощью конфокальной рамановской спектроскопии.



**Рис. 1.** (а) АСМ-изображение полимерной дорожки, расположенной на олигомерной подложке; (б) 1D карта TERS вдоль сечения полимерной дорожки (а); (в,г) спектры локально усиленного комбинационного рассеяния света в зависимости от температуры нагрева.

Так же микроскопия ГКР способствовала обнаружению локальной температуры стеклования полимера ( $T_g$ ) – температуры перехода из аморфного (стеклообразного) в жидкое состояние при нагреве [4]. В процессе равномерного нагревания образца фиксировали спектры ГКР. По скачку интенсивности пиков, соответствующих рамановским сдвигам  $1630\text{ см}^{-1}$  и  $1730\text{ см}^{-1}$ , рисунок 1(в,г), отслеживали  $T_g$ . Для полимерного образца, используемого в данной работе, определили локальную температуру стеклования равную  $104\text{ }^\circ\text{C}$ .

Таким образом, детальное изучение 2D полимерных структур методом гигантского комбинационного рассеяния света позволило получить ценную информацию о локальных физико-химических свойствах материала. Результаты подобного исследования играют важную роль в усовершенствовании технологии создания полимерных микроструктур (микрофлюидных каналов, микроклапанов) [5]. В будущем это позволит реализовывать ряд различных устройств, начиная от полимерной наноэлектроники и заканчивая лабораториями на одном чипе [6].

### Литература

1. LaFratta Ch., Baldacchini T. Two-Photon Polymerization Metrology: Characterization Methods of Mechanisms and Microstructures // *Micromachines*. 2017. V. 8. P. 1-25.
2. Roth C.B., Dutcher J.R. Glass transition and chain mobility in thin polymer films // *J. of Electroanalytical Chemistry*. 2005. V. 584. P. 13–22.
3. Харинцев, С.С. Плазменная микроскопия высокого разрешения. К.: Издательство Казанского университета, 2015. 53 с.
4. А. И. Черноуцан Физические свойства процесса стеклования // *Физика: Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина*. М., 2001. С. 103-109.
5. Alsharhan A. T., Young O. M. et al. Integrated 3D printed microfluidic circuitry and soft microrobotic actuators via in situ direct laser writing // *J. of Micromechanics and Microengineering*. 2021. V. 31. 11pp.
6. Keane S., Martin-Loeches I. Host-pathogen interaction during mechanical ventilation: systemic or compartmentalized response? // *Critical Care*. 2019. V. 23. 7pp.

## SPECTROSCOPIC STUDY OF NANOSTRUCTURED POLYMERS BY THE METHOD TIP-ENHANCED RAMAN SPECTROSCOPY

A.V. Kazanceva<sup>1,\*</sup>, S.S. Kharintsev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Kazan (Volga region) Federal University  
420111, Kremlevskaya str., 16A*

<sup>2</sup>*Institute of Applied Research, Academy of Sciences of the Republic of Tatarstan  
420111, Kazan, Bauman str., 20*

\*e-mail: nastyakazantseva13@gmail.com

In recent years, an additive synthesis technology has been actively developing: two-photon polymerization. The Physico-chemical properties of micro-objects created by this method are radically different from similar macronutrients. For the first time, Tip-enhanced Raman spectroscopy was used to study two-photon polymerized microstructures. This spectroscopy method was made to study the morphology of the samples possible and identify inhomogeneity on the subwavelength scale. Also, when measuring the spectra during the heating of the polymer, it was possible to fix such an important characteristic as the local glass transition temperature.

**Key words:** two-photon polymerization, tip-enhanced Raman spectroscopy, Raman spectroscopy, temperature of glass.

# ВЛИЯНИЕ МАТРИЦЫ И ПОВЕРХНОСТИ НА ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НАНОКОМПОЗИТАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ: ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

А.И. Аржанов<sup>1,2</sup>, Е.П. Кожина<sup>2,3</sup>, К.А. Магарян<sup>2</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2,3,\*</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, 108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 5

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет, 119435, Россия, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 1

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Троицкое обособленное подразделение, 108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 11

\*e-mail: kamil@isan.troitsk.ru

По температурно-зависимым спектрам люминесценции определены параметры электрон-фононного взаимодействия (фактор Хуанга-Риса, средняя энергия фононов) для наноконпозитов с коллоидными квантовыми точками CdSe/CdS/ZnS (на поверхности стеклянной подложки, в тонких полимерных пленках и замороженных стеклах). Измеренные значения проанализированы в сравнении с модельными расчетами и данными, полученными с использованием техники низкочастотного комбинационного рассеяния света, в т.ч. с использованием SERS-подложек. Обнаружено, что для ряда наноконпозитов эффект матрицы может приводит к заметному изменению параметров электрон-фононного взаимодействия.

**Ключевые слова:** коллоидная квантовая точка, люминесценция, электрон-фононное взаимодействие, комбинационное рассеяние света, SERS-подложка

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) обладают специфическими свойствами, которые определяются их структурой, размерами и микроскопическими особенностями взаимодействия с окружением. Благодаря этим уникальным характеристикам КТ широко используются в физике, химии, материаловедении, биологии и медицине. В связи с многочисленными практическими приложениями материалов с квантовыми точками возникает необходимость изучения на фундаментальном уровне структуры и динамики наноконпозитов с КТ, в частности, актуальным вопросом является изучение электрон-фононного взаимодействия. Одним из наиболее эффективных методов в таких исследованиях является спектроскопия фотонного эха [1]. В наших последних работах (см., например, [2]) было показано, что изучение температурно-зависимых спектров люминесценции также может дать большой объем информации о параметрах электрон-фононного взаимодействия, а также о влиянии матрицы и поверхности на эти параметры. Дополнительное использование техники комбинационного рассеяния света дает возможность сравнить полученные данные с колебательными характеристиками, полученными в результате прямых измерений.

Ранее нами были исследованы образцы, представляющие собой тонкие слои двухоболочечных коллоидных КТ CdSe/CdS/ZnS, высаженных на стеклянную подложку [1]. В данной работе мы исследовали те же самые КТ, внедренные в твердые матрицы: замороженные толуол и гексадекан, а также в полимерные матрицы: полиизобутилен (ПИБ), полиметилметакрилат (ПММА), пористый полипропилен (пор-ПП) и полиэтилентерефталат (ПЭТФ).

Были измерены температурные зависимости параметров спектров люминесценции наноконпозитов: положение максимума, соответствующее ширине запрещенной зоны (энергии экситона) и ширины спектра. В качестве источника излучения для возбуждения люминесценции образцов использовали полупроводниковый лазерный модуль (длина волны 515 нм; выходная мощность 200 мВт). Излучение предварительно ослабляли нейтральными фильтрами и фокусировали на образце с помощью объектива. Для измерения спектров

люминесценции в диапазоне температур от 24 до 300 К использовали гелиевый криостат RTI (Черноголовка). При помощи температурного контроллера Lakeshore DRC-91C и системы маностатирования измерительной камеры криостата были выполнены прецизионные температурные измерения с минимальным шагом, равным 0,2 К. Спектры люминесценции образцов регистрировали с помощью компактного волоконного спектрометра (OtO Photonics, Китай).

Полученные температурные зависимости ширины запрещенной зоны для разных нанокмозитов были проанализированы в рамках модели электрон-фононного взаимодействия [3], что дало возможность определить параметр, характеризующий силу электрон-фононного взаимодействия –  $S$  (фактор Хуанга-Риса) и среднюю энергию фононов при релаксации электронного возбуждения  $E_{LO}$ . Полученные значения  $S$  довольно сильно отличаются для разных образцов, т.е. наличие окружающей матрицы сильно влияет на параметры электрон-фононного взаимодействия. Значения  $E_{LO}$  для разных образцов также отличаются, что может свидетельствовать о заметном эффекте гибридизации колебательных (фононных) мод – взаимодействия излучающего ядра квантовой точки не только с локальными фононами КТ, но и с фононами матрицы. Различия в параметрах электрон-фононного взаимодействия приводят к заметному изменению эффективной частоты локального фонона, что свидетельствует о сильном влиянии динамики матрицы на спектральные и люминесцентные свойства КТ. Последний вывод подтверждается поведением температурной зависимости ширины запрещенной зоны для КТ в замороженных растворах толуола и гексадекана вблизи температуры стеклования. Характер температурной зависимости радикально меняется, т.е. аномальная динамика матрицы в условиях фазового перехода начинает играть основную роль.

Анализ температурно-зависимых спектров люминесценции является косвенным методом получения информации о параметрах локализованных фононов, поэтому для подтверждения полученных данных были проведены дополнительные измерения методом комбинационного рассеяния света (КРС). Низкочастотные спектры КРС были измерены при разных температурах для тонкого слоя КТ на подложке и КТ, внедренных в ПИБ. Для исследуемых образцов в спектре КРС обнаружены полосы, частоты которых соответствуют оценкам величины  $E_{LO}$  по спектрам люминесценции.

Дополнительно было исследовано усиление сигнала КРС нанокмозитов с КТ с использованием SERS-подложек – метаповерхностей с дендритными наноструктурами. Подложки были изготовлены методом шаблонного синтеза на основе трековых мембран (ТМ) с дендритными наноструктурами в виде серебряных нанопроволок [4]. Каплю раствора КТ в толуоле объемом 1 мкл (концентрация 47 мг/мкл) наносили при помощи дозатора на поверхность SERS-подложки и контролировали степень ее растекания [5]. Были зарегистрированы спектры КРС чистых дендритных метаповерхностей и с нанесенными на них КТ. В спектрах обнаружены колебательные максимумы на частотах, соответствующих фононному спектру ПЭТФ, на основе которого изготовлены ТМ.

В спектре КРС для раствора КТ на SERS-подложке получены значения частоты и энергии локального фонона, близкие к тем, что были определены по низкочастотным спектрам КРС для КТ CdSe/CdS/ZnS в ПИБ [2], а также к значениям, полученным для КТ CdSe, синтезированных в жидкокристаллической матрице [6].

Параметры, полученные из анализа температурно-зависимых спектров люминесценции нанокмозитов с коллоидными квантовыми точками, хорошо согласуются с модельными расчетами и результатами, полученными другими методами, что свидетельствует об адекватности выбора модели и достоверности полученных данных. Развитый подход позволяет изучать влияние матрицы и поверхности на спектральные и фотофизические свойства нанокмозитов.

Исследование выполнено в рамках темы государственного задания Московского педагогического государственного университета «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства Просвещения РФ (номер

государственной регистрации: АААА-А20-120061890084-9). Развитие экспериментальной техники спектроскопии фотонного эха выполняется в рамках темы государственного задания Института спектроскопии РАН. Развитие экспериментальной техники люминесцентной микроскопии одиночных квантовых излучателей выполняется в рамках темы государственного задания Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

### Литература

1. Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Eremchev I.Yu., Kulnitskiy B.A., Surovtsev N.V., Naumov A.V. // *Laser Phys.* 2019. V. 29. No. 12. 124009.
2. Каримуллин К.Р., Аржанов А.И., Суворцев Н.В., Наумов А.В. // *Опт. и спектроск.* 2022. Т. 130. № 1. С. 146.
3. O'Donnell K.P., Chen X. // *Appl. Phys. Lett.* 1991. V. 58. No. 25. P. 2924.
4. Е.Р. Kozhina, S.A. Bedin, N.L. Nechaeva, S.N. Podoynitsyn, V. Tarakanov, S.N. Andreev, Y.V. Grigoriev, A.V. Naumov // *Applied Sciences.* 2021. V. 11. No. 4. P. 1375.
5. Е.П. Кожина, А.И. Аржанов, К.Р. Каримуллин, С.А. Бедин, С.Н. Андреев, А.В. Наумов // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 12. С. 1746.
6. К.А. Магарян, К.Р. Каримуллин, И.А. Васильева, А.В. Наумов // *Опт. и спектроск.* 2019. Т. 126. № 1. С. 50.

## EFFECT OF MATRIX AND SURFACE ON THE PARAMETERS OF ELECTRON-PHONON INTERACTION IN NANOCOMPOSITES WITH QUANTUM DOTS: STUDY BY LUMINESCENCE SPECTROSCOPY AND RAMAN SCATTERING

A.I. Arzhanov<sup>1,2</sup>, E.P. Kozhina<sup>2,3</sup>, K.A. Magaryan<sup>2</sup>, K.R. Karimullin<sup>1,2,3,\*</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Spectroscopy RAS, Moscow, 108840 Russia*

<sup>2</sup>*Moscow State Pedagogical University, Moscow, 119435 Russia*

<sup>3</sup>*Lebedev Physical Institute RAS, Branch in Troitsk, Moscow, 108840 Russia*

\*e-mail: kamil@isan.troitsk.ru

The temperature-dependent luminescence spectra were used to determine the parameters of the electron-phonon interaction (Huang-Rhys factor, average phonon energy) for nanocomposites with colloidal CdSe/CdS/ZnS quantum dots (on the surface of a glass substrate, in thin polymer films and frozen glasses). The measured values are analyzed in comparison with model calculations and data obtained using the low-frequency Raman scattering and on SERS surfaces. It has been found that, for several nanocomposites, the matrix effect can lead to a noticeable change in the parameters of the electron-phonon interaction.

**Key words:** colloidal quantum dot, luminescence, electron-phonon interaction, Raman scattering, SERS-surface.

## ДВА МЕХАНИЗМА МЕРЦАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ КОЛЛОИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSeS/ZnS

М.А. Князева<sup>1,2,3,\*</sup>, А.О. Тарасевич<sup>1,2,3</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>1,2</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup> *Институт спектроскопии Российской академии наук  
108840, Россия, Москва, г. Троицк, ул. Физическая, д. 5*

<sup>2</sup> *Московский педагогический государственный университет  
119435, Россия, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29/7*

<sup>3</sup> *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
105066, Россия, Москва, ул. Старая Басманная, д. 21/4, стр. 5*

<sup>4</sup> *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Троицкое обособленное подразделение,  
108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 11*

\*e-mail: lumosisgreat@outlook.com

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования динамики мерцания люминесценции одиночных коллоидных квантовых точек CdSeS/ZnS во временном диапазоне от миллисекунд до десятков минут при различных значениях интенсивности импульсного возбуждающего излучения. Осуществлен поиск критериев для различных типов мерцания. Показано, что в исследованных квантовых точках реализуется несколько механизмов мерцания, каждый из которых имеет фотоиндуцированный характер.

**Ключевые слова:** квантовые точки, люминесценция, мерцание.

Доклад посвящен изучению динамики мерцания люминесценции одиночных коллоидных полупроводниковых квантовых точек структуры ядро/оболочка CdSeS/ZnS. В работе была реализована экспериментальная техника, оптимизированная для измерения абсолютных значений интенсивности люминесценции в off-состояниях квантовых точек. Для этого были усовершенствованы экспериментальные методики для долговременных измерений сигнала люминесценции одиночных квантовых точек с использованием схемы регистрации типа Хэнберри Брауна-Твисса и режима счета одиночных фотонов с регистрацией абсолютного времени прихода каждого фотона в импульсном режиме возбуждения.

Анализ флуоресцентных траекторий показал, что для одной и той же точки в мерцающем состоянии могут наблюдаться несколько темных уровней, соответствующих различной интенсивности фотонов флуоресценции. В докладе продемонстрировано, что разные уровни интенсивности могут быть объяснены реализацией в исследованных квантовых точках нескольких механизмов мерцания: один из вкладов в мерцание люминесценции связан с Оже-процессами, возникающими в однократно ионизованном состоянии квантовой точки [1], в то время как другой механизм может быть объяснен в рамках модели множественных рекомбинационных центров (MRC-модель) [2]. Примечательно, что вклад каждого из механизмов в люминесцентную траекторию можно разделить только в случае реализации техники с точным измерением интенсивности люминесценции темных состояний и анализа провала в антигруппировке фотонов.

В работе также показано, что эволюция мерцания люминесценции с изменением интенсивности возбуждающего излучения демонстрирует значительное изменение динамики мерцания. Поскольку в рассмотренном случае темные состояния имеют различную природу возникновения, можно сделать вывод о том, что оба процесса имеют фотоиндуцированный характер.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 20-12-00202).

**Литература**

1. A.L. Efros and M. Rosen. Random telegraph signal in the photoluminescence intensity of a single quantum dot. Phys. Rev. Lett. 78, 1110 (1997).
2. P.A. Frantsuzov, S. Volkan-Kacso, and B. Janko. Model of fluorescence intermittency of single colloidal semiconductor quantum dots using multiple recombination centers. Phys. Rev. Lett. 103, 207402 (2009).

## **TWO MECHANISMS OF THE LUMINESCENCE BLINKING IN SINGLE COLLOIDAL SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS CdSeS/ZnS**

**M.A. Kniazeva<sup>1,2,3,\*</sup>, A.O. Tarasevich<sup>1,2,3</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>1,2</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2,4</sup>**

<sup>1</sup> *Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences  
108840, Russia, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya Str., 5*

<sup>2</sup> *Moscow Pedagogical State University  
119435, Russia, Moscow, Malaya Pirogovskaya Str., 29/7*

<sup>3</sup> *Higher School of Economics — National Research University  
105066, Russia, Moscow, Staraya Basmannaya Str., 21/4*

<sup>4</sup> *Lebedev Physical Institute RAS, Branch in Troitsk,  
108840, Russia, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya Str., 11*

\*e-mail: lumosisgreat@outlook.com

This paper presents the results of an experimental study of the luminescence blinking dynamics of single colloidal quantum dots CdSeS/ZnS in the time range from milliseconds to tens of minutes at different values of the pulsed exciting radiation intensity. The search for criteria for different types of blinking is carried out. It is shown that several blinking mechanisms are implemented in the studied quantum dots, each of which has a photoinduced character.

**Key words:** quantum dots, luminescence, blinking.

## SERS-СПЕКТРОСКОПИЯ НА МИКРОТРЕЩИНАХ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ ТРЕКОВЫХ МЕМБРАН

Н.П. Ковалец<sup>1,\*</sup>, Е.П. Кожина<sup>1,6</sup>, И.В. Разумовская<sup>1</sup>, С.А. Бедин<sup>1,2</sup>, А.А. Пирязев<sup>3,4</sup>,  
А.В. Наумов<sup>1,5,6</sup>

<sup>1</sup> *Московский педагогический государственный университет  
119435, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29/7*

<sup>2</sup> *ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 119991, Ленинский проспект, д. 59*

<sup>3</sup> *Московский государственный университет, 119991, Москва, ул. Колмогорова, д. 1*

<sup>4</sup> *ИПХФ РАН, 141432, Черноголовка, пр. академика Семенова, д. 1*

<sup>5</sup> *Институт спектроскопии РАН (ИСАН), 108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 5*

<sup>6</sup> *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Троицкое обособленное подразделение,  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 11*

\*e-mail: zabalueva\_1991@mail.ru

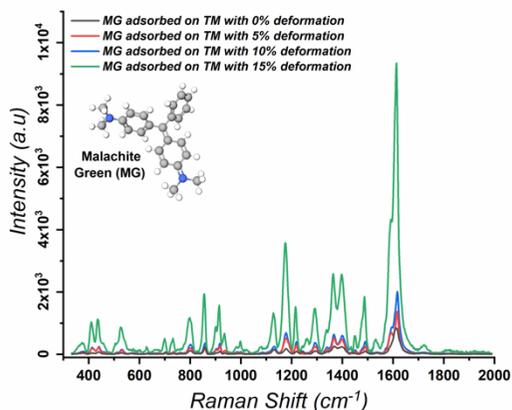
В работе предложена простая методика изготовления SERS-активных подложек путем термического напыления серебра на коммерческую трековую мембрану с последующим растяжением для образования микротрещин внутри на серебряной пленке. Обнаружено усиление сигнала ГКР с увеличением деформации образцов и еще большее усиление после их разгрузки.

**Ключевые слова:** трековые мембраны, трещины, деформация, SERS

Рамановская спектроскопия с усиленной поверхностью (SERS) основана на непосредственной близости между металлическими наночастицами или наноразмерными структурами на металлических подложках и аналитом. При освещении этих наноструктур светом с длиной волны, которая может возбуждать поверхностные плазмоны, в нанозазорах между ними концентрируется электромагнитная энергия, усиливая рамановский сигнал. Наиболее сильное увеличение сигнала возникает в области «горячих точек», которые представляют собой места между наноструктурами [1-3].

Известно, что трещины на металлизированном покрытии сплошной полимерной пленки ориентированы перпендикулярно оси растяжения и при деформации распространяются почти вдоль всей поверхности. В случае трековой мембраны (ТМ) запыленные поры являются дефектами в металлическом покрытии и благодаря их взаимодействию образуется система множества коротких трещин [4]. В данной работе представлена простая стратегия изготовления SERS-активных субстратов путем термического напыления серебра на коммерческую ТМ с последующим растяжением для образования микротрещин в серебряном покрытии. Ожидалось, что эти трещины послужат горячими точками для усиления SERS-сигналов.

Были выбраны коммерческие полиэтилентерефталатные ТМ производства Дубна. Диаметр пор равен 70 нм, средняя поверхностная плотность  $n = 1,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . В качестве металла для напыления использовался плазмонный металл – серебро. Толщина напыленной термовакуумным методом пленки составляла 50 нм. Растяжение образцов с рабочей частью  $5 \times 40$  мм осуществлялось с помощью специальной минитестовой разрывной машинки. Эксперименты проводились на Рамановском спектрометре Horiba LabRam Evolution при мощности лазера 5%, с использованием решетки 600 штрихов на 1 мм и объективом  $\times 100$ . При измерениях время экспозиции составляло 5 секунд, 3 накопления.



**Рис. 1.** Спектры ГКР малахитового зеленого на металлизированной ТМ при разных деформациях образца

Было получено, что увеличение деформации образцов приводит к увеличению высоты пиков спектра ГКР, причем наиболее резко при переходе от деформации  $\epsilon = 10\%$  к  $\epsilon = 15\%$  (рис.1). Данный эффект может быть связан с увеличением числа микротрещин. Разрывная деформация образцов в среднем равна 28%. Неожиданным оказался факт существенного увеличения сигнала после снятия нагрузки, что можно объяснить релаксацией деформации полимерной ТМ, которая насильственно стягивает металлическую пленку и тем самым уменьшает расстояния между «берегами» микротрещин.

Работа выполнена по теме государственного задания Московского педагогического государственного университета (МПГУ) «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации (АААА-А20-120061890084-9) совместно с Центром коллективного пользования «Структурная диагностика материалов» Федерального исследовательского центра РАН «Кристаллография и фотоника». Исследования новых материалов и методов фотоники выполняются в рамках темы государственного задания Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

### Литература

1. Etchegoin, P.G.; Le Ru, E.C. A perspective on single molecule SERS: current status and future challenges. *Phys Chem Chem Phys* 2008, 10, 6079-6089, doi:10.1039/b809196j.
2. Kuttner, C. *Plasmonics in Sensing: From Colorimetry to SERS Analytics*. In *Plasmonics*, IntechOpen: London, UNITED KINGDOM, 2018; 10.5772/intechopen.79055
3. Kozhina, E.P.; Bedin, S.A.; Nechaeva, N.L.; Podoynitsyn, S.N.; Tarakanov, V.P.; Andreev, S.N.; Grigoriev, Y.V.; Naumov, A.V. Ag-Nanowire Bundles with Gap Hot Spots Synthesized in Track-Etched Membranes as Effective SERS-Substrates. *Applied Sciences* 2021, 11, 1375, doi:10.3390/app11041375.
4. Bazhenov, S.L.; Razumovskaya I.V.; Kovalets N.P.; Bedin S.A. Debonding of a Metal Coating from a Track-Etched Membrane. *Doklady Physical Chemistry*, 2019, Vol. 488, Part 1, pp. 117–119, DOI: 10.1134/S0012501619090021.

## **SERS-SPECTROSCOPY BASED ON MICROCRACKS FORMED ON METAL COATING TRACK MEMBRANES**

**N.P. Kovalets<sup>1,\*</sup>, E.P. Kozhina<sup>1,6</sup>, I.V. Razumovskaya<sup>1</sup>, S.A. Bedin<sup>1,2</sup>, A.A. Piryazev<sup>3,4</sup>,  
A.V. Naumov<sup>1,5,6</sup>**

<sup>1</sup> *Moscow State Pedagogical University, Malaya Pirogovskaya st. 29, Moscow 119435 Russia*

<sup>2</sup> *Center of Crystallography and Photonics of RAS, Leninskii prosp. 59, Moscow 119991 Russia*

<sup>3</sup> *Moscow State University, Kolmogorov st. 1, Moscow, 119991 Russia*

<sup>4</sup> *IPCP RAS, Semenov av. 1, Chernogolovka, 141432, Russia*

<sup>5</sup> *Institute for Spectroscopy RAS, Fizicheskaya st. 5, Moscow, Troitsk, 108840 Russia*

<sup>6</sup> *Lebedev Physical Institute RAS, Branch in Troitsk,  
Fizicheskaya st. 11, Moscow, Troitsk, 108840 Russia*

\*e-mail: zabalueva\_1991@mail.ru

The paper proposes a simple technique for the fabrication of SERS-active substrates by thermal deposition of silver onto a commercial track etched membrane followed by stretching to form microcracks inside the silver film. An increase in the SERS signal with an increase in the deformation of the samples and an even greater enhancement after their unloading were found.

**Key words:** track-etched membranes, deformation, cracks, SERS.

# SERS-АКТИВНЫЕ ПОДЛОЖКИ С МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИМИ НАНОПРОВОЛОКАМИ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ШАБЛОННОГО СИНТЕЗА

Е.П. Кожина<sup>1,2</sup>, И.М. Долуденко<sup>3</sup>, С.А. Бедин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет, Лаборатория физики перспективных материалов и наноструктур, 119435, Москва, Россия

<sup>2</sup>Физический институт спектроскопии имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Троицкое обособленное подразделение, 108840, Москва, Троицк, Россия

<sup>3</sup>Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, 119333, Москва, Россия

\*e-mail: liza.kozhina.99@mail.ru

Описан способ формирования магнитно-оптических нанопроволок с чередованием слоев никеля и серебра. Продемонстрирован потенциал использования подложек с массивом магнитно-оптических нанопроволок в качестве SERS-активных поверхностей.

**Ключевые слова:** ПЭТФ, нанопроволоки, плазмонный резонанс, шаблонный синтез

Один из наиболее распространенных способов изготовления наноструктур с анизотропной морфологией, таких, как нанопроволоки (НП), является метод с шаблонного синтеза с использованием анодного оксида алюминия (ААО) или ионно-трековых полимерных мембран. Этот метод позволяет независимо регулировать различные параметры: структура, форма, состав, плотность или текстура наноструктуры. После облучения образовавшиеся ионные треки избирательно травятся, создавая поры с настраиваемыми размерами. Полученный шаблон можно использовать как для гальванического, так и для химического осаждения.

Обоими методами возможно осаждать в поры различные металлы и их сплавы: проводящие, магнитные, плазмонные. В зависимости от состава можно ориентировать применение таких структур в область биомедицины. В данной работе предлагается методика роста магнитно-оптических нанопроволок с чередованием слоев серебра и никеля.

В качестве шаблонов для изготовления массивов магнитно-оптических НП были использованы промышленные трековые мембраны (из полиэтилентерефталата (ПЭТФ), производства ЛЯР ОИЯИ, (г.Дубна) толщиной 12 мкм, диаметром пор 100 нм, плотностью 108 см<sup>-2</sup>. Внутри пор шаблонов методом гальванического осаждения управляемо формировались НП с чередованием магнитного (Ni) и плазмонного (Ag) металла. Чередование слоев достигалось за счет смены электролитов. После осаждения полимерный шаблон удалялся.

Комбинация плазмонного и магнитного металла для применений в области SERS-спектроскопии исследуется относительно недавно в области высокочувствительных сенсоров и все еще находится на стадии исследований и разработок. Предполагается, что результирующая магнитооптическая активность таких сенсоров приводит к повышению чувствительности, а также используется для модуляции условий резонанса, что значительно расширяет область их применения.

Для снятия SERS-спектров на подложках с Ag-Ni-Ag нанопроволоками в качестве исследуемого вещества был выбран родамин бж. Это органический краситель с хорошо изученным спектром, что позволяет объективно сравнивать полученные результаты с другими исследовательскими группами. Стоит отметить, что на SERS-спектрах родамина бж, адсорбированного на магнитно-оптических НП, наблюдается усиленный сигнал комбинационного рассеяния одиночной молекулы родамина бж, измеренный в ситуации, когда молекула попала в горячую точку в зазоре между вершинами нанопроволок (рис. 1) [1].

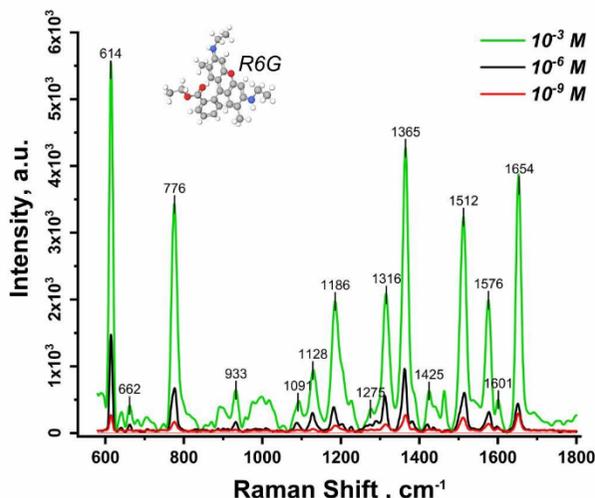


Рис. 1. SERS-спектры молекул R6G на магнито-оптических подложках с Ag-Ni-Ag нанопроволоками.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания Московского педагогического государственного университета «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации (AAAA-A20-120061890084-9). Исследования новых материалов и методов фотоники выполняются в рамках темы государственного задания Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

#### Литература

1. E. P. Kozhina, S. A. Bedin, N. L. Nechaeva, S. N. Podoynitsyn, V. P. Tarakanov, S. N. Andreev, Y. V. Grigoriev, and A. V. Naumov, *Applied Sciences*, 11, 4 (2021).

## SERS-ACTIVE SUBSTRATES WITH MAGNETO-OPTICAL NANOWIRES OBTAINED BY TEMPLATE SYNTHESIS

E.P. Kozhina<sup>1,2</sup>, I.M. Doludenko<sup>3</sup>, S.A. Bedin<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Laboratory of Advanced Materials Physics, Moscow Pedagogical State University, Moscow 119435, Russia

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute of RAS, 53 Leninsky prospekt, 119991 Moscow, Russia

<sup>3</sup>Thin film growth laboratories and inorganic nanostructures, Center of Crystallography and Photonics of RAS, Moscow 119333, Russia

\*e-mail: liza.kozhina.99@mail.ru

Method for the formation of magneto-optical nanowires with alternating layers of nickel and silver is shown. The potential of using substrates with an array of magneto-optical nanowires as SERS-active surfaces is demonstrated.

**Key words:** PET, nanowires, plasmon resonance, template synthesis

## ЗАТЯГИВАНИЕ ПРИ СИЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ И ЛАЗЕР С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ

Р.Р. Галиев<sup>1,2</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр

143026, Москва, Сколково, ул. Новая, д. 100 А

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

119991, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1

\*e-mail: noxobar@mail.ru

Разработанные ранее теории затягивания, в основном, используют приближение слабой обратной связи, что не всегда верно. Мы разработали более полную теорию с учётом вторичного отражения от лазера и показали границы её применимости.

**Ключевые слова:** затягивание, стабилизация лазера, внешний резонатор.

Затягивание – это относительно простой метод пассивной стабилизации полупроводниковых лазеров с помощью оптической обратной связи от внешнего оптического резонатора [1]. Обычно для этой цели используют высокодобротные резонаторы, такие как резонаторы Фабри-Перо (ФП) [2,3] и микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (ММШГ) [4,5]. При этом частота лазера определяется собственной частотой высокодобротного резонатора – то есть захватывается ею. Другой распространённый метод создания узкополосных лазеров – так называемые лазеры с внешним резонатором (от англ. external cavity laser) – также предполагает оптическую обратную связь от внешнего элемента. И хотя в данном случае отражатели также используют резонансные (дифракционные, брэгговские или голографические решетки в конфигурации Литтроу или Литтмана [6,7]), здесь роль играет именно резонатор, образованный одной из граней диода с одной стороны и внешним элементом, используемым для стабилизации, с другой, а также расстояние между ними. При этом выходную грань диода часто просветляют. Поэтому было бы более правильно называть эту технологию лазером с внешним отражателем. Сходство данных режимов стабилизации лазерных источников приводит к закономерному вопросу о переходе из одного в другой. В частности, не приведёт ли повышение уровня обратной связи при затягивании к выходу из области применимости разработанных до сих пор моделей [8, 9].

Для описания генерации лазерного диода, образованного активной средой, ограниченной отражающими поверхностями с амплитудными коэффициентами  $R_o$  и  $R_e$  можно воспользоваться т.н. фазовым и амплитудным условиями генерации:

$$\begin{cases} \omega_d \tau_d + \arg(R_e R_o) + \alpha g \tau_d = 2\pi N \\ g \tau_d + \ln(|R_e R_o|) = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\tau_d$  – время обхода диода,  $\omega_d$  – частота генерации диода,  $g$  – коэффициент усиления лазера,  $\alpha$  – фактор Генри,  $N$  – целое число, фактически определяющее номер моды. В рассматриваемом случае сложного внешнего отражателя, мы можем заменить выходное зеркало эффективным отражателем, представляющим собой интерферометр Фабри-Перо, состоящим из выходного зеркала лазера с коэффициентом отражения  $R_o$  и рассматриваемого отражателя с эффективным комплексным коэффициентом  $\Gamma$ . Заменяя  $R_o$  в выражении (1) на эффективный коэффициент отражения  $R_{\text{eff}} = \frac{R_o - \Gamma e^{i\omega\tau_s}}{1 - R_o \Gamma e^{i\omega\tau_s}}$  ( $\tau_s$  – время обхода лазер-резонатор и обратно), и исключая из уравнений коэффициент усиления лазера и время обхода диода получим общее уравнение для перестроечной кривой

$$\omega_d = \omega \frac{2\pi N - \arg(R_e R_o) + \alpha \ln |R_e R_o|}{2\pi N - \arg(R_e R_{\text{eff}}) + \alpha \ln |R_e R_{\text{eff}}|}, \quad (2)$$

где  $\omega$  обозначает частоту генерации модифицированного диода. Так как на оптических частотах  $\omega_d \tau_d \sim \omega \tau_d \sim 2\pi N \gg 1$  формулу можно упростить

$$\omega_d = \omega + \frac{1}{\tau_d} \arg\left(\frac{R_{\text{eff}}}{R_o}\right) - \frac{\alpha}{\tau_d} \ln\left(\left|\frac{R_{\text{eff}}}{R_o}\right|\right). \quad (3)$$

Производная выражения (2) по  $\omega$  представляет собой коэффициент стабилизации  $K$ , квадрат которого определяет сужение индивидуальной линии генерации лазера [3,8,10]. Выражение (3), впервые полученное в [10] можно считать основным выражением для лазера с внешним отражателем (резонатором). В дальнейшем, однако, для внешнего резонатора мы будем использовать более упрощённое выражение  $R_{\text{eff}} = R_o - \Gamma e^{i\omega\tau_s}$ , считая  $R_o\Gamma \ll 1$ . Можно показать, что выражения описывающие эффект затягивания, полученные в [3,8] являются приближением выражения (3). При  $\Gamma/R_o \ll 1$ , что характерно для обратного рэлеевского рассеяния на высокодобротном микрорезонаторе, таким образом, получим

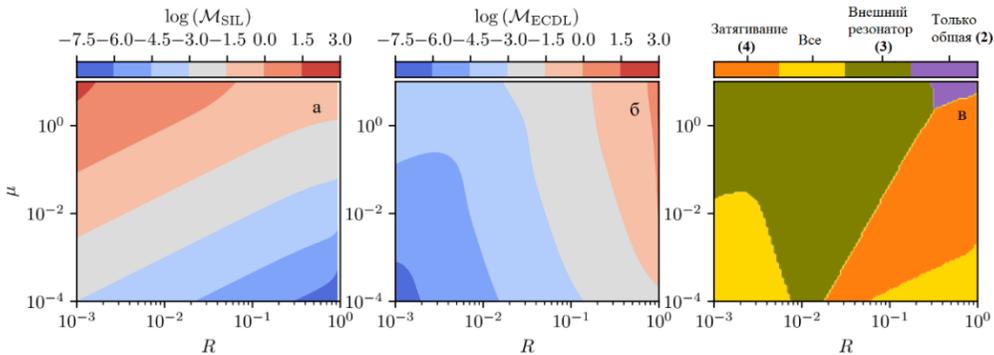
$$\omega_d = \omega - \sqrt{1 + \alpha^2} \frac{1 - R_o^2}{R_o\tau_d} |\Gamma| \sin(\arg \Gamma + \omega\tau_s - \text{atan } \alpha). \quad (4)$$

Отметим, что несмотря на сделанные приближения, формула (4) всё ещё может описывать режим внешнего резонатора, так как за этот режим в большой степени отвечает член  $\omega\tau_s$  в аргументе синуса. Именно этот член, как показано в [9], приводит к появлению дополнительных метастабильных уровней, представляющих собой не что иное, как дополнительные моды резонатора на промежутке между диодом и внешним отражателем.

Таким образом, полученные выражения фактически не разграничивают режимы внешнего резонатора и затягивания. Рассмотрим границы применимости данных выражений на примере ММШГ. Для этого, считая формулу (2) точной, введём ошибку как усреднённое стандартное отклонение

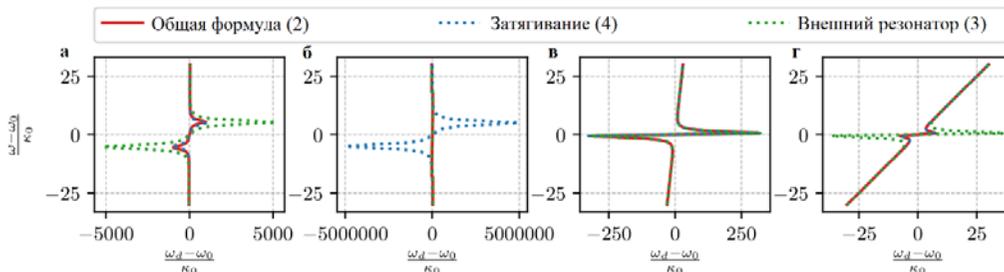
$$\mathcal{M} = \frac{1}{100\kappa_0} \int_{\omega_0 - 50\kappa_0}^{\omega_0 + 50\kappa_0} \left| \frac{\omega_d - \omega_d^{(2)}}{\kappa_0} \right| d\omega, \quad (4)$$

где  $\omega_d$  определяется по формуле (3) или (4), а  $\omega_d^{(2)}$  – по формуле (2). Коэффициент отражения ММШГ записывается как  $\Gamma = \frac{2i\kappa_c\kappa_0\mu}{(\kappa_0 + \kappa_c - i2(\omega - \omega_0))^2 + \kappa_0^2\mu^2}$ , где  $\omega_0$  – собственная частота микрорезонатора,  $\kappa_0$  и  $\kappa_c$  – его собственные потери и связь с внешней волной,  $\mu$  – нормированный на собственные потери коэффициент связи прямой и обратной волны. Результаты представлены на рисунке 1.



**Рис. 1. а:** Логарифм ошибки для перестроенной кривой в приближении затягивания (4). **б:** Логарифм ошибки для перестроенной кривой в приближении лазера с внешним резонатором (3). **в:** Карта областей применимости формул (2), (3) и (4) по уровню критической ошибки  $\mathcal{M} < 0.1$  и  $\mathcal{M} < 1e - 5$  для отсутствия ошибки.

На рисунке 2 представлены примеры соотношения перестроенных кривых по разным формулам.



**Рис. 2.** Сравнение перестроенных кривых общей (красная), затягивания (синяя прерывистая), внешнего резонатора (зелёная прерывистая) в некоторых точках **а:** Зона плохого приближения ( $\mu = 10, R_o = 0.9$ ). **б:** Зона внешнего зеркала ( $\mu = 10, R_o = 1e - 3$ ). **в:** Зона обоих приближений ( $\mu = 1e - 4, R_o = 1e - 3$ ). **г:** Зона затягивания ( $\mu = 1e - 2, R_o = 0.9$ ).

Таким образом мы рассмотрели формулы для затягивания и режима внешнего резонатора (отражателя) и разграничили их зоны применимости для микрорезонатора с модами шепчущей галереи в координатах «отражение выходного зеркала диода» -- «коэффициент связи прямой-обратной волны». Стоит отметить, что судя по полученным результатам, гонка за усилением обратной волны для увеличения коэффициента стабилизации может привести к выходу системы за границу применимости теории, построенной в [9]. При этом увеличение коэффициента отражения от грани диода делает приближение затягивания более успешным.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 21-72-00146).

### Литература

1. Agrawal G., // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1984. Vol 20. P. 468.
2. Li H. and Abraham N.B. // IEEE Journal of Quantum Electronics 1989. Vol. 25. P. 1782.
3. Laurent P., et al. // IEEE Journ. Quant. El. 1989. Vol. 25. P. 1131.
4. Liang W., et al. // Appl. Opt. 2015. Vol. 54. P. 3353.
5. Raja A.S., et al. // Nature Communications. 2019. Vol. 10. P. 680.
6. Olesen H., et al. // Japanese Journal of Applied Physics 1983. Vol. 22 P. 664.
7. Saito S., et al. // IEEE Journ. Quant. El. 1982. Vol. 18 P. 961.
8. Kondratiev N.M., et al. // Opt. Express 2017. Vol. 25 P. 28167.
9. Galiev R.R., et al. // Phys. Rev. Applied 2020. Vol. 14 P. 014036.
10. Kazarinov R. and Henry C. // IEEE Journal of Quantum Electronics 1987. Vol. 23. P. 1401

## SELF-INJECTION LOCKING WITH HIGH FEEDBACK AND EXTERNAL CAVITY LASER

R.R. Galiev<sup>1,2</sup>, N.M. Kondratiev<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Russian Quantum Center

143026 100A Novaya str., Skolkovo, Russia

<sup>2</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

119991 1-2 Leninskiye Gory, Moscow, Russia

\*e-mail: noxobar@mail.ru

The self-injection locking theories mainly use the weak feedback approximation. We developed a more complete theory, taking into account the secondary reflections from the laser, and showed the limits of its applicability.

**Key words:** self-injection locking, laser stabilization, external cavity.

# КВАНТОВЫЕ МОДЕЛИ ДЛЯ ЗАДАЧ ПОИСКА МИНИМАЛЬНОГО ПУТИ ОБХОДА

**А.В. Корюкин**

*Казанский федеральный университет, Институт физики  
420008, Казань, улица Кремлевская 16а  
Академия наук Республики Татарстан,  
420111, Казань, улица Баумана 20  
e-mail: Artem.Koryukin@kpfu.ru*

В данной работе рассмотрены квантовые модели с использованием вариационного квантового собственного решателя для задач поиска минимальных путей обхода. Варьировались количество пунктов обхода. Было произведено сравнение с классическими методами.

**Ключевые слова:** вариационный квантовый собственный решатель, задача коммивояжера, максимальный разрез графа.

Скачок в квантовых технологиях, происходящий в последнее время, дал новое дыхание для различных квантовых алгоритмов. В текущую эру шумных квантовых компьютеров появилась необходимость в реализации квантовых алгоритмов на том оборудовании, которое есть на данный момент. Успешное использование квантовых вычислений является хорошей причиной для дальнейшего инвестирования в квантовые технологии. Задачи оптимизации, поиска оптимальных решений, наименьшего пути (коммивояжера), финансовые, медицинские, а так же использование в физике, химии, биологии [1], как для моделирования процессов, структур и веществ, так и для поиска нужных последовательностей в больших данных, все это делает область квантовых вычислений и технологий очень перспективной с точки зрения исследований. В данной работе рассмотрено решение задач поиска минимальных путей обхода для различных случаев [2].

Вначале было рассмотрен случай с последовательной возможностью обхода. Для этого были использованы два классических метода и два квантовых симулятора с использованием вариационного квантового собственного решателя (VQE). Квантовые симуляторы были выбраны из основных используемых в квантовых вычислениях IBM (Statevector and QASM) [3]. Языком квантового программирования был выбран соответственно Qiskit (IBM). Варьируемым параметром было количество пунктов обхода, которое составляло от 3 до 5, в связи с тем, что основные квантовые симуляторы позволяют моделировать не более 32 кубитов. В рассматриваемых алгоритмах число кубитов определяется квадратом количества пунктов обхода. Самое быстрое время и самое точное решение показал классический метод перебора независимо от количества пунктов обхода. Классический собственный решатель показал на порядок большее время, а для пяти пунктов обхода требует большие вычислительные ресурсы, чем первый метод. Квантовый симулятор, моделирующий квантовую схему путем вычисления волновой функции вектора состояния кубита по мере применения вентилей и инструкций (Statevector), считает на два порядка медленнее, чем предыдущий метод и для случаев 4 и 5 пунктов обхода требует гораздо больше ресурсов, чем предыдущие методы. В связи с этим был использован универсальный квантовый симулятор (QASM) для моделирования квантовых схем. В таком симуляторе метод моделирования выбирается автоматически на основе входных цепей и параметров. Время расчета увеличивается уже на три порядка. Так же решение получается неоптимальным с точки зрения уменьшения расстояния обхода по сравнению с другими методами, то есть растет его себестоимость. Для случая с 5 пунктами обхода, так же наблюдается заметное увеличение требования к ресурсам по сравнению с классическими методами. Далее был рассмотрен случай с возможностью параллельного обхода, где коэффициент параллельности был выбран 2. Вышеупомянутый универсальный квантовый симулятор имел время расчета в 5 – 1000 раз (в зависимости от количества пунктов обхода) больше, чем классический метод IBM ILOG

CPLEX. С ростом количества путей обхода росла разница в себестоимости полученного решения, то есть увеличивалась расстояние пути обхода для случая квантового симулятора по сравнению с классическим методом.

Таким образом, на текущий момент использование вышеупомянутых (Statevector and QASM) квантовых симуляторов не представляется оптимальным для задач поиска оптимальных путей обхода с небольшим количеством пунктов обхода. В связи с тем, что преимущества квантовых вычислений могут сказаться при большем количестве пунктов обхода, а, следовательно, нужно большее количество кубитов, то рекомендуется рассмотреть эффективный симулятор схем Клиффорда (Stabilizer) с максимальным количеством кубитов равным 5000.

### Литература

1. Robert, A., Barkoutsos, P.K., Woerner, S. et al. // npj Quantum Inf 2021 V. 7 P. 38.
2. <https://qiskit.org/documentation/>
3. <https://quantum-computing.ibm.com/services/docs/services/manage/simulator/>

## QUANTUM SIMULATORS FOR THE PROBLEMS OF FINDING THE MINIMUM TRAVERSAL PATH

**A.V. Koryukin**

*Kazan Federal University, Institute of Physics,  
18 Kremlevskaya Str., Kazan, 420008 Russia  
Tatarstan Academy of Sciences,  
20 Bauman Str., Kazan, 420111, Russia  
e-mail: Artem.Koryukin@kpfu.ru*

In this paper, we consider quantum simulators using a variational quantum eigensolver for problems of finding minimal traversal paths. The number of bypass points varied. A comparison was made with classical methods.

**Key words:** variational quantum eigensolver, travelling salesman problem, Max-Cut Problem.

## ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ОТКЛИК АПКОНВЕРСИОННЫХ НАНОЧАСТИЦ $YVO_4:Yb, Er$ В БИОЛОГИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР

А.Л. Шмакова, А.В. Леонтьев\*, Д.К. Жарков, А.Г. Шмелев, В.Г. Никифоров

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
ФИЦ Казанский научный центр РАН  
420029, г.Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7  
\*e-mail: AndreyVLeontyev@gmail.com*

Экспериментально определены зависимости спектральных параметров апконверсионной фотолюминесценции синтезированных ранее отдельных наночастиц  $YVO_4:Yb, Er$  от температуры среды. Обсуждается возможность применения полученных таким образом частиц в качестве биосовместимых наноразмерных термосенсоров.

**Ключевые слова:** апконверсионные наночастицы, апконверсия, флуоресцентная конфокальная микроскопия, термосенсоры.

Исследуются синтезированные [1] нанокристаллы  $YVO_4$ , допированные ионами  $Yb, Er$ . Выбор примесных ионов позволяет использовать такие частицы в качестве люминесцентных зондов, возбуждаемых инфракрасным излучением, а, благодаря ванадатной матрице, они могут функционировать в биологических средах без дополнительного покрытия оболочками [2].

В работе экспериментально получены зависимости спектров фотолюминесценции наночастиц в видимом диапазоне в апконверсионном режиме при возбуждении непрерывным излучением диодного лазера с длиной волны 976 нм от температуры окружающей среды. Сделана оценка точности измерения температуры при использовании таких частиц как биосовместимых наноразмерных термосенсоров..

### Литература

1. Шмелев А. Г., Никифоров В.Г., Жарков Д. К и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. №12. С. 1696.
2. Жарков Д. К., Шмелев А. Г., Леонтьев А. В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. №3. С. 317.

## FLUORESCENT RESPONSE OF UPCONVERTING $YVO_4:Yb, Er$ NANOPARTICLES IN BIOLOGICAL TEMPERATURE RANGE

A.L. Shmakova, A.V. Leontyev\*, D.K. Zharkov, A.G. Shmelev, V.G. Nikiforov

*Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS  
420029, 10/7 Sibirskii trakt, Kazan, Russia  
\*e-mail: AndreyVLeontyev@gmail.com*

The effect on the spectral features of upconversion photoluminescence in previously synthesized  $YVO_4:Yb, Er$  nanoparticles of the environmental temperature have been recorded. The applicability of the newly obtained particles as biocompatible nanoscale thermal sensors is discussed.

**Key words:** upconverting nanoparticles, upconversion, fluorescent confocal microscopy, thermal sensors.

# ОСОБЕННОСТИ СОВМЕСТНОГО ВЛИЯНИЯ ДВИЖЕНИЯ АТОМОВ И СВЕРХТОНКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА РЕЗОНАНС КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ И В ЯЧЕЙКАХ С АНТИРЕЛАКСАЦИОННЫМ ПОКРЫТИЕМ СТЕНОК

К.А. Баранцев, А. Курапцев, А. Литвинов, И.М. Соколов

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Россия  
\*e-mail: kostmann@yandex.ru*

Среди двухфотонных резонансов в газах, позволяющих избавиться от доплеровского уширения, особое место занимает явление когерентного пленения населенностей (КПН) [1, 2]. При взаимодействии бихроматического лазерного поля с трехуровневой (в простейшем случае) квантовой системой возникает квантовое суперпозиционное состояние, не взаимодействующее с этим излучением. Характерные особенности, присущие эффекту КПН, позволяют использовать его в таких приложениях, как: квантовые стандарты частоты, спектроскопия сверхвысокого разрешения, лазеры без инверсии, квантовые магнитометры, устройства для записи и обработки квантовой информации.

Исторически так сложилось, что преобладающая часть работ по исследованию явления КПН была проведена в ячейках, содержащих активные атомы и буферный газ. В работе рассмотрено совместное влияние движения атомов и сверхтонкого расщепления возбужденного состояния на формирование КПН резонанса в разреженном газе и в ячейках с антирелаксационным стеночным покрытием. Теоретическая модель базируется на решении квантового кинетического уравнения для одноатомной матрицы плотности в оптически тонких ячейках

Для разреженных газов в работе показано, что наличие сверхтонкого расщепления приводит к световому сдвигу КПН резонанса, как для отдельных скоростных групп, так и для суммарного сигнала по всем скоростным группам атомов. Установлено, что в определённом диапазоне значений сверхтонкого расщепления возбуждённого уровня возникает дополнительный пик, соответствующий КПН резонансу на втором «нерезонансном» сверхтонком уровне. Проанализирована зависимость амплитуды и положения этого пика от величины сверхтонкого расщепления, температуры и от разности волновых векторов двух оптических переходов.

При исследовании ячеек с антирелаксационным покрытием стенки в модели упругого отражения [3] было обнаружено, что учет влияния движения и столкновений со стенками в случае невырожденных основного и возбужденного состояний приводит к значительному изменению формы спектра, появлению гребёнки дополнительных резонансов, а также сдвигов «основного» резонанса КПН. Сдвиги КПН резонанса оказываются немонотонно зависящими от размера ячейки.

Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2020-0024).

## Литература

1. G. Alzetta et al. // Nuovo Cim. B 36 (1), 5 (1976).
2. E. Arimondo, G. Orriols // Lett. Nuovo Cim., 17 (10), 333 (1976).
3. H.M. Goldenberg, D. Kleppner, and N. F. Ramsey // Phys. Rev. 123, 530 (1961).

# ПРИМЕНЕНИЕ ЦЕПОЧЕК ББГКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАРНЫХ КВАНОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ: МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИСПУСКАНИЯ

Н.А. Лозинг<sup>1,2,3,\*</sup>, Е.А. Смирнова<sup>1</sup>, М.Г. Гладуш<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>НИУ Высшая школа экономики  
101000, г. Москва, Мясницкая улица 20

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, г. Москва, г. Троицк, Физическая улица 5

<sup>3</sup>Московский педагогический государственный университет  
119991, г. Москва, Малая Пироговская улица 1, строение 1

\*e-mail: lozing@phystech.edu

В работе описан квантово-кинетический метод, основанный на цепочках ББГКИ, применяемый для описания взаимодействия внешнего излучения с парными квантовыми излучателями. Представлены оригинальные методы расчета спектров возбуждения флуоресценции и спектров излучения, а также сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** одиночные излучатели, диполь-дипольное взаимодействие, ББГКИ, флуоресценция, кооперативные эффекты.

Настоящая работа направлена на теоретическое исследование пространственной структуры и спектров излучения, испускаемого одиночной парой излучателей для различных конфигураций диполь-дипольного взаимодействия, определяемых управляемым расположением излучателей и характеристиками внешнего оптического возбуждения. В отличие от существующих работ на эту тему мы учитываем различия излучателей между собой. Эти различия заключаются в разности частот перехода и дипольных моментов перехода. Мы исследуем влияние направлений возбуждения и наблюдения, а также расстояния между частицами на свойства излучения. Мы используем многочастичный квантово-кинетический формализм, описывающий взаимодействие оптического излучения с произвольным числом частиц, основанный на иерархии уравнений Боголюбова-Борна-Грина-Кирквуда-Ивона (ББГКИ) для приведенных матриц плотности и корреляционных операторов для квантового поля и материальных частиц. Этот метод учитывает коллективные взаимодействия как внутренний компонент цепочек. Все такие взаимодействия выражаются через потенциалы среднего поля и операторы корреляции многих частиц. Мы получаем двухчастичный матричный оператор плотности для излучающей пары. С помощью данного подхода мы рассчитываем полную интенсивность флуоресценции такой системы как функцию частоты лазера в зависимости от угла наблюдения и возбуждения в определенном направлении. В общем случае спектр возбуждения представляет собой трехпиковую структуру, подтвержденную экспериментально [1]. Однако показано, что в случае идентичных излучателей при возбуждении, перпендикулярном радиус-вектору излучателя, на кривой интенсивности в зависимости от частоты лазера наблюдаются два пика. Кроме того, в данной работе продемонстрирован метод вывода и расчета спектра испускания, основанный на квантово-кинетическом подходе и уравнении для корреляционного оператора. Произведен расчет спектров испускания фотолюминесценции для различных условий возбуждения.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания Московского педагогического государственного университета «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации (АААА-А20-120061890084-9).

**Литература**

1. Hettich C., Schmitt C., Zitzmann J., K'uhn S., Gerhardt I., Sandoghdar V. // Science. – 2002.

**DIPOLE-DIPOLE INTERACTIONS OF PAIRED QUANTUM EMITTERS IN THE EXCITATION AND EMISSION SPECTRA**

**N.A. Lozing<sup>1,2,3,\*</sup>, E.A. Smirnova<sup>1</sup>, M.G. Gladush<sup>2,3</sup>**

*<sup>1</sup>National Research University Higher School of Economics  
101000, Moscow, Myasnitskaya Street 20*

*<sup>2</sup>Institute for Spectroscopy RAS  
108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskay Street 5*

*<sup>3</sup>Moscow State Pedagogical University  
119991, Moscow, Moscow, Malaya Pirogovskaya Street 1\1*

*\*e-mail: lozing@phystech.edu*

The paper describes a quantum-kinetic method based on BBGKY chains, which is used to describe the interaction of external radiation with paired quantum emitters. Original methods for calculating fluorescence excitation and emission spectra are presented, as well as a comparison of the results with experimental data.

**Key words:** single emitters, dipole-dipole interaction, BBGKY, fluorescence, cooperative effects.

## ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ, ОТРАЖЕННОЙ ОТ ИНТЕГРАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА НА СПЕКТР МНОГОЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРНОГО ДИОДА

Е.А. Лоншаков<sup>1,\*</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>, А.Е. Уланов<sup>1</sup>, Д.А. Чермошенцев<sup>1,2,3</sup>,  
А.Е. Шитиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр

143026, Москва, Сколково, ул. Новая, д. 100 А

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий

121205 Территория Инновационного Центра “Сколково”, Большой бульвар д.30, стр.1

\*e-mail: e.lonshakov@rqc.ru

Мы продемонстрировали переход многочастотного полупроводникового лазера, работающего на длине волны 1532 нм, в режим одночастотной генерации, а также сужение ширины одиночной линии с 140 МГц до субкилогерцового уровня за счет возникновения селективной обратной связи, обусловленной отражением излучения лазерного диода от волновода, размещенного на интегральном фотонном чипе.

**Ключевые слова:** Узкополосный лазер, полупроводниковый лазер, затягивание, сужение спектра, внешний резонатор.

В современной науке и технике можно выделить четыре основных технологии создания одночастотных полупроводниковых диодных лазеров [1]: брэгговское зеркало на задней поверхности диода (DBR технология) [2], объемный голографический отражатель (VHG технология) [3], распределённая решетка внутри активной среды (DFB технология) [2], а также лазер с внешним подвижным зеркалом или резонансным элементом (ECL технология) [4]. Последняя методика подразумевает использование множества различных внешних элементов, включая тот, чей коэффициент отражения может быть частотно-селективным, и является полем активных исследований [5,6]. Во всех случаях суть процесса преобразования спектра полупроводникового лазера сводится к созданию положительной обратной связи на выбранной частоте, что приводит к подавлению других частот в спектре за счет конкуренции мод [7].

Для описания генерации лазерного диода, образованного активной средой, ограниченной отражающими поверхностями с амплитудными коэффициентами  $R_o$  и  $R_e$  можно воспользоваться т.н. фазовым и амплитудным условиями генерации:

$$\begin{cases} \omega_d \tau_d + \arg(R_e R_o) + \alpha g \tau_d = 2\pi N \\ g \tau_d + \ln(|R_e R_o|) = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\tau_d$  – время обхода диода,  $\omega_d$  – частота генерации диода,  $g$  – коэффициент усиления лазера,  $\alpha$  – фактор Генри,  $N$  – целое число, фактически определяющее номер моды. В нашем случае сложного внешнего отражателя, мы можем заменить выходное зеркало эффективным отражателем, представляющим собой интерферометр Фабри-Перо состоящим из выходного зеркала лазера  $R_o$  и рассматриваемым отражателем Г. Заменяя  $R_o$  в выражении (1) на эффективный коэффициент отражения  $R_{\text{eff}} = \frac{R_o - \Gamma e^{i\omega\tau_s}}{1 - R_o \Gamma e^{i\omega\tau_s}}$  ( $\tau_s$  – время обхода лазер-резонатор и обратно), и исключая из уравнений коэффициент усиления лазера и номер моды получим уравнение для перестроенной кривой [8]

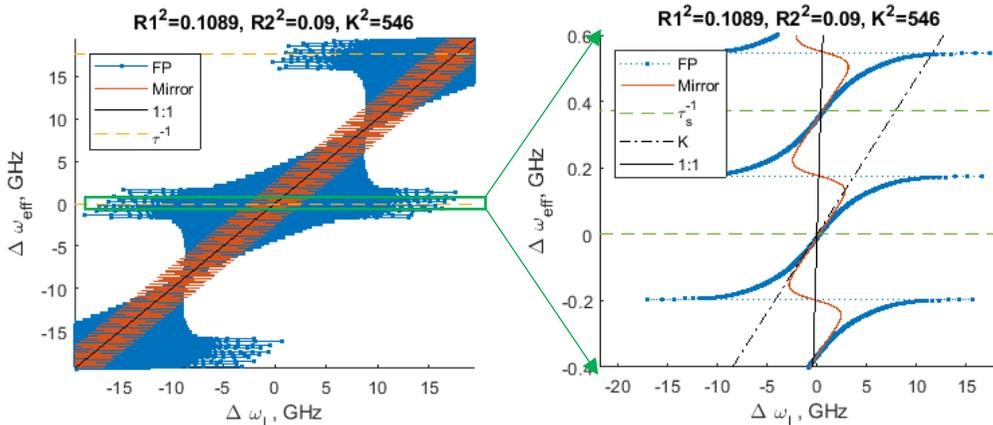
$$\omega_d = \omega + \frac{1}{\tau_d} \arg\left(\frac{R_{\text{eff}}}{R_o}\right) - \frac{\alpha}{\tau_d} \log\left(\left|\frac{R_{\text{eff}}}{R_o}\right|\right), \quad (2)$$

где  $\omega$  обозначает частоту генерации модифицированного диода. Производная выражения (2) по  $\omega$  представляет собой коэффициент стабилизации  $K$ , квадрат которого определяет сужение

индивидуальной линии генерации лазера [9]. В случае обратной связи от простого зеркала (блик от торца волновода) с амплитудным коэффициентом отражения  $\Gamma = R_1$  можно получить простую формулу для коэффициента стабилизации

$$K_{\text{Mirror}} = 1 + \frac{R_1(1 - R_0^2)}{(R_1 + R_0)(1 + R_1R_0)} \frac{\tau_s}{\tau_d}, \quad (3)$$

В случае резонатора Фабри Перо (отрезка волновода) с временем обхода  $\tau_c$  и зеркалами  $R_1$  и  $R_2$  будем иметь  $\Gamma = \frac{R_1 - R_2 e^{i\omega\tau_c}}{1 - R_1 R_2 e^{i\omega\tau_c}}$ . На рисунке 1 представлены перестроочные кривые в случае зеркала и резонатора при  $R_0 = 0.55$  (отражение от показателя преломления 3.5 – GaAs структура),  $R_1, R_2 \sim 0.33$  (отражение от показателя преломления 1.7 – Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> волновод). Времена  $\tau_d, \tau_s, \tau_c$  соответствуют длинам лазера 1.5 мм, резонатора 5 мм и расстояния между ними 40 см.



**Рис. 1.** Перестроочные кривые для Фабри-Перо (синяя с точкой), внешнего зеркала (красная) и свободного лазера (чёрная). Правая картинка является увеличением левой, на ней так же отмечен наклон коэффициента стабилизации (чёрная прерывистая), рассчитанный по формуле (3). Желтая и зелёная прерывистые линии обозначают частоты обхода резонатора и расстояния резонатор-лазер.

На рисунках видно, что в случае Фабри-Перо резонатора ширина затягивания не только в 2-3 раза превышает ширину в случае зеркала, но и обладает переменным коэффициентом стабилизации, увеличивающимся к краям. В то же время, в центре эти коэффициенты практически равны. Важным отличием случая Фабри-Перо является сильная модуляция перестроочной кривой с частотой, равной его частоте обхода  $\tau_c^{-1}$ .

В качестве лазерного источника нами был выбран многочастотный лазерный диод с резонатором Фабри-Перо длиной 1,25 мм, работающий в режиме одной пространственной моды на длине волны 1532 нм и обладающий выходной мощностью до 100 мВт. Спектр свободной генерации лазерного диода приведен на рис. 2, спектр излучения лазерного диода, пропущенного через волновод приведен на рис. 3. а, спектр лазерного диода в режиме одночастотной генерации приведен на рис. 3. б [7].

Из рисунков 2 и 3 видно, как при возникновении обратной связи за счет отражения волны от интегрального волновода происходит изменение выходного спектра лазерного диода, вплоть до полного подавления боковых мод и перехода лазера в одночастотный режим генерации за счет эффекта затягивания, ранее наблюдавшегося при затягивании лазера на микрорезонатор [8]. Для оценки сужения ширины линии были измерены ширина линии лазера в свободном режиме генерации на рис. 4 и в режиме одночастотной генерации на рис. 5. Для измерения ширины линии в одночастотном режиме использовалась методика описанная в [9].

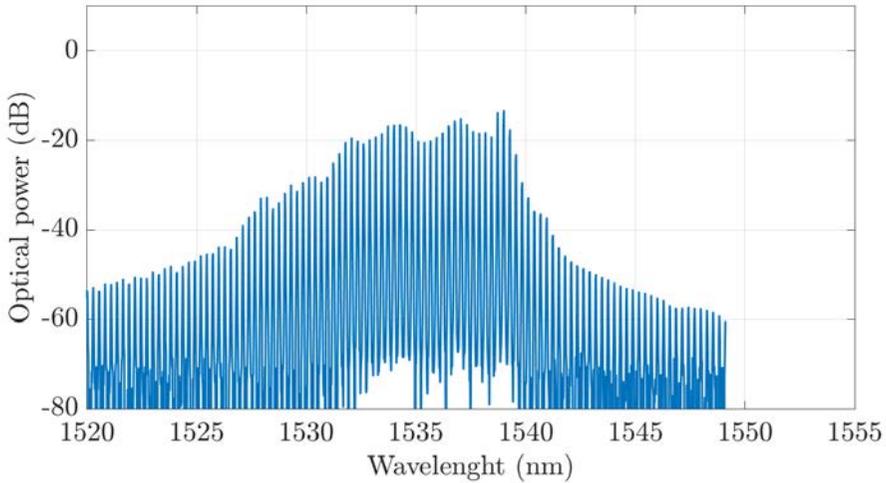


Рис. 2. Спектр свободной генерации лазерного диода Seminox.

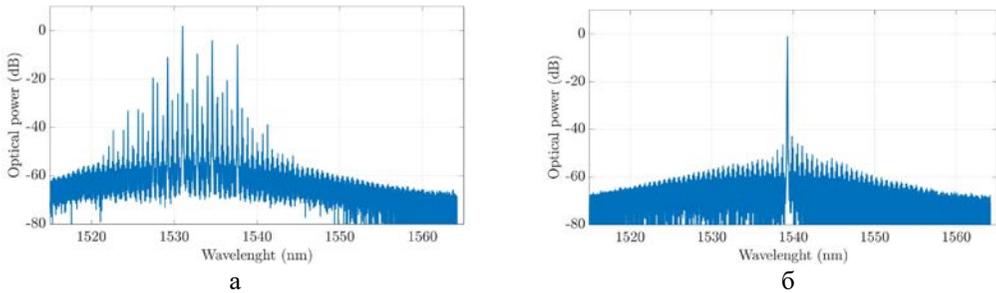


Рис. 3 Спектры излучения лазерного диода с обратной связью от интегрального волновода на выходе системы **а**: многочастотный режим; **б**: одночастотный режим.

Для измерения ширины линии в режиме одночастотной генерации применялся метод гетеродинирования, где в качестве источника опорного сигнала выступал лазер Tortica ECDL 1550 с Лоренцевой шириной линии порядка 1 кГц. Результат измерения спектра фазовых шумов с последующим вычислением среднеквадратичного отклонения Аллана приведен на рис. 5 (рост СКО в низкочастотной области обусловлен флуктуациями частоты лазера Tortica).

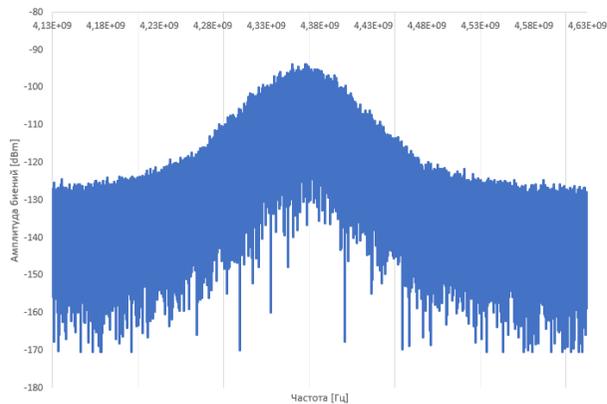
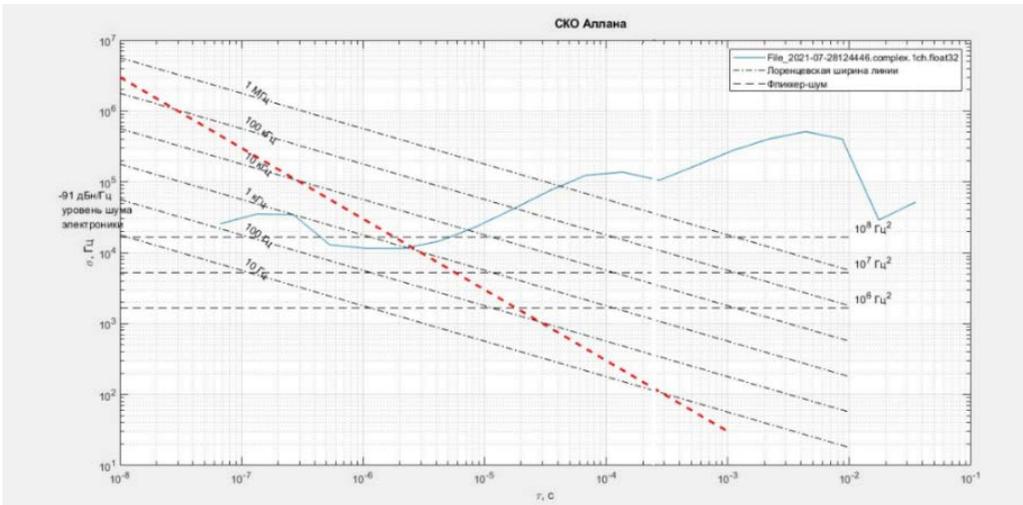


Рис. 4 Спектр сигнала биения одной из центральных линий лазерного диода, работающего в многочастотном режиме с лазером Tortica в радиочастотном спектре.



**Рис. 5** Среднеквадратичное отклонение Аллана, для сигнала синего лазерного диода, работающего в одночастотном режиме, и лазера Tortica, восстановленное из спектра фазовых шумов.

Из приведенных данных можно увидеть, что коэффициент сжатия спектра для одиночной линии составляет 140 000, что вполне согласуется с теоретическими расчетами.

В заключение можно сказать, что, судя по всему, наличие волновода вносит существенный вклад в сужение линии лазера, позволяя повысить квадрат коэффициента стабилизации с расчётных 546 до значений, порядка сотен тысяч. Так же большая ширина затягивания и его прореженный характер позволяет скрыть излишние ветви, оставляя возможность спонтанных перескоков, не наблюдавшихся, однако, в эксперименте.

Нами планируется расширение экспериментальной работы, подразумевающее вариацию следующих параметров: расстояние от лазерного диода до интегрального волновода, вариация фазы в режиме затягивания, и перестройка частоты лазера для определения области устойчивой одночастотной генерации при контроле частоты выходного излучения и ширины его спектра.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 21-72-00146).

### Литература

1. Streifer W., et. al. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1977 Vol. 13, No. 4.
2. Xingkai L., et. al. // Science China Information Sciences. 2019. Vol. 62, P. 61401.
3. Steckman G.J., et. al. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2007. Vol. 13, No. 3.
4. Führer T. & Walther T. // Applied Physics B, 2012, Vol. 108, P.249.
5. Laurent P., et. al. // IEEE Journal of Quantum Electronics 1989, 25, 1131–1142.
6. Galiev R.R. et. al. // Phys. Rev. Applied 2020, 014036
7. Galiev R.R., et. al. // OPTICS EXPRESS, 2018, Vol. 26, P. 30509
8. N. M. Kondratiev, V. E. Lobanov, et. al. // Opt. Express, 2017,25,28167–28178.
9. Sergei Nikitin, Edgard Fomiryakov, Danil Kharasov et. al. // IEEE J OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, 2019

# INFLUENCE OF BACKWARD WAVE REFLECTED FROM AN INTEGRATED WAVEGUIDE ON THE SPECTRUM OF A MULTI-FREQUENCY LASER DIODE

E.A. Lonshakov<sup>1,\*</sup>, N.M. Kondratiev<sup>1</sup>, A.E. Ulanov<sup>1</sup>, D.A. Chermoshentsev<sup>1,2,3</sup>,  
A.E. Shitikov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Russian Quantum Center*

*143026 100A Novaya str., Skolkovo, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology*

*117303 Institutskiy per. 9, Dolgoprudny, Moscow Region, Russian*

<sup>3</sup>*Skolkovo Institute of Science and Technology*

*121205 Bolshoy Boulevard 30, bld. 1, Moscow, Russia*

\*e-mail: e.lonshakov@rqc.ru

We have demonstrated the transition of a multifrequency semiconductor laser operating at a wavelength of 1532 nm to a single-frequency generation mode, as well as narrowing of the single line width from 140 MHz to a sub-kilohertz level due to the appearance of selective feedback caused by the reflection of laser diode radiation from a waveguide placed on an integral photon chip.

**Key words:** Narrow band laser, semiconductor laser, self-injection locking, spectrum narrowing, external cavity.

## ВЛИЯНИЕ ДЕФАЗИРОВКИ НА ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК МЕТАПОВЕРНОСТИ ТРЕХУРОВНЕВЫХ КВАНТОВЫХ V - ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Д.Я. Байрамдурдыев<sup>1\*</sup>, Р.Ф. Маликов<sup>1</sup>, И.В. Рыжов<sup>2</sup>, В.А. Малышев<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Башкирский государственный педагогический университет им.М.Акмуллы,  
450008, г. Уфа, ул. Октябрьской революции 3А, Россия*

<sup>2</sup>*Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,  
198164, г. Санкт-Петербург, наб. р. Мойки 48, Россия*

<sup>3</sup>*Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen,  
9747 AG Groningen, The Netherlands*

\*e-mail: d.bayramdurdiyev@gmail.com

Теоретически исследуется нелинейный оптический отклик монослоя регулярно расположенных трехуровневых квантовых излучателей с дублетом в возбужденном состоянии на действие монохроматического электромагнитного поля, квазирезонансного оптическим переходам в излучателе. В приближении среднего поля учитывается полное запаздывающее диполь-дипольное взаимодействие излучателей. Это взаимодействие играет роль положительной обратной связи, которая, в сочетании с имманентной нелинейностью самих излучателей, приводит к мультистабильности отклика монослоя. Для анализа устойчивости различных ветвей последнего используется метод показателей Ляпунова. Найдено, что тип неустойчивости зависит от величины расщепления дублета и эволюционирует от автоколебаний к хаосу по мере увеличения расщепления. Другим важным оптическим свойством монослоя является его высокая (практически стопроцентная) отражательная способность в определенной полосе частот, т. е. в данной полосе монослой функционирует как идеальное нанометровое зеркало, причем, отражение может быть переключено на пропускание небольшим изменением амплитуды падающего поля (бистабильность). Влияние дефазировки энергетических состояний приводит к подавлению бистабильности и уменьшению отражательной способности метаповерхности.

**Ключевые слова:** квантовые точки, 2D-сверхрешетки, оптические метаповерхности, нелинейная оптическая динамика, оптическая бистабильность, автоколебания, хаос, дефазировка.

Методы современной микро- и нанотехнологии позволяют создавать объекты с необычными электромагнитными свойствами, так называемые метаматериалы [1–3], среди которых двумерные сверхрешетки полупроводниковых квантовых точек (КТ) и органических полимеров представляют особый интерес [4-6]. Оптические свойства СК зависят от размера КТ, их формы, химический состав, геометрия решетки и могут целенаправленно контролироваться (см. [7] и цитируемую там литературу).

В настоящей работе мы теоретически анализируем нелинейный оптический отклик сверхрешетки, состоящей из регулярно расположенных КИ с дублетом в возбужденном состоянии (V-КИ) при условии дефазировки системы. В роли такого эмиттера могут выступать, например, полупроводниковые КТ с вырожденной валентной зоной в магнитном поле [8]. Благодаря высокой плотности V-КИ и их большой силе осциллятора переходов диполь-дипольное взаимодействие V-КИ играет определяющую роль в оптическом отклике сверхрешетки. Поскольку средний дипольный момент V-КИ зависит от текущего квантового состояния последнего, КИ – КИ взаимодействие также является функцией этого состояния. Это обеспечивает положительную обратную связь, которая в сочетании с имманентной нелинейностью самого V-КИ приводит, так же как и в случае монослоя КИ с лестничной [7] и  $\Lambda$ -схемами оптических переходов [9], к мультистабильности отклика монослоя, автоколебаниям, динамическому хаосу и к высокой отражательной способности в определенной полосе частот.

Мы рассматриваем монослой регулярно расположенных идентичных V-КИ. Схема уровней и переходов изолированного V-КИ представляется, где  $|1\rangle$  — основное состояние с энергией

$\varepsilon_1 = 0$ ,  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  — состояния дублета с энергиями соответственно  $\varepsilon_2 = \hbar\omega_2$  и  $\varepsilon_3 = \hbar\omega_3$ . Оптически разрешенными являются переходы  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  и  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ , характеризующиеся дипольными моментами переходов  $d_{21}$  и  $d_{31}$  (для простоты, вещественными и одинаково направленными). Состояния дублета  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  спонтанно затухают в основное состояние  $|1\rangle$  с константами затухания соответственно  $\gamma_{21}$  и  $\gamma_{31}$ . Безызлучательная релаксация в дублете учитывается константой  $\gamma_{32}$ . А дефазировка системы характеризуется скоростью дефазировки  $\Gamma$ .

Предполагается, что на монослой падает плоская волна  $E_0(t) = E_0 \cos(\omega_0 t)$  с частотой  $\omega_0$ , квазирезонансной оптическим переходам в V-КИ. Оптическая динамика V-КИ в сверхрешетке определяется система уравнений для матрицы плотности  $\rho_{\alpha\beta}$  ( $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ ), которое во вращающейся системе отсчета имеет вид:

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_{31}\rho_{33} + \gamma_{21}\rho_{22} + \mu(\rho_{21}^*\Omega + \rho_{21}\Omega^*) + \rho_{31}^*\Omega + \rho_{31}\Omega^*, \quad 1a$$

$$\dot{\rho}_{22} = -\mu(\rho_{21}^*\Omega + \rho_{21}\Omega^*) - \gamma_{21}\rho_{22} + \gamma_{32}\rho_{33}, \quad 1б$$

$$\dot{\rho}_{33} = -(\rho_{31}\Omega^* + \rho_{31}^*\Omega) - \gamma_{31}\rho_{33} - \gamma_{32}\rho_{33}, \quad 1в$$

$$\dot{\rho}_{31} = -[i\Delta_{31} + (\gamma_{31} + \gamma_{32})/2 + \Gamma]\rho_{31} + \Omega(\rho_{33} - \rho_{11}) + \mu\Omega\rho_{32} \quad 1г$$

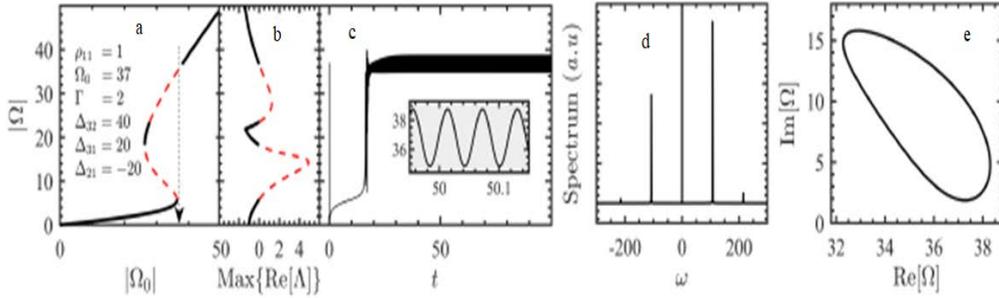
$$\dot{\rho}_{21} = -[i\Delta_{21} + \gamma_{21}/2 + \Gamma]\rho_{21} + \mu\Omega(\rho_{22} - \rho_{11}) + \Omega\rho_{32}^*, \quad 1д$$

$$\dot{\rho}_{32} = -[i\Delta_{32} + (\gamma_{31} + \gamma_{21} + \gamma_{32})/2 + 2\Gamma]\rho_{32} - \Omega\rho_{21}^* - \mu\rho_{31}\Omega^*, \quad 1е$$

$$\Omega = \Omega_0 + (\gamma_R - i\delta_L)(\rho_{31} + \mu\rho_{21}). \quad 2$$

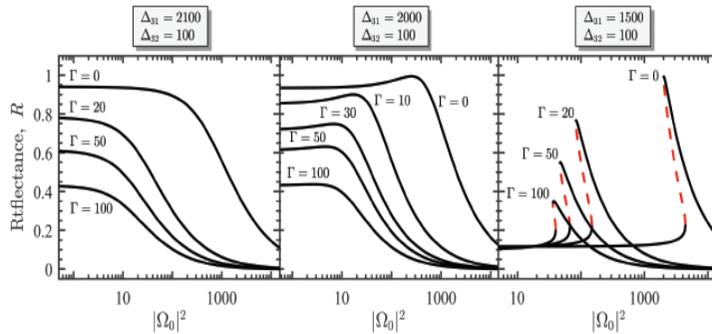
где точка над  $\rho_{ij}$  означает производную по времени;  $\Delta_{31} = \omega_3 - \omega_0$  и  $\Delta_{32} = \omega_3 - \omega_2 - \omega_0$  — отстройки частоты внешнего поля  $\omega_0$  от частот резонансных переходов  $3 \leftrightarrow 1$  и  $3 \leftrightarrow 2$ , соответственно;  $\mu = (\gamma_{21}/\gamma_{31})^{1/2}$ . Здесь  $\Gamma$  — параметр, отвечающий за дефазировку энергетических состояний, диагональные элементы матрицы плотности  $\rho_{33}$ ,  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{11}$  отвечают за населенность уровней, недиагональные элементы  $\rho_{31}$ ,  $\rho_{32}$  — за излучательные переходы излучателя,  $\rho_{21}$  — за связь между квантовыми излучательными переходами.  $\Omega$  — амплитуда Раби действующего на КИ поля, оно представляет собой сумму внешнего поля  $\Omega_0$  и поля всех остальных КИ в месте расположения данного (второе слагаемое). Последнее учитывает полное (запаздывающее) диполь-дипольное (КИ-КИ) взаимодействие. Его часть, пропорциональная  $\gamma_R$ , представляет собой поле в дальней зоне, в то время как другая (пропорциональная  $\Delta_L$ ) — поле в ближней зоне. Первая описывает динамическую коллективную радиационную релаксацию КИ, вторая — динамический сдвиг частот оптических переходов  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  и  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ , обе зависят от разности населенностей уровней КИ [9]. Для простой квадратной решетки (с постоянной  $a$ ) константы  $\gamma_R$  и  $\Delta_L$  даются выражениями [10]:  $\gamma_R = 4.51\gamma_{31}(\lambda/a)^2$  и  $\Delta_L = 3.39\gamma_{31}(\lambda/a)^3$ , где  $\lambda = \lambda/2\pi$  — редуцированная длина волны.

Мы провели численные расчеты оптического отклика сверхрешетки, фиксируя константы, определяющие  $\gamma_R$  и  $\Delta_L$  подобными двумерным сверхрешеткам полупроводниковых КТ [10]:  $\lambda \sim 100 \div 200$  нм,  $a \sim 10 \div 20$  нм и  $\gamma_{31} \approx 3 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>. Тогда типичные значения параметров  $\gamma_R = 100\gamma_{31}$  и  $\Delta_L = 1000\gamma_{31}$ . Константа релаксации в дублете  $\gamma_{32}$  выбиралась заданной,  $\gamma_{32} = 0.01\gamma_{31}$ . Все расчеты выполнены в предположении  $\gamma_{21} = \gamma_{31}$  ( $\mu = 1$ ). В дальнейшем все величины размерности частоты даны в единицах  $\gamma_{31}$ , а время — в единицах  $\gamma_{31}^{-1}$ . При возбуждении системы излучателей в центр дублета изолированного квантового V- излучателя при наличии фазовой релаксации в стационарном решении неустойчивость системы реализуется в узком интервале значений входного поля  $\Omega_0 = (36 \div 37)$  (рис. 1). Для сверхрешетки системы квантовых излучателей влияние диполь-дипольного взаимодействия  $\Delta_L$  приводит к сдвигу энергетических уровней, в результате которого резонансный уровень сдвигается на величину  $\Delta_{31} = 2\Delta_L$ .



**Рис. 1.** Стационарное решение, динамика, спектр и фазовая диаграмма оптического отклика при возбуждении системы в центр дублета квантового V-излучателя ( $\Delta_{31} = \Delta_{32}/2$ ) при наличии дефазировки состояний излучателя: а) – стационарное решение  $|\Omega|(|\Omega_0|)$  системы уравнений (1)–(7), б) – старший показатель Ляпунова  $\max\{\text{Re}[\Lambda]\}$ , сплошные (штриховые) фрагменты кривых соответствуют устойчивым (неустойчивым) частям стационарных решений, с-д) – динамика излучения сверхрешетки и спектр Фурье аттрактора, е) – фазовый портрет аттрактора на плоскости  $(\text{Re}[\Omega], \text{Im}[\Omega])$ .

На рис. 2 представлены аналитические решения коэффициента нелинейного отражения R при различных значениях дефазировки энергетических состояний в окрестности реального резонанса, которая учитывается величиной отстройки  $\Delta_{31}$ . Влияние дефазировки энергетических состояний приводит к подавлению бистабильности и уменьшению отражательной способности метаповерхности.



**Рис. 2.** Нелинейный коэффициент отражения R сверхрешетки от интенсивности при разных значениях отстройки  $\Delta_{31}$  от резонанса и величины дефазировки энергетических состояний. Дублетное расщепление  $\Delta_{32}$  представлено над панелями. Сплошные (штриховые) фрагменты кривых отвечают устойчивым (неустойчивым) участкам R.

Мы провели теоретическое исследование оптического отклика двумерной сверхрешетки регулярно расположенных квантовых излучателей с дублетом в возбужденном состоянии (V типа) с учетом их полного запаздывающего диполь-дипольного взаимодействия, которое рассмотрено в приближении среднего поля с учетом дефазировки энергетических состояний. Данное взаимодействие, в силу его зависимости от текущего квантового состояния излучателя, обеспечивает положительную обратную связь, которая вместе с имманентной нелинейностью самих излучателей приводит к мультистабильности, периодическим автоколебаниям. Фазовая релаксация приводит к подавлению отражательной способности сверхрешетки. В качестве реализации такой системы могут рассматриваться суперкристаллы полупроводниковых КТ с вырожденной валентной зоной в магнитном поле [8], которое вызывает зеемановское расщепление зоны проводимости квантовой точки. Асимметричные полупроводниковые квантовые точки, в которых анизотропное обменное взаимодействие электрона и дырки является причиной дублетного расщепления одноэкситонного состояния (см., ссылки в работе [10]), также могут служить моделью квантового излучателя V типа. Подобные системы представляются перспективными для применения в нанофотонике.

## Литература

1. Zheludev N.I. The Road Ahead for Metamaterials// *Science*. 2010. V.328. P.582.
2. Soukoulis C.M., Wegener M. Optical metamaterials-More bulky and less lossy // *Science*. 2010. V.330. P. 1633.
3. Bekenstein, R. et al. Quantum metasurfaces with atom arrays// *Nat. Phys.* 2020. V. 16, 676–681.
4. Solntsev A.S., Agarwal G.S., Kivshar Y. Y. Metasurfaces for quantum photonics. // *Nature Photonics*. 2021. V. 15. P.327–336.
5. Boneschanscher M.P., Evers W.H., Geuchies J.J. et. al. Long-range orientation and atomic attachment of nanocrystals in 2D honeycomb superlattices // *Science*. 2014. V.344. P.1377.
6. Baimuratov A.S., Rukhlenko I.D., Turkov V.K. et. al. Quantum-dot supercrystals for future nanophotonics // *Sci. Rep.* 2013. V.3. P.1727.
7. Ryzhov I.V., Malikov R.F., Malyshev A.V., Malyshev V.A. Nonlinear optical response of a two-dimensional quantum-dot supercrystal: emerging multistability, periodic and aperiodic self-oscillations, chaos, and transient chaos// *Physical Review A*. 2019, V.100. № 3. P.033820.
8. Efros A.L., Rosen M., Kuno M., Nirmal M., Norris D. J., and Bawendi M., Band-edge exciton in quantum dots of semiconductors with degenerate valence band: dark and bright exciton states // *Phys. Rev. B*. – 1996. – V. 54. – № 7. – P. 4843- 4856.
9. Ryzhov I.V., Malikov R.F., Malyshev A.V., Malyshev V.A. A monolayer of three-level quantum  $\Lambda$ -emitters: A perspective system from the viewpoint of nonlinear optical dynamics and nanophotonics // *EPJ Web of Conferences* 220, 02012 (2019).
10. Байрамдурдыев Д.Я., Маликов Р.Ф., Рыжов И.В., Малышев В.А. Нелинейная оптическая динамика и высокая отражательная способность монослоя трёхуровневых квантовых излучателей с дублетом в возбуждённом состоянии // *ЖЭТФ*, 2020, т.158, вып.2(8). – С. 269-281.

## EFFECTS OF DEPHASING ON THE OPTICAL RESPONSE OF METASURFACES OF THREE-LEVEL QUANTUM V-EMITTERS

**D.Ya. Bayramdurdyev<sup>1</sup>, I.V. Ryzhov<sup>2</sup>, R.F. Malikov<sup>1</sup>, V.A. Malyshev<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Bashkir State Pedagogical University, 450000 Ufa, Russia*

<sup>2</sup>*Hertsen State Pedagogical University of Russia, 191186 St.-Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen, Nijenborgh 4,  
9747 AG Groningen, The Netherlands*

\*e-mail: d.bayramdurdyev@gmail.com

A theoretical investigation is made of the nonlinear optical response of a monolayer of regularly spaced three-level quantum emitters with a doublet in an excited state to the action of a monochromatic electromagnetic field quasi-resonant to optical transitions in the emitter. In the mean-field approximation, the total delayed dipole-dipole interaction of the emitters is taken into account. This interaction plays the role of positive feedback, which, in combination with the immanent nonlinearity of the emitters themselves, leads to multistability of the monolayer response. To analyze the stability of various branches of the latter, the method of Lyapunov exponents is used. It was found that the type of instability depends on the magnitude of the splitting of the doublet and evolves from self-oscillations to chaos as the splitting increases. Another important optical property of a monolayer is its high (almost 100%) reflectivity in a certain frequency band, i.e., in this band, the monolayer functions as an ideal nanometer mirror, and the reflection can be switched to transmission by a small change in the amplitude of the incident field (bistability). The effect of dephasing of energy states leads to suppression of bistability and a decrease in the reflectivity of the metasurface.

**Key words:** quantum dots, 2D superlattices, optical metasurfaces, nonlinear optical dynamics, optical bistability, self-oscillations, chaos, dephasing.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВТОРЫХ МОМЕНТОВ ОПЕРАТОРОВ СТОКСА С УЧЕТОМ МЕЖМОДОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С.С. Медведева<sup>1\*</sup>, А.А. Гайдаш<sup>1,2</sup>, А.В. Козубов<sup>1,2</sup>, Г.П. Мирошниченко<sup>3</sup>, А.Д. Киселев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория квантовых процессов и измерений, Университет ИТМО  
199034, Санкт-Петербург, Кадетская линия В.О., д.3, кор.2, лит.А

<sup>2</sup>Отдел математических методов квантовых технологий, Математический институт им.  
В.А. Стеклова Российской академии наук

119991, Москва, ул. Губкина, д. 8

<sup>3</sup>Институт Высшая инженерная школа, Университет ИТМО

197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

\*e-mail: ss\_medvedeva@itmo.ru

Доклад посвящен рассмотрению поляризационной динамики вторых моментов операторов Стокса квантовых состояний в оптоволоконных каналах с учетом межмодового взаимодействия, вызванного анизотропией среды распространения. Представлен анализ зависимости вторых моментов и элементов ковариационной матрицы операторов Стокса произвольного двумодового квантового состояния от времени и характеристик канала.

**Ключевые слова:** квантовая оптика, поляризация, операторы Стокса, уравнение ГКСЛ.

Теория открытых квантовых систем в настоящее время широко используется для описания различных особенностей динамик квантовых состояний [1]. Так для случая рассмотрения оптоволоконного канала с распространяющимся по нему многомодовым квантовым состоянием света поляризационная динамика может быть описана при помощи системы уравнений Горини–Коссаковского–Сударшана–Линдблада (ГКСЛ) [2, 3].

Ранее были использованы разные подходы к решению проблемы описания динамики квантовых состояний с помощью уравнения ГКСЛ. Так в [4] с помощью формализма  $SU(1,1)$  алгебры рассматривалась динамика первых моментов операторов Стокса [5] для одномодовых квантовых состояний в линейном приближении по среднему числу тепловых фотонов. В [6] рассматривались динамические уравнения для средних значений без приближений. Работа [7] была посвящена анализу поляризационной динамики двумодовых квантовых состояний: метод жордановых отображений позволил найти уравнения динамики первых моментов операторов Стокса с учетом межмодового взаимодействия, вызванного анизотропией среды распространения.

В данной работе рассматривается поляризационная динамика двумодовых бозонных состояний, описываемая уравнениями ГКСЛ. Используется метод вывода динамических уравнений для средних значений интересующих операторов (подстановка в уравнения и применение операции взятия следа) как в [6]. В продолжение работы [7] исследуются динамика вторых моментов операторов Стокса с учетом межмодового взаимодействия. Кроме того, рассматривается эволюция элементов ковариационной матрицы операторов Стокса.

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

## Литература

1. Berkelbach T. C., Thoss M. //J. Chem. Phys. 2020. V. 152. P. 020401.
2. Gorini V., Kossakowski A., Sudarshan E. C. G. //Journal of Mathematical Physics. 1976. V. 17. №. 5. P. 821-825.
3. Lindblad G. //Communications in Mathematical Physics. 1976. V. 48. №. 2. P. 119-130.
4. Gaidash A., Kozubov A., Miroshnichenko G. //Physical Review A. 2020. V. 102. №. 2. P. 023711.

5. Goldberg A. Z. et al. //Advances in Optics and Photonics. 2021. V. 13. №. 1. P. 1-73.
6. Gaidash A. et al. //Entropy. 2020. V. 22. №. 12. P. 1393.
7. Gaidash A. et al. //JOSA B. 2021. V. 38. №. 9. P. 2603-2611.

## **ANALYSIS OF THE STOKES OPERATORS' SECOND MOMENTS DYNAMICS CONSIDERING INTERMODE COUPLING**

**S.S. Medvedeva<sup>1,\*</sup>, A.A. Gaidash<sup>1,2</sup>, A.V. Kozubov<sup>1,2</sup>, G.P. Miroshnichenko<sup>3</sup>, A.D. Kiselev<sup>1</sup>**

*<sup>1</sup>Laboratory of Quantum Processes and Measurements, ITMO University  
19903, St. Petersburg, Kadetskaya line V.O., 3, bldg. 2, letter A*

*<sup>2</sup>Department of Mathematical Methods for Quantum Technologies, Steklov Mathematical  
Institute of Russian Academy of Sciences,  
119991, Moscow, st. Gubkina, 8*

*<sup>3</sup>High School of Engineering Institute, ITMO University  
197101, St. Petersburg, Kronverksky pr., 49*

\*e-mail: ss\_medvedeva@itmo.ru

In this research we study the polarization dynamics of the Stokes operators' second moments for quantum states transmitted through optical fiber channel considering intermode coupling caused by the anisotropy of the propagation medium. We present the analysis of the dependence of second moments and covariance matrix elements of the Stokes operators for an arbitrary two-mode quantum state on time and channel characteristics.

**Key words:** quantum optics, polarization, Stokes operators, GKSL master equation.

# ИЗГОТОВЛЕНИЕ ВЫСОКОДОБРОТНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С МОДАМИ ТИПА ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТОЧЕЧНОГО АЛМАЗНОГО ТОЧЕНИЯ

К.Н. Миньков\*, Н.Ю. Дмитриев, А.Н. Данилин, И.А. Биленко

*Российский квантовый центр  
Большой бульвар 30, ст. 1, Инновационный центр Сколково, Москва, 143026  
\*e-mail: k.n.minkov@yandex.ru*

Разработана и описана методика изготовления высокодобротных кристаллических оптических микрорезонаторов с модами типа шепчущей галереи путём алмазного точения и последующей асимптотической абразивной полировки.

**Ключевые слова:** оптические микрорезонаторы, моды шепчущей галереи, оптические частотные гребёнки, алмазное точение, абразивная полировка, измерение добротности

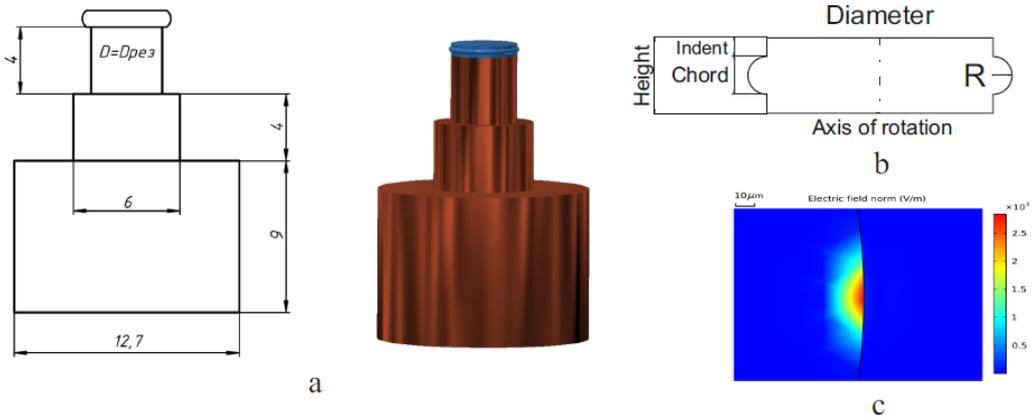
Высокодобротные оптические микрорезонаторы с модами типа “шепчущей галереи” (МШГ) впервые были продемонстрированы в 1989 году [1]. Они представляют из себя тела вращения, изготовленные из прозрачных материалов, характерные размеры - от ста микрон до нескольких миллиметров в диаметре при толщине от долей до нескольких миллиметров. Свет в резонаторе распространяется по окружности за счет эффекта полного внутреннего отражения, занимая малый объем, который зависит как от геометрии резонатора, так и от типа возбуждаемых колебаний (типа “моды”). Ввод и вывод излучения осуществляется через нарушение полного внутреннего отражения, например, с помощью поднесённой призмы или растянутого волокна [2].

Ключевым параметром микрорезонаторов является их добротность, которая определяется несколькими факторами, важнейший из которых - Рэлеевское рассеяние света на неоднородностях в области распространения света. Поэтому для достижения высокой добротности принципиальное значение имеет технология изготовления резонатора и обработки его поверхности.

Существует несколько методов изготовления микрорезонаторов с модами типа шепчущей галереи, среди которых можно выделить основные:

- выращивание кристаллов с заданной геометрией [3];
- плавление поверхности в пламени кислородно-водородной смеси [4];
- выжигание мощным CO<sub>2</sub> или импульсным лазером вращающейся заготовки [5];
- литографические методы [6];
- точечное алмазное точение (англ. SPDT - Single Point Diamond Turning) [7].

Большинству этих методов присущи свои недостатки. Например, выращенные кристаллические резонаторы не обладают необходимым качеством поверхности. Также подобная методика осложняет работу с новыми материалами, так как требуется оснастка для каждого конкретного типа кристалла. Обработка заготовки в пламени водородной горелки или мощным лазером нарушает кристаллическую структуру и пригодна только для аморфных материалов. Литографические методы разработаны только для ограниченного набора материалов и не позволяет работать с кристаллами, имеющими сильную анизотропию, а также затрудняет достижение высоких значений добротности. Кроме того, для литографических методов к каждому новому материалу нужно подбирать параметры технологического процесса. По сравнению с описанными методами механическая обработка алмазным точением является универсальным и надежным методом изготовления высокодобротных микрорезонаторов из различных кристаллических материалов. Применение SPDT с последующей полировкой поверхности позволяет получать добротность до  $3 \times 10^{11}$  [7].



**Рис. 1.** (а) Схематичное изображение микрорезонаторов с МШГ с характерными размерами заготовки микрорезонатора на латунной подставке; (б) поперечное сечение микрорезонатора, (с) распространение моды в приповерхностном слое резонатора.

Типичная форма микрорезонатора представлена на Рис. 1(а), (б). На рисунке 1(с) представлено распределение электрического поля в резонаторе для фундаментальной моды, расчет производился в Comsol для резонатора из  $\text{MgF}_2$  на длине волны 1550 нм. В данной работе предлагается методика изготовления резонаторов с модами типа шепчущей галереи из монокристаллов. Данная методика хорошо себя показала различных кристаллических материалов, таких, как фторид кальция ( $\text{CaF}_2$ ), фторид бария ( $\text{BaF}_2$ ), фторид магния ( $\text{MgF}_2$ ), ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), тербий галлиевый гранат (ТГГ, TGG), арсенид галлия ( $\text{GaAs}$ ).

Для каждого материала были определены оптимальные параметры точения (скорость вращения заготовки, величина захода, углы реза относительно оси) а также особенности полировки, позволяющие получить максимальную добротность резонаторов.

Приведены экспериментально найденные оптимальные параметры и результаты измерения добротности микрорезонаторов из различных материалов, изготовленных в Российском квантовом центре (ООО «МЦКТ»).

Фторид кальция ( $\text{CaF}_2$ ) находит широкое применение в качестве оптического материала с низким показателем преломления и обладает прозрачностью в широком спектральном диапазоне. Высокая оптическая однородность, отличные механические и эксплуатационные свойства позволяют использовать монокристаллы  $\text{CaF}_2$  для изготовления спектроскопических окон, призм, линз и других оптических элементов, работающих ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах. Именно в микрорезонаторах из фторида кальция получена наибольшая добротность, наблюдалась генерация оптических частотных гребенок в различных диапазонах длин волн.

Фторид бария ( $\text{BaF}_2$ ) применяется в спектроскопических компонентах благодаря прозрачности в диапазоне от ультрафиолетового до ближнего инфракрасного. Монокристаллы  $\text{BaF}_2$  используют для изготовления оптических элементов, а также в качестве подложек в полупроводниковой промышленности. Легированные монокристаллы используют в качестве сцинтилляционного материала для регистрации ионизирующих излучений. Благодаря нелинейной диэлектрической восприимчивости третьего порядка, кристаллы  $\text{BaF}_2$  также могут применяться для улучшения временного контраста сверхкоротких лазерных импульсов. Следует отметить, что данное вещество очень токсично.

Кристаллы ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) не имеют центральной симметрии, поэтому проявляют свойства сегнетоэлектриков и пьезоэлектриков, обладают высокой оптической нелинейностью и фотоупругостью. Благодаря выдающимся электрооптическим свойствам  $\text{LiNbO}_3$  является универсальным материалом для изготовления оптических волноводов, оптических фильтров, оптических модуляторов, оптических переключателей, устройств на поверхностных

акустических волнах и т.д. В последнее время активно изучается возможность генерации частотных гребенок в микрорезонаторах из ниобата лития.

Тербий-галлиевый гранат (ТГГ, TGG) – магнитооптический материал с высоким значением постоянной Верде. Применяется для создания, оптических изоляторов для лазерных систем, оптических циркуляторов, работающих в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Возможно применение микрорезонатора из ТГГ в качестве сенсора магнитного поля. Твердость тербий-галлиевого граната по шкале Мооса равна 8 что определяет высокий износ реза в процессе точения. Для минимизации повреждений реза выбраны «щадящий» режим точения, с минимальной глубиной каждого захода.

Арсенид галлия (GaAs) – полупроводник, который используют в оптоэлектронике для создания лазерных диодов, светодиодов, фотодиодов, солнечных элементов, фотоприемников и детекторов излучений. При работе с материалом следует соблюдать меры предосторожности, поскольку он может вступать в химические реакции, при которых выделяются токсичные соединения мышьяка.

Фторид магния (MgF<sub>2</sub>) прозрачен в чрезвычайно широком диапазоне длин волн, обладает высокой твердостью, износостойкостью, устойчивостью к тепловым и механическим нагрузкам, малой терморепракцией. Из MgF<sub>2</sub> изготавливают оптические окна, линзы, призмы и другие элементы, которые могут работать как в ультрафиолетовой, так и в инфракрасной области спектра. Материал часто используют для создания антибликовых покрытий. MgF<sub>2</sub> широко применяется для генерации частотных гребенок.

Таким образом, пользуясь описанной методикой, могут быть изготовлены высокодобротные кристаллические микрорезонаторы с модами типа шепчущей галереи диаметрами от 100 мкм до 10 мм, для любых длин волн, которые пропускают данные материалы.

Разработанная в Российском Квантовом Центре (ООО «МЦКТ») оригинальная методика позволяет изготавливать микрорезонаторы с модами шепчущей галереи с заданной геометрией и высокой добротностью при помощи простых механических процедур. Методика была апробирована для разных кристаллических материалов и подтвердила свою высокую эффективность. Полученные значения добротности в кристаллических микрорезонаторах соответствуют мировому уровню.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ВНИИОФИ ([срк.vniiofi.ru](http://срк.vniiofi.ru)) и ЦКП «Визуализации высокого разрешения» Сколтеха (<https://www.skoltech.ru>). Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 21-72-00132).

### Литература

1. Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., Ilchenko V.S. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes // *Physics Letters A*. 1989. V. 137. P. 393-397.
2. М.Л. Городецкий Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М.: Физматлит, 2011. 416 с.
3. Kudo H, Ogawa Y, Kato T, Yokoo A, Tanabe T. Fabrication of whispering gallery mode cavity using crystal growth // *Applied Physics Letters*. 2013. 102, 211105.
4. Minkov K.N. An Apparatus for the Manufacture of Optical Dielectric Microresonators Using a Thermal Method // *Instruments and Experimental Techniques*. 2020. 63(3), P. 421–424.
5. Brasch V., Geiselmann M., Herr T., Lihachev G., Pfeiffer M.H.P., Gorodetsky M.L., Kippenberg T.J. Photonic chip-based optical frequency comb using soliton Cherenkov radiation // *Science*. 2015. V. 351(6271). P. 357.
6. Savchenkov A.A., Ilchenko V.S., Matsko A.B., Maleki L. Kiloherz optical resonances in dielectric crystal cavities // *Physical Review A*. 2004. V. 70. P. 4.
7. Savchenkov A.A., Matsko A.B., Ilchenko V.S., Maleki L. Optical resonators with ten million finesse // *Optics Express*. 2007. V.15. №11. P. 6768-6773.

**METHOD OF SINGLE POINT DIAMOND TURNING OF CRYSTALLINE  
HIGH-QUALITY WHISPERING GALLERY MODE  
MICRORESONATORS**

**K.N. Min'kov\*, N. Y. Dmitriev, A.N. Danilin**

*Russian Quantum Center  
Skolkovo IC, Bolshoy Bulvar 30, bld. 1, Moscow, Russia 121205  
\*e-mail: k.n.minkov@yandex.ru*

An original method for manufacturing high-Q crystalline optical microresonators with whispering gallery modes (WGM) by single-point diamond turning and subsequent asymptotic abrasive polishing has been developed and described.

**Key words:** WGM resonators, Kerr frequency combs, single-point diamond turning, abrasive polishing, Q-factor measurement

## МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА

М.А. Москаленко\*, В.Г. Катасонов, А.И. Трифанов

*Университет ИТМО*  
192284, Санкт-Петербург, Кронверкский пр. 49А  
\*e-mail: moskalenko.mary@gmail.com

В работе мы представляем результаты численного моделирования процесса фазовой модуляции квантового однотонального оптического сигнала при различных предположениях о квантовом состоянии модулирующего сигнала.

**Ключевые слова:** квантовая модель фазового модулятора, условная эволюция и условные состояния, операторы Крауса.

В работе [1] авторами была предложена полностью квантовая модель фазового модулятора, основанная на эффективном трехбозонном гамильтониане многомодового параметрического процесса. Предполагая когерентное состояние модулирующего сигнала, авторы рассматривали полуклассическую явнорешаемую модель фазового модулятора, пригодную для описания процесса модуляции неклассических состояний оптических сигналов.

В настоящей работе мы численно моделируем процесс фазовой модуляции однотонального сигнала предполагая, что модулирующий сигнал может находиться в нетривиальном квантовом состоянии. Выбирая базис квантовых состояний модулирующего сигнала, мы моделируем состояние спектра оптического сигнала на выходе модулятора в зависимости от выбора базисного состояния.

### Литература

1. Miroshnichenko G.P. et. al. // JOSA B. 2017. V. 34. № 6. 061177-14

## MICROSCOPIC MODELLING OF PHASE MODULATION PROCESS

М.А. Moskalenko\*, V.G. Katasonov, A.I. Trifanov

*<sup>1</sup>ITMO University*  
Kronverksky Pr. 49, bldg. A, St. Petersburg, 197101, Russia  
\*e-mail: moskalenko.mary@gmail.com

In this work we present the results from numerical modelling of the phase modulation process of quantum single-tone optical signal under various assumptions about the quantum state of modulating signal.

**Key words:** quantum model of phase modulator, conditional evolution and conditional state, Kraus operators.

## ТРЕХМЕРНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ DHPSF-НАНОСКОПИЯ КОЛЛОИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ (КВАНТОВЫХ ТОЧЕК)

И.Ю. Еремчев<sup>1,2,3</sup>, Д.В. Прокопова<sup>4</sup>, Н.Н. Лосевский<sup>4</sup>, И.Т. Мынжасаров<sup>2,\*</sup>, С.П. Котова<sup>4</sup>,  
А.В. Наумов<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН*

*142190 Троицк, Москва, ул. Физическая 5*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт*

*117303 Долгопрудный, Москва, ул. Керченская 1А, корп. 1*

<sup>3</sup>*Московский педагогический государственный университет*

*Москва, Россия*

<sup>4</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

\*e-mail: mynzhasarov.it@phystech.edu

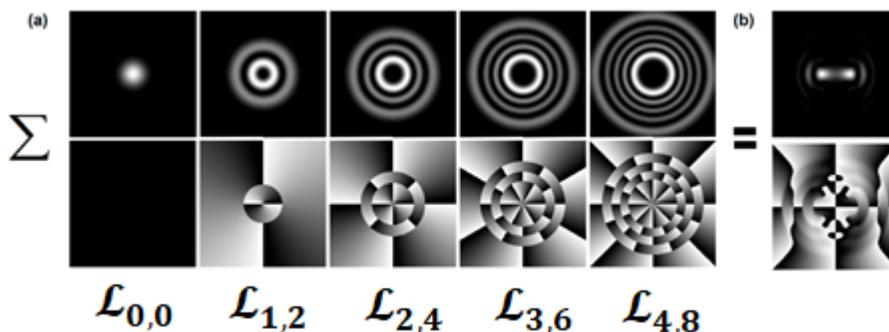
Данная работа посвящена развитию метода трехмерной наноскопии коллоидных полупроводниковых нанокристаллов с использованием техники биспиральных пучков света. В данном методе излучение квантовых точек преобразуется при помощи фазовой маски в двухлепестковую функцию, ориентация которой однозначно связана с глубиной залегания источника излучения по отношению к фокальной плоскости объектива микроскопа. В работе удалось достигнуть улучшения точности в 1.5 раза при учете распределения интенсивности, создаваемого микрообъективом. Проведены эксперименты по трекингу наночастиц в вязкой анизотропной среде. Была выявлена нормальная диффузия (Броуновское движение) для поперечных направлений движения и субдиффузия для продольного направления, связанная с геометрией подложки (решеточный профиль).

**Ключевые слова:** трехмерная наноскопия, флуоресцентная микроскопия, DHPSF, квантовые точки, дифракционный оптический элемент (ДОЭ), спиральные пучки, моды Лагерра-Гаусса, трекинг, Броуновское движение, диффузия.

Для реализации метода DHPSF необходимо создание дифракционного оптического элемента (ДОЭ), формирующее вращающееся изображение [1]. Для этого используется свойство спиральных пучков вращаться при распространении. В данной задаче требуются спиральные пучки, распределение интенсивности которых представляет два главных максимума – двухлепестковые пучки [2], [3], [4]. В качестве начального приближения использовался спиральный пучок, который можно представить в виде суперпозиции пяти мод Лагерра-Гаусса (рис. 1).

В работе сравнивались два типа ДОЭ: «неоптимизированный» (рассчитанный для пространственно однородного распределения интенсивности падающего пучка) и «оптимизированный» (для неоднородного пучка с распределением интенсивности, создаваемым конкретным микрообъективом - Carl Zeiss 100x, 1.3NA) [5]. Результаты исследований показали, что точность восстановления координат в 1.5 раза выше при работе с оптимизированной фазовой маской.

С использованием оптимизированной фазовой маски были проведены эксперименты по трехмерному трекингу наночастиц в вязкой среде. В ходе работы сверху на образец были наложены профиль от атомно-силового микроскопа и покровное стекло. Анализ траектории движения частиц показал наличие субдиффузии по оси Z и нормальную диффузию (Броуновское движение) в плоскости XY, как и ожидалось при предварительных расчетах. Трехмерный трекинг наночастиц при помощи техники DHPF показал свою перспективность при изучении анизотропных сред на наличие неоднородностей.



**Рис. 1.** Пять мод Лагерра-Гаусса ( $\mathcal{L}_{0,0}$ ;  $\mathcal{L}_{1,2}$ ;  $\mathcal{L}_{2,4}$ ;  $\mathcal{L}_{3,6}$ ;  $\mathcal{L}_{4,8}$ ), используемых в качестве начального приближения при расчете ДОЭ для преобразования функции рассеяния точки по биспиральной схеме. (b) Суперпозиция указанных 5 мод Лагерра-Гаусса, составляющие биспиральный пучок. (Верхний ряд – распределения интенсивности в градациях серого цвета, нижний – соответствующие фазовые пространственные распределения для преобразующего ДОЭ).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-02-00871)

### Литература

1. Pavani, S.R.P. and R. Piestun, Three dimensional tracking of fluorescent microparticles using a photon-limited double-helix response system. *Optics Express*, 2008. 16(26): p. 22048-22057.
2. Abramochkin, E.G. and V.G. Volostnikov, Spiral light beams. *Physics-Uspekhi*, 2004. 47(12): p. 1177-1203.
3. Volostnikov, V.G., Modern optics of Gaussian beams. *Physics-Uspekhi*, 2012. 55(4): p. 412-420.
4. Razueva, E. and E. Abramochkin, Multiple-twisted spiral beams. *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, 2019. 36(6): p. 1089-1097.
5. Prokopova, D.V., et al., Improving the Energy Efficiency of Diffraction Optical Elements for 3D Nanoscopy. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2019. 83(12): p. 1453-1458.

## THREE-DIMENSIONAL FLUORESCENCE DHPSF-NANOSCOPY OF COLLOIDAL SEMICONDUCTOR NANOCRYSTALS (QUANTUM DOTS)

I.Y. Eremchev<sup>1,2,3,\*</sup>, D.V. Prokopova<sup>4</sup>, N.N. Losevsky<sup>4</sup>, I.T. Mynzhassarov<sup>2</sup>, S.P. Kotova<sup>4</sup>,  
A.V. Naumov<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS  
108840 Troitsk, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology  
117303 Dolgoprudny, Moscow*

<sup>3</sup>*Moscow State Pedagogical University  
Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*Lebedev Physical Institute  
Moscow, Russia*

\*e-mail: mynzhassarov.it@phystech.edu

This work is devoted to the development of a method of three-dimensional nanoscopy of colloidal semiconductor nanocrystals using the double-helix point spread function technique. In this method, the

emission of quantum dots is converted by means of a phase mask into 2 rotating lobes where the angle of rotation depends on the axial position of the emitter. In this work it was possible to achieve a 1.5-fold improvement in accuracy when taking into account the intensity distribution created by the micro-objective. Experiments on tracking of nanoparticles in a viscous anisotropic medium were carried out. Normal diffusion (Brownian motion) for the transverse directions of motion and sub-diffusion for the longitudinal direction related to the substrate geometry (lattice profile) were detected.

**Key words:** three-dimensional nanoscopy, fluorescence microscopy, DHPSF, quantum dots, diffractive optical element, spiral beams, Laguerre-Gauss modes, tracking, Brownian motion, diffusion.

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ В КРИСТАЛЛЕ РРКТР ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Б.А. Наседкин<sup>1\*</sup>, А.О. Исмагилов<sup>1</sup>, Д. Альхалил<sup>1</sup>, А.П. Литвин<sup>1</sup>, А.Н. Цыпкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО  
197101 Кронверкский пр., д. 49, Санкт-Петербург, Россия  
\*e-mail: b.nasedkin@bk.ru

В работе представлены спектры излучения спонтанного параметрического рассеяния, полученного для различных длин волн накачки в периодически поляризованном кристалле титанил фосфата калия. В качестве излучения накачки использовалось непрерывное лазерное излучение, которое варьировалось в пределах 404-406нм.

**Ключевые слова:** спонтанное параметрическое рассеяние, бифотон, периодически поляризованный титанил фосфат калия, спектр

Спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) является одним из основных источников неклассических состояний. Данные состояния находят своё применение в спектроскопии [1], в получении квантовых фантомных изображений [2] и в квантовой криптографии [3]. Помимо известных применений в квантовой криптографии одним из интересных направлений является использование данных состояний в схеме квантового распределения ключа на боковых частотах [4], что в свою очередь приводит к необходимости определения спектральных характеристик бифотонов. Целью данной работы является определение спектральных характеристик бифотонов, генерируемых в периодически поляризованном кристалле титанил фосфата калия (РРКТР).

Для измерения спектров была собрана оптическая установка. В качестве излучения накачки поочередно были использованы лазерные диоды, работающие в одномодовом режиме с центральными длинами волн 404-406 нм. При помощи полуволновой пластины и призмы Глана выставлялась поляризация накачки, после чего фокусировалось в нелинейный кристалл титанил фосфата калия с периодом поляризации  $\Lambda=10\mu\text{м}$  и длиной 10мм. Температура кристалла стабилизировалась при помощи элемента Пельтье. Блок управления элементом Пельтье позволял варьировать температуру кристалла в пределах от 18 до 65 градусов. Генерируемое излучение коллимировалось и направлялось на микрообъектив для введения в оптическое волокно. Далее излучение направлялось на монохроматор, после чего регистрировалось лавинным фотодиодом.

В результате были получены спектры для различных температур и длин волн накачки. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственного задания (Паспорт № 2019-0903).

## Литература

1. Tabakaev D., Naack G., Zbinden H., Thew, R. T. // arXiv preprint arXiv:1910.07346. 2019.
2. Strelakov D. V., Sergienko A. V., Klyshko D. N., Shih Y. H. // Phys. Rev. Let. 1995. V. 74(18). pp. 3600-3603.
3. Bennet C. H., Brassard G. // Proc. of IEE ICC, Systems and Signal Processing., 1993
4. Gleim A. V., Egorov, V. I., Nazarov, Y. V., et al. //Opt. exp. 2016. V. 24. №. 3. pp. 2619-2633.

# TEMPERATURE-DEPENDENT SPECTRAL CHARACTERISTICS OF SPONTANEOUS PARAMETRIC DOWN CONVERSION IN PPKTP CRYSTAL

**B.A. Nasedkin<sup>1,\*</sup>, A.O. Ismagilov<sup>1</sup>, G. Alhalil<sup>1</sup>, A.P. Litvin<sup>1</sup>, A.N. Tcypkin<sup>1</sup>**

*ITMO University  
Saint-Petersburg, 197101 Russia  
\*e-mail: b.nasedkin@bk.ru*

In this work we present spectra of spontaneous parametric down conversion which were measured for different pump wavelengths. Periodically polled potassium titanyl phosphate was used as a nonlinear media and laser with continuous wave from 404 nm to 406 nm was used as a pump radiation.

**Key words:** spontaneous parametric down conversion, biphoton, periodically polled potassium titanyl phosphate

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ GeV-ЦЕНТРОВ В CVD АЛМАЗАХ

И.Ю. Еремчев<sup>1,2</sup>, А.Ю. Нелюбов<sup>1,2</sup>, К.Н. Болдырев<sup>1</sup>, В.Г. Ральченко<sup>3</sup>, В.С. Седов<sup>3</sup>,  
А.В. Наумов<sup>1,2</sup>, Л. Кадор<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Институт спектроскопии РАН, Троицк 108840, Россия*

<sup>2</sup> *Московский педагогический государственный университет, Москва 119991, Россия*

<sup>3</sup> *Институт общей физики РАН, Москва 119991, Россия*

<sup>4</sup> *Институт физики, Университет Байройта, Байройт, 95440, Германия*

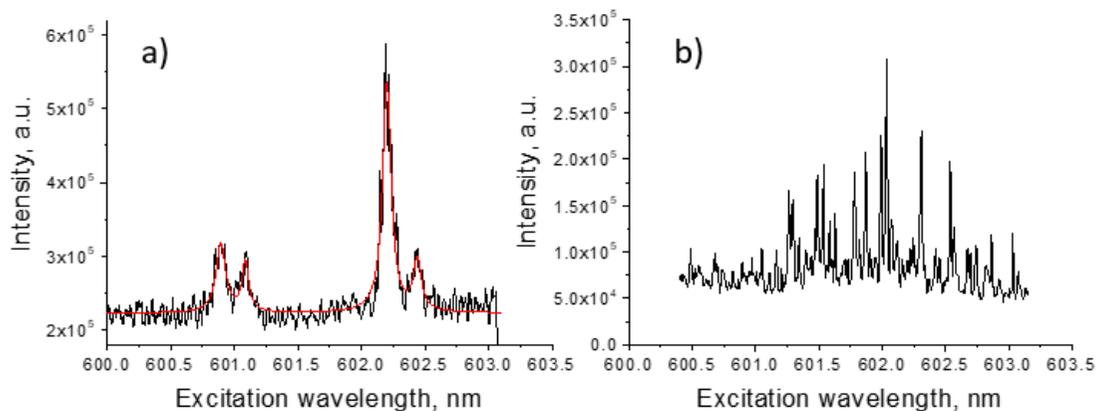
В данной работе представлены результаты исследований низкотемпературных спектров возбуждения флуоресценции (PLE) малых ансамблей (вплоть до одиночных излучателей) центров окраски по типу Германий-Вакансия (GeV) в алмазных пленках, синтезированных методом химического осаждения из газовой фазы в микроволновом плазменном CVD-реакторе ARDIS-100 (2,45 ГГц) с использованием газа Германа.

**Ключевые слова:** спектроскопия одиночных излучателей, германиевые центры окраски, алмазы

В данной работе [1] представлены результаты исследований низкотемпературных спектров возбуждения флуоресценции (PLE) малых ансамблей (вплоть до одиночных излучателей) центров окраски по типу Германий-Вакансия (GeV) в алмазных пленках, синтезированных методом химического осаждения из газовой фазы в микроволновом плазменном CVD-реакторе ARDIS-100 (2,45 ГГц) с использованием газа Германа [2]. Исследовались два образца с низкой и ультранизкой концентрацией внедренных центров окраски.

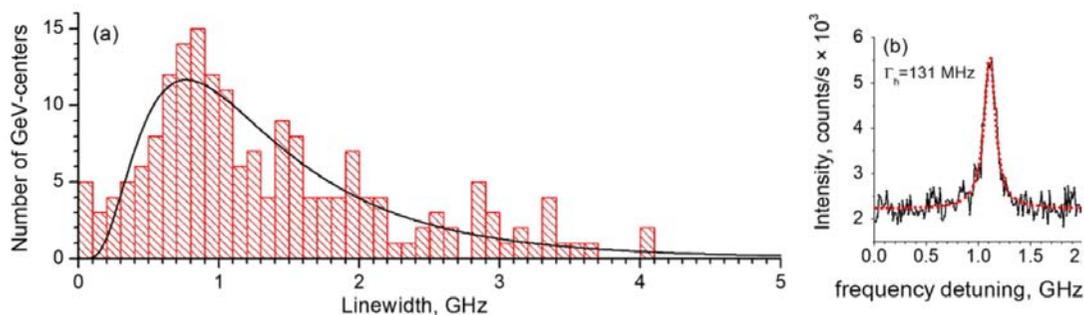
PLE спектры были измерены на двух экспериментальных установках. Первая установка [4] представляла собой люминесцентный криогенный микроскоп, позволяющая измерять спектры в широком диапазоне температур (4.5-70 К) с высоким пространственным ( $\sim 1\mu\text{m}$ ) и спектральным разрешением ( $\sim 12$  ГГц) в широком спектральном диапазоне 598-604 нм (область возбуждения БФЛ GeV-центров). Вторая экспериментальная установка [3] имела аналогичную схему, но позволяла измерять спектры возбуждения флуоресценции с большим спектральным разрешением ( $\sim 2$  МГц), что было необходимо для разрешения контура БФЛ GeV-центров при криогенных температурах.

В первом образце БФЛ излучателей группировались в спектральном диапазоне шириной 2нм с центром на длине волны 601.5нм (Рис1). Спектры можно было условно поделить на два типа. Первый тип при температуре 5 К представлял собой хорошо известную структуру квартета БФЛ (Рис1.а). Аналогичные спектры были ранее получены в НРНТ микроалмазах с GeV-центрами [5]. Отношение интенсивностей между линиями в квартете варьировалось в различных участках образца. Второй тип спектров выглядел как сумма крайне узких (FWHM  $< 0.01$  нм) спектральных линий (Рис.1б), количество и спектральное положение которых варьировалось в различных областях образца. Причина появления данных линий может быть объяснена наличием экстремальных локальных напряжений в кристаллической решетке CVD-алмаза и его влиянием на структуру энергетических уровней центров окраски. Необходимо отметить, что отжиг образца при высокой температуре (1200 С) в атмосфере аргона приводил к уменьшению фракции спектров второго типа.



**Рис. 1.** Спектры возбуждения флуоресценции из двух дифракционно ограниченных областей ( $\sim 1 \text{ мкм}^2$ ) CVD алмаза с низкой концентрацией центров окраски GeV (a) Первый тип спектров, состоящий из квартета БФЛ ( $T=5\text{K}$ ). (b) Второй тип спектров, представляющий собой набор крайне узких и интенсивных линий, сгруппированных в районе наиболее интенсивной линии квартета БФЛ.

В спектрах возбуждения флуоресценции GeV-центров в образце с ультранизкой концентрацией были обнаружены одиночные узкие БФЛ (смотрите пример на Рис.2б). Часть этих одиночных БФЛ проявляло мерцание, что косвенно подтверждает, что данные БФЛ относятся к одиночным центрам окраски. На Рис. 2 показано распределение ширин БФЛ, измеренных при температуре 7 К. Помимо этого были получены температурные зависимости ширин одиночных БФЛ и проанализированы параметры температурного уширения, что представляет интерес для исследования электро-фононного взаимодействия в таких системах.



**Рис. 2.** а) Распределение ширин линий одиночных GeV-центров в образце с ультранизкой концентрацией при температуре 7К. (b) Пример PLE спектра одиночного GeV центра, измеренного при температуре 7К.

Авторы благодарят за поддержку грант РФФИ (18-29-19200).

### Литература

1. Eremchev, I. Y.; Neliubov, A. Y.; Boldyrev, K. N.; Ralchenko, V. G.; Sedov, V. S.; Kador, L.; Naumov, A. V. Microscopic Insight into the Inhomogeneous Broadening of Zero-Phonon Lines of GeV – Color Centers in Chemical Vapor Deposition Diamond Films Synthesized from Gaseous Germane. *J. Phys. Chem. C* **2021**, *125* (32), 17774–17785.

2. V. Sedov, et al. "Growth of polycrystalline and single-crystal CVD diamonds with bright photoluminescence of Ge-V color centers using germane GeH<sub>4</sub> as the dopant source." *Diamond and Related Materials*, 90 (2018)47-53.
3. A. Naumov, I. Y. Eremchev, and A. A. Gorshchev, "Laser selective spectromicroscopy of myriad single molecules: Tool for far-field multicolour materials nanodiagnostics," *Eur. Phys. J. D*, vol. 68, no. 11, 2014.
4. I.Yu. Eremchev, M.Yu. Eremchev, A.V. Naumov // *Physics Uspekhi*. 2019. V. 62. Iss. 3.
5. E. A. Ekimov, S. G. Lyapin, K.N. Boldyrev et al., "Germanium-vacancy color center in isotopically enriched diamonds synthesized at high pressures," *Pis'ma v ZhETF*, vol. 102, no. 11, p. 811, 2015.

## **LOW TEMPERATURE STUDY OF PHOTOLUMINESCENCE EXCITATION SPECTRA OF CVD DIAMOND FILMS WITH GEV- CENTERS**

**I.Yu. Eremchev<sup>1,2</sup>, A.Yu. Neliubov<sup>1,2</sup>, K.N. Boldyrev<sup>1,2</sup>, V.G. Ralchenko<sup>3</sup>, V.S. Sedov<sup>3</sup>,  
A.V. Naumov<sup>1,2</sup>, L. Kador<sup>4</sup>**

<sup>1</sup> *Institute for Spectroscopy RAS, Moscow, Troitsk, 108840, Russia*

<sup>2</sup> *Moscow Pedagogical State University, Moscow, 119435, Russia*

<sup>3</sup> *Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow,  
119991, Russia*

<sup>4</sup> *Institute of Physics, University of Bayreuth, Bayreuth, 95440, Germany*

This paper presents the results of studies of low-temperature fluorescence excitation (PLE) spectra of small ensembles (up to single emitters) of Germanium-Vacancy (GeV) color centers in diamond films synthesized by chemical deposition from the gas phase in the microwave plasma CVD reactor ARDIS-100 (2.45 GHz) using Germane gas.

**Keywords:** single emitter spectroscopy, Germanium-vacancy centers, diamonds

## ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СИГНАЛОВ В ЭХО-ГОЛОГРАФИИ

Э.И. Низамова\*, Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, Е.Н. Ахмедшина

*Казанский (Приволжский) федеральный университет*

*420008, Казань, Кремлевская 18*

\*e-mail: enizamova@yandex.ru

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

**Ключевые слова:** фотонное эхо, эхо-голография, вектор поляризации, лазерный импульс.

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

В работах [1,2] впервые было показано, что, несмотря на то, что уровни  $\text{Pr}^{3+}$  в  $\text{LaF}_3$  являются простыми синглетами, поляризация и интенсивность отклика ДФЭ зависят от ориентаций поляризаций возбуждающих импульсов. Это связано с различными расположениями (кристаллографическими осями  $\alpha, \beta, \gamma$ ) ионов  $\text{Pr}^{3+}$  в элементарной ячейке кристалла  $\text{LaF}_3$  относительно направления локальной оси симметрии. В случае линейной поляризации возбуждающих лазерных импульсов, напряженность электрического поля отклика ДФЭ пропорциональна фактору [1]:

$$\vec{q} = \sum_{\xi=\alpha,\beta,\gamma} \bar{e}_{\xi} \sin(\mathcal{G}_1 \bar{e}_{\xi} \cdot \vec{e}_1) \sin(\mathcal{G}_2 \bar{e}_{\xi} \cdot \vec{e}_2) \sin(\mathcal{G}_3 \bar{e}_{\xi} \cdot \vec{e}_3), \text{ где } \bar{e}_i - \text{ вектор поляризации } i\text{-го}$$

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

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

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

где

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

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

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

Аналогично работе [3] пространственно-временная структура отклика АДЭГ с учетом поляризации определится выражением:  $I \sim EE^*$ ,  $\vec{E}_{АДЭГ} \approx \sum_{j=1}^n \vec{E}_j(\vec{r}, t) \cos(\Delta\phi_j)$

где

$$E_{jx} \approx \frac{1}{V} \sum_{n', n'', n'''} \int dV \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \cdot q_x \cdot S_1^{j*} S_2^j S_3^j e^{i\Delta(t-2\tau_{12}^j - \tau_{21} - \tau - \tau_1)} \times$$

$$\times \frac{\varepsilon_{1n'}^{*(j)} \varepsilon_{2n''}^{(j)} \varepsilon_{3n'''}^{(j)}}{\left| \sum_{n'} \varepsilon_{1n'}^{*(j)} e^{-i\vec{k}_{1n'}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n''} \varepsilon_{2n''}^{(j)} e^{i\vec{k}_{2n''}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n'''} \varepsilon_{3n'''}^{(j)} e^{i\vec{k}_{3n'''}^{(j)} \vec{r}} \right|} e^{-i(\vec{k}_{en}^{(j)} + \vec{k}_{1n'}^{(j)} - \vec{k}_{2n''}^{(j)} - \vec{k}_{3n'''}^{(j)}) \vec{r}},$$

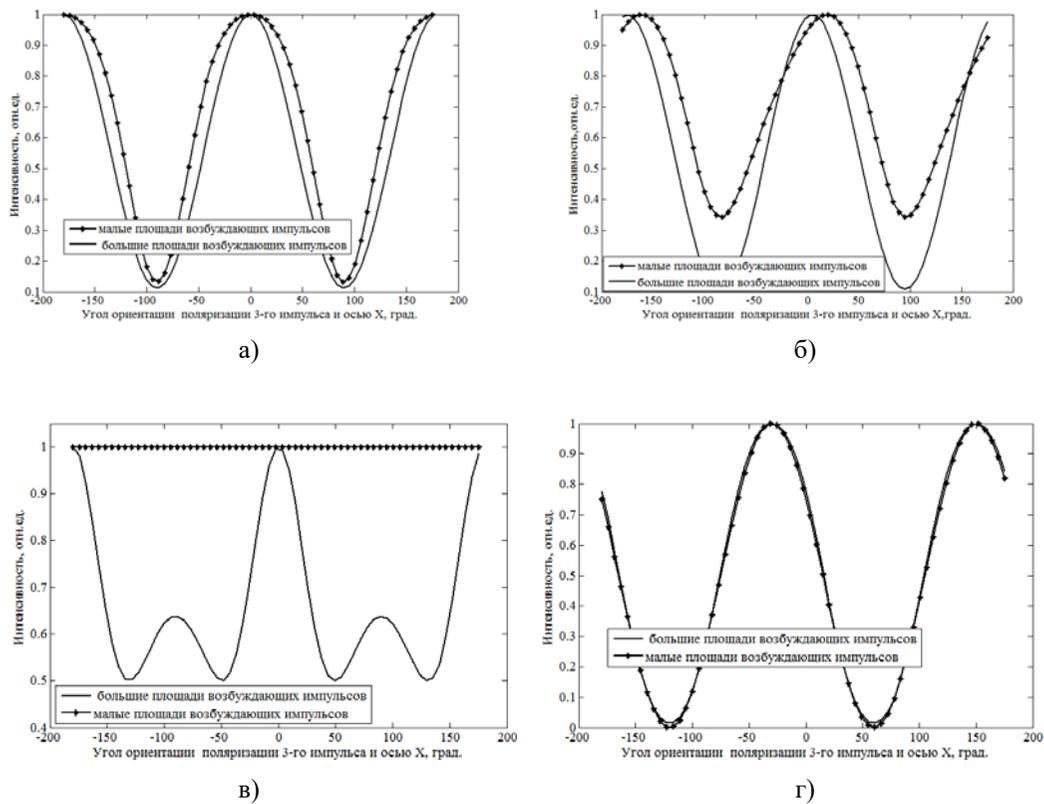
$$E_{jy} \approx \frac{1}{V} \sum_{n', n'', n'''} \int dV \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \cdot q_y \cdot S_1^{j*} S_2^j S_3^j e^{i\Delta(t-2\tau_{12}^j - \tau_{21} - \tau - \tau_1)} \times$$

$$\times \frac{\varepsilon_{1n'}^{*(j)} \varepsilon_{2n''}^{(j)} \varepsilon_{3n'''}^{(j)}}{\left| \sum_{n'} \varepsilon_{1n'}^{*(j)} e^{-i\vec{k}_{1n'}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n''} \varepsilon_{2n''}^{(j)} e^{i\vec{k}_{2n''}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n'''} \varepsilon_{3n'''}^{(j)} e^{i\vec{k}_{3n'''}^{(j)} \vec{r}} \right|} e^{-i(\vec{k}_{en}^{(j)} + \vec{k}_{1n'}^{(j)} - \vec{k}_{2n''}^{(j)} - \vec{k}_{3n'''}^{(j)}) \vec{r}},$$

$\theta_1^{(j)}, \theta_2^{(j)}$  - площади первого и второго импульсов в j-ой паре,  $\vec{k}_{in}^{(j)}$  - волновые вектора плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов для каждой j-ой пары, V - объем возбуждаемой части образца,  $g(\Delta)$  – распределение оптических центров по частотам,  $\Delta = \omega - \Omega_0$ ,  $\omega$  – частота лазерного излучения,  $\Omega_0$  – частота резонансного перехода,  $\varepsilon_{in}^{(j)}$  - амплитуды напряженности электрических полей плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов в каждой j-ой паре,  $\Delta\phi_j$  - фаза j-ой пары, в случае двух пар импульсов,  $\tau_{12}^j$  - промежуток времени между импульсами в паре,  $\tau$  - промежуток времени между парами импульсов,  $\tau_1$  - промежуток времени между вторым импульсом во второй паре и считывающим импульсом.

На рисунке приведены результаты расчета угловой зависимости интенсивности отклика ДФЭ от поляризации возбуждающих лазерных импульсов в  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$  и проведено сравнение с малоплощадным приближением.

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



**Рис. 1.** Зависимость интенсивности отклика ДФЭ от ориентации поляризации импульсов в случае: а)  $\varphi_{1x} = 0^0, \varphi_{2x} = 0^0$ , б)  $\varphi_{1x} = 0^0, \varphi_{2x} = 10^0$ , в)  $\varphi_{1x} = 0^0, \varphi_{2x} = 90^0$ , г)  $\varphi_{1x} = 0^0, \varphi_{2x} = 120^0$ .

### Литература

1. Лисин В. Н. // Письма в ЖЭТФ, 1993. Т. 57. №7. С. 402.
2. Zuikov V.A., Bikbov I.S., Nefediev L.A., Samartsev V.V. // Laser Phys. 1992.V. 2. P. 747.
3. Sakhbieva A.R., Nefediev L.A., Nefediev Y.A., Akhmedshina E.N., Andreev A.O. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1283. 012011.
4. Nefediev L.A., Nizamova E.I., Garnaeva G.I. // Journal of Applied Spectroscopy. 2019. V. 86, P. 499.

## POLARIZING SIGNAL CONVERSION IN ECHO-HOLOGRAPHY

E.I. Nizamova\*, L.A. Nefediev, G.I. Garnaeva, E.N. Akhmedshina

*Kazan Federal University*  
 420008, Kazan, 18 Kremlyovskaya street  
 \*e-mail: enizamova@yandex.ru

The calculation of echo signals in the LaF3 crystal is carried out Pr3+ taking into account the mechanism of electric dipole transitions and the local symmetry of the location of the impurity ion in the crystal. It is shown that the relative intensity of the echo response depends on the areas of the laser pulses and the orientation of the polarization of the pulses relative to the local axis of symmetry.

**Keywords:** photon echo, echo-holography, polarization vector, laser pulse.

# СВЕРХБЫСТРАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ СЕРЕБРА

Л.А. Нуртдинова\*, А.В. Петров, Р.В. Юсупов

*Казанский федеральный университет  
420008, Казань, ул. Кремлевская 18  
\*e-mail: nurlari@yandex.ru*

Измерена зависимость коэффициента отражения тонкой эпитаксиальной пленки серебра на подложке MgO (001) от длины волны и угла падения света в геометрии Кречмана. Получено удовлетворительное согласие зарегистрированных угловых зависимостей плазмонного резонанса с результатами моделирования. Методом накачки-зондирования исследована сверхбыстрая динамика коэффициента отражения в условиях плазмонного резонанса и вне его (50 фс, 400 нм накачка, 800 нм зондирование). Показано, что модификация условий возбуждения бегущих плазмонов происходит вследствие изменения как вещественной, так и мнимой компонент диэлектрической проницаемости при фотовозбуждении сверхкороткими световыми импульсами.

**Ключевые слова:** плазмонный резонанс, быстропротекающие процессы.

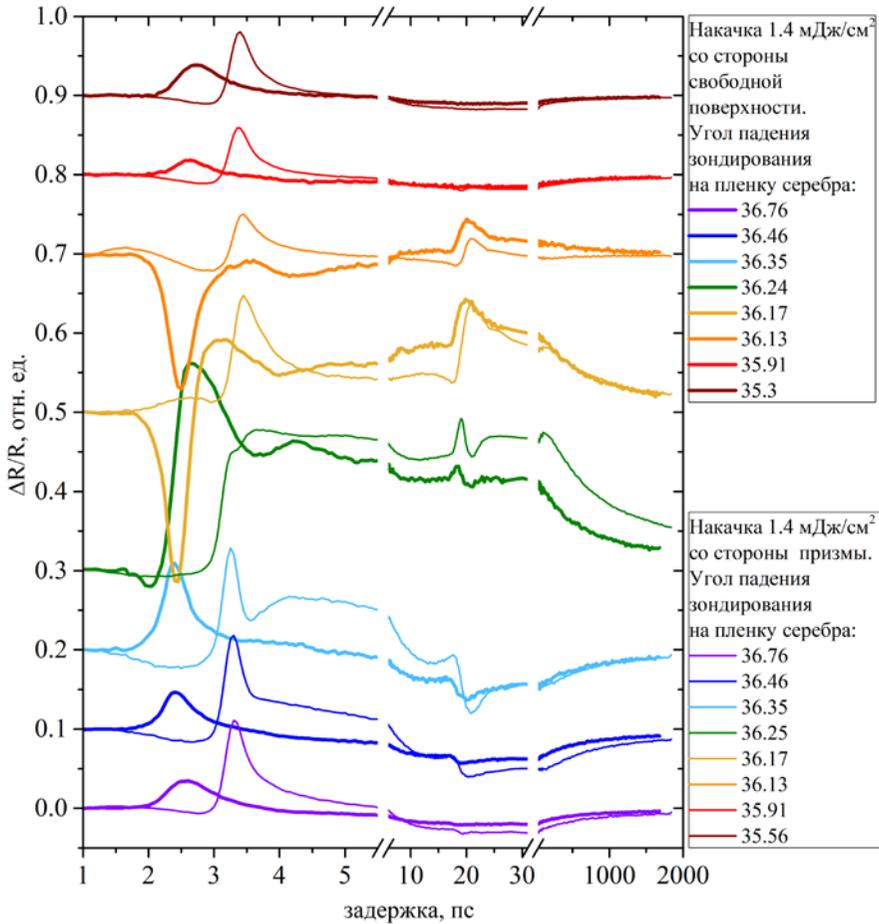
На сегодняшний день перспективными являются такие информационные системы, в которых обработка информации выполняется при помощи электронных, а передача – при помощи оптических компонент [1]. Поверхностные плазмоны, представляющие собой фотоиндуцированные самоподдерживаемые колебания электрического заряда на поверхности металлов, сохраняющие фазовую когерентность с возбуждающим их светом, являются одним из вариантов интерфейса между оптической и электронной подсистемами [2]. Поэтому важным направлением в исследованиях плазмонных резонансов является контроль теми или иными методами условий их возбуждения. Особенно важными представляются подобные манипуляции на сверхкоротких временных масштабах. Одним из подходов к такой сверхбыстрой манипуляции плазмонными свойствами является фотовозбуждение материала, которое индуцирует измерения его диэлектрических констант, с задействованием сверхкоротких световых импульсов.

Зависимости коэффициента отражения тонкой эпитаксиальной пленки серебра (50 нм) на подложке MgO (001) от угла падения света с длинами волн 400 нм и 800 нм, измеренные в геометрии Кречмана, существенно различаются шириной резонансной кривой и значением резонансного угла, отвечающих возбуждению поверхностных плазмонов. Моделирование резонансных кривых без учета и с учетом материала подложки, слоев хрома и оксида серебра дало удовлетворительное совпадение положения и ширины резонансных кривых с результатами измерений. Также, моделирование показывает, что даже малые изменения диэлектрической проницаемости приводят к существенным изменениям коэффициента отражения серебряной пленки, причем изменение действительной части  $\Delta\epsilon_1$  приводит к сдвигу резонансной кривой по углу, а изменение мнимой ее части  $\Delta\epsilon_2$  – к вариации глубины резонансной кривой и ее ширины (добротности).

Исследования динамики коэффициента отражения пленки серебра в «pump-probe» экспериментах с накачкой и зондированием на длинах волн 400 и на 800 нм соответственно проводились как в условиях плазмонного резонанса (рис. 1), так и вне его (рис. 2). Можно выделить по крайней мере три процесса релаксации: первый – быстрый (250-400 фс), связанный, по-видимому, с термализацией горячих электронов; второй (4-7 пс) – связанный с электрон-фононным взаимодействием резервуара свободных электронов с кристаллической решеткой металла; третий – медленный (сотни пикосекунд), обусловленный остыванием решетки.

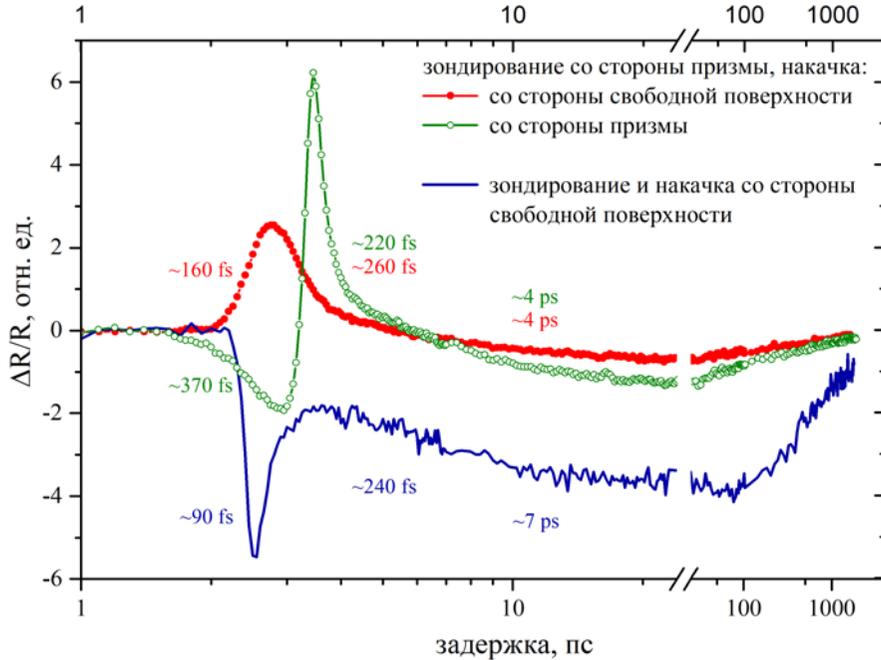
В случае, когда накачка и зондирование попадали на пленку серебра со стороны свободной поверхности, время нарастания сигнала отражения примерно соответствует длительности лазерного импульса (~50 фс), тогда как в конфигурациях, когда пучок заводится через

прямоугольную призму и попадает на пленку серебра со стороны подложки MgO, время нарастания



**Рис. 1.** Динамика дифференциального отражения пленки серебра в условиях наблюдения плазмонного резонанса.

сигнала отражения замедляется до сотен фемтосекунд. Более затянутое разгорание быстрой динамики ( $\sim 370$  фс) при возбуждении со стороны призмы (рис. 2), а также смена знака дифференциального отражения по сравнению с аналогичной динамикой в другой геометрии ( $\sim 160$  фс), по-видимому, связаны с модуляцией показателя преломления подложки MgO, обладающей кубической нелинейностью [3], под действием достаточно мощной накачки ( $\sim 30$  ГВт/см<sup>2</sup>) на длине волны 400 нм. Спад быстрой динамики в обеих геометриях происходит за время 220 и 260 фс, соответственно, характерное для термализации подсистемы горячих электронов в зоне проводимости [4]. Всплеск коэффициента отражения на задержке между импульсами накачки и зондирования  $\sim 15,5$  пс (рис. 1), на наш взгляд, связан с генерацией и распространением вглубь пленки гиперзвукового акустического импульса после поглощения импульса накачки (400 нм) и термализации горячих электронов, передавших избыточную энергию решетке [5, 6].



**Рис. 2.** Динамика дифференциального отражения пленки серебра в условиях, когда плазмонный резонанс не наблюдается, для разных геометрий эксперимента.

Зарегистрирована статическая карта плазмонного резонанса коэффициента отражения в пленке серебра при помощи эллипсометра VASE фирмы J.A.Woollam в диапазоне длин волн 300-1000 нм и углов падения  $25-55^\circ$ . Положение и ширины экспериментально зарегистрированных резонансных кривых хорошо совпадают с полученными в результате моделирования.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности № FZSM-2020-0050.

### Литература

1. Davis, T. J., Gomez, D. E., Roberts, A. // *Nanophotonics*. 2016. Vol. 6. №3.
2. Davis, T. J. // *Proc. of SPIE*. 2013. Vol. 8923. P. 89232.
3. Adachi, S. *Handbook on Physical Properties of Semiconductors*. Volume 3: II–VI Compound Semiconductors. Springer, 2004. P. 23.
4. Del Fatti, N., Voisin, C., Achermann, M., Tzortzakis, S., Christofilos, D., Vallee, F. // *Phys. Rev. B*. 2000. Vol. 61. P. 16956.
5. С.А. Ахманов, В.Э. Гусев // *УФН*. 1992. Т. 162. № 3. С. 3-87.
6. Wang, J., Gou, C. // *Appl Phys A*. 2013. Vol. 111. P. 273–277.
7. Devizis, A., Gulbinas, V. // *Applied Optics*. 2008. Vol. 47. №10. P. 1632-1637.
8. Devizis, A., Vaicikauskas, V., Gulbinas, V. // *Applied Optics*. 2006. Vol. 45. №11. P. 2535.

## ULTRAFAST PLASMON RESONANCE MODIFICATION IN EPITAXIAL SILVER FILM

L.A. Nurtdinova\*, A.V. Petrov, R.V. Yusupov

<sup>1</sup> *Kazan Federal University*  
*420008, Kazan, Kremlevskaya st. 18*

\*e-mail: nurlari@yandex.ru

The wavelength and angular dependence of the reflection coefficient in the Kretschman geometry of a thin epitaxial silver film on a MgO (001) substrate has been registered. Satisfactory agreement between the recorded angular dependences of the plasmon resonance and the simulation results has been obtained. The ultrafast dynamics of the reflection coefficient either on- or off- plasmon resonance has been investigated using pump-probe technique (50 fs, 400 nm pum, 800 nm probe). We demonstrate that modification of surface plasmon excitation conditions originates from a change in both real and imaginary components of the dielectric constant upon photoexcitation by ultrashort light pulses.

**Key words:** surface plasmon resonance, ultrafast dynamics.

## ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ КУМАРИНА

А.В. Осадченко<sup>1,\*</sup>, И.А. Захарчук<sup>1</sup>, С.А. Амброзевич<sup>1,2</sup>, А.С. Селюков<sup>1,2,3</sup>, Н.Ю. Володин<sup>4</sup>,  
Д.А. Чепцов<sup>4</sup>, С.М. Долотов<sup>4</sup>, В.Ф. Травень<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана  
105005, Москва, 2-ая Бауманская улица 5/1

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Ленинский проспект 53

<sup>3</sup>Московский политехнический университет  
107023, Москва, Большая Семеновская улица 38

<sup>4</sup>Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева  
125047, Москва, Мясницкая площадь 9

\*e-mail: Anna.vl.osadchenko@gmail.com

Сообщается о результатах исследования оптических и люминесцентных свойств двух новых кумариновых красителей, проводится сравнение с кумарином 6. В результате проведения экспериментов обнаружено, что растворы новых соединений в толуоле не образуют димеров в основном и в возбужденном состояниях, а также обладают меньшей по сравнению с ним полярностью в основном состоянии. Причем, наличие у красителей сложных гетероциклических заместителей приводит к уширению спектров флуоресценции. На основе времязрешенных измерений показано, что все три соединения обладают достаточно быстрым временем излучательной релаксации возбужденного состояния  $\sim 3$  нс, что соответствует переходу  $S_1 \rightarrow S_0$ . При этом для кумарина 6 в кинетической зависимости люминесценции наблюдается также дополнительная медленная компонента, соответствующая димерам.

**Ключевые слова:** кумариновые красители, люминесценция, димеризация, время релаксации.

В последнее время увеличивается интерес к органическим красителям, поскольку эти вещества обладают высоким квантовым выходом и широким спектром флуоресценции [1,2]. Данные свойства позволяют использовать их в качестве активных сред в лазерах, а также как материалы активных излучающих слоев ОСИД (органических светоизлучающих диодов). Хорошо зарекомендовали себя кумариновые красители, которые позволяют получать лазеры с излучением, перекрывающим весь видимый диапазон, с характерной областью перестройки до 200 нм [3]. Кроме того, некоторые кумариновые красители успешно применялись в ОСИД [4].

Целью данной работы было изучение оптических и люминесцентных свойств новых кумариновых красителей (E)-3-(3-(антрацен-9-ил)акрилоил)-2H-хромен-2-он и этил 7-(диэтиламино)-2-оксо-2H-хромен-3-карбоксилат и сравнение их с кумарином 6.

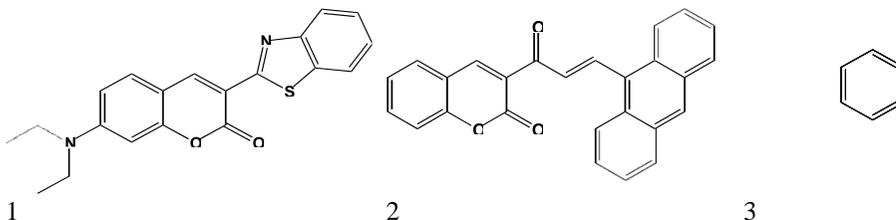


Рис. 1. Структурные формулы исследованных красителей.

В качестве объектов исследования выступали следующие вещества: 3-(бензо[d]тиазол-2-ил)-7-(диэтиламино)-2H-хромен-2-он (соединение 1, кумарин 6), (E)-3-(3-(антрацен-9-

ил)акрилоил)-2Н-хромен-2-он (соединение 2), этил 7-(диэтиламино)-2-оксо-2Н-хромен-3-карбоксилат (соединение 3). Их структурные формулы представлены на Рис. 1.

Спектры экстинкции были получены с помощью спектрофотометра PerkinElmer LAMBDA 45 с рабочим диапазоном длин волн 190–1100 нм в растворах в толуоле с концентрацией порядка 100 мг/л (10<sup>-5</sup> М). Спектры фотолуминесценции были измерены с помощью волоконного спектрометра Ocean Optics Maya 2000 Pro, чувствительного в диапазоне от 200 до 1100 нм. В качестве источника оптического возбуждения был использован лазер PicoQuant LDH-C 400 с длиной волны 405 нм. Кривые затухания были измерены с помощью установки, которая включала в себя коррелятор PicoQuant TimeHarp 100, детектор на основе фотоэлектронного умножителя PicoQuant PMA-C 192-N-M, работающего в режиме счета одиночных фотонов, и импульсный лазер с длиной волны излучения 405 нм.

На Рис. 2а для соединения 1 (кривая 1), соединения 2 (кривая 2) и соединения 3 (кривая 3) изображены спектры экстинкции растворов красителей (растворитель – толуол, концентрация 2,5 мг/л). На Рис. 2б и 2в представлены спектры излучения и кривые затухания люминесценции красителей для растворов в толуоле с концентрацией 100 мг/л.

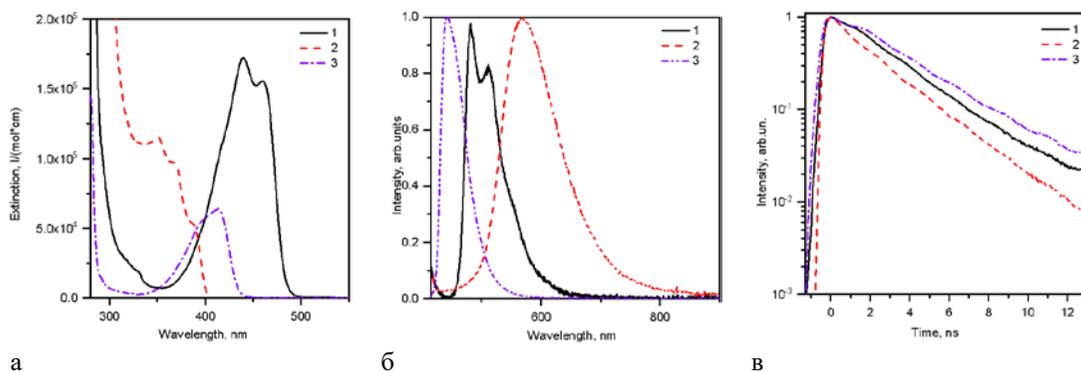


Рис. 2. Спектры экстинкции (а) и флуоресценции (б), а также кривые затухания флуоресценции (в).

Спектр экстинкции (см. Рис. 2а) для соединения 2 оказывается смещенным в коротковолновую область относительно спектров для соединения 1 и соединения 3. Это связано с наличием у соединения 1 и соединения 3 диэтиламиновой группы, в то время как в соединении 2 эта группа отсутствует. В спектре экстинкции для соединения 1 и соединения 3 присутствует ярко выраженная полоса переноса заряда, которая также обусловлена наличием диэтиламиновой группы, при этом сложная структура этой полосы может быть следствием образования димеров. Спектр экстинкции для соединения 1 при этом смещен в длинноволновую область за счет его большей полярности в основном состоянии по сравнению с соединениями 2 и 3.

Для соединения 1 стоксов сдвиг составил 22 нм, для соединения 3 – 28 нм (см. Рис. 2б), что может быть объяснено большей полярностью соединений в возбужденном состоянии по сравнению с основным. Для соединения 2 стоксов сдвиг оказался гораздо большим – 186 нм. Данный результат можно объяснить тем, что электронная плотность в большей степени сосредоточена в антраценовом заместителе. Большая ширина спектра излучения соединения 2 по сравнению с соединением 1 и соединением 3 напрямую связана с присутствием гетероциклического заместителя на основе антрацена в положении 3 [6]. Наличие двух максимумов в спектре излучения соединения 1 обусловлено агрегацией его молекул в растворе и образованием димеров [5].

На Рис. 2в изображены кривые затухания люминесценции. Аппроксимация проводилась функцией  $I(t) = \sum_{i=1}^n A_i \cdot e^{-t/\tau_i}$ . В случае соединения 2 и соединения 3 для аппроксимации использовалась моноэкспоненциальная функция; для соединения 1 – биэкспоненциальная, при этом характерные времена затухания для соединения 1 составили  $\tau_1^1 = 2,7$  нс и  $\tau_2^1 = 180$  нс, а для соединений 2 и 3 –  $\tau_1^2 = 2,4$  нс и  $\tau_1^3 = 3,3$  нс. Природа процесса, соответствующего

быстрому времени релаксации для всех трех веществ одна: переход  $S_1 \rightarrow S_0$ . Биэкспоненциальное поведение кривой затухания фотолюминесценции для соединения 1 может быть обусловлено образованием димеров в возбужденном состоянии [5], о чем косвенно свидетельствует большое соответствующее характерное время затухания.

Таким образом, были исследованы оптические и люминесцентные свойства новых кумариновых красителей, проведено их сравнение с кумарином 6, а также проанализированы полученные результаты. В растворе кумарина 6 в толуоле наблюдалось образование димеров, что подтверждается как сложной структурой полосы переноса заряда в спектре экстинкции и сложной формой спектра люминесценции, так и биэкспоненциальным поведением кривой затухания люминесценции. Для новых кумариновых красителей данное свойство в растворе толуола при заданной концентрации не обнаружено. Присутствие у соединений сложных гетероциклических заместителей приводит к уширению спектров излучения. По результатам оптических экспериментов обнаружено, что исследованные соединения обладают меньшей полярностью в основном состоянии в растворе в толуоле по сравнению с кумарином 6. Исследованные соединения могут быть перспективными для создания ОСИД.

Спектральные измерения выполнены в рамках проекта РФФ №17-72-20088-п. Кинетические измерения были проведены при поддержке РФФИ, проект № 20-02-00222\_а.

### Литература

1. Sens R., Drexhage K.H. // J. Lumin. 1981. V. 24. P. 709.
2. Reynolds G.A., Drexhage K.H. // Opt. Commun. 1975. V. 13. № 3. P. 222.
3. Burdukova O., Gorbunkov M., Petukhov V., et al. // Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2017. V. 123. № 3. P. 84.
4. Zhang H., Liu X., Gong Y., et al. // Dyes Pigm. 2021. V. 185. P. 108969.
5. Chakraborty S., Harris K., Huang M. // AIP Adv. 2016. V. 6. № 12. P. 125113.
6. Drexhage K.H. // Dye Lasers. 1973. V.1. P. 144.

## OPTICAL AND LUMINESCENT PROPERTIES OF NOVEL CUMARIN-BASED DYES

A.V. Osadchenko<sup>1,\*</sup>, I.A. Zakharchuk<sup>1</sup>, S.A. Ambrozevich<sup>1,2</sup>, A.S. Selyukov<sup>1,2,3</sup>,  
N.Yu. Volodin<sup>4</sup>, D.A. Cheptsov<sup>4</sup>, S.M. Dolotov<sup>4</sup>, V.F. Traven<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Bauman Moscow State Technical University,  
5/1 2-ya Baumanskaya Str., 105005 Moscow, Russia

<sup>2</sup>P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences,  
53 Leninsky Prospect, 119991 Moscow, Russia

<sup>3</sup>Moscow Polytechnic University  
38 Bolshaya Semyonovskaya Str., 107023 Moscow, Russia

<sup>4</sup>D.I. Mendeleev University of Chemical Technology of Russia  
9 Miusskaya Sq., 125047 Moscow, Russia

\*e-mail: Anna.vl.osadchenko@gmail.com

The study of optical and luminescent properties of two novel coumarin dyes are reported; these are compared with coumarin 6. The experiments reveal that in the ground and excited states, the new compounds do not form dimers in toluene solutions, as opposed to coumarin 6, and also have lower polarity in the ground state. The presence of complex heterocyclic substituents in the dyes leads to broadening of the fluorescence spectra. Based on the time-resolved measurements, it is shown that all three compounds have sufficiently fast radiative relaxation times for the excited state (~3 ns), which corresponds to the  $S_1 \rightarrow S_0$  transition. For coumarin 6, an additional slow component is also observed in the luminescence decay, which is attributed to dimer formation.

**Key words:** coumarin dyes, luminescence, dimerization, luminescence decay.

# СЛИЯНИЕ ЛИНИЙ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ МНОГОРЕЗОНАТОРНОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

Н.С. Перминов<sup>1,2</sup>, К.А. Золина<sup>1,3</sup>, С.А. Моисеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева, Казань, ул. Карла Маркса д. 10, 420111

<sup>2</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, ул. Сибирский тракт д. 10/7, 420029

<sup>3</sup> Казанский федеральный университет, Институт физики, Казань, ул. Кремлёвская д.16а, 420008

\*e-mail: qm.kzn@ya.ru

Квантовая память, которая имеет возможность отображать, сохранять и позже извлекать квантовое состояние света из материи, является важным приложением для квантовых информационных технологий [1]. Для реализации эффективной квантовой памяти требуется достаточно сильное и обратимое взаимодействие световых/микроволновых кубитов со многими долгоживущими квантовыми системами [1], было предложено множество вариантов для взаимодействия кубитов с квантовыми системами, в частности кубиты могут взаимодействовать с NV-центрами в алмазе [2], редкоземельными ионами в неорганических кристаллах [3] и квантовыми точками [4]. При таком подходе наилучшая реализация управляемой передачи кубита между удаленными узлами обеспечивала квантовую эффективность до 92% [5, 6], в то время как для практических квантовых компьютеров требуется не менее 99,9%.

В работе исследована альтернативная модель квантовой памяти на системе резонаторов с общим резонатором. Схема высокоэффективной многорезонаторной квантовой памяти была предложена в работах [7-9] и является перспективной для построения сверхпроводящего квантового компьютера [10].

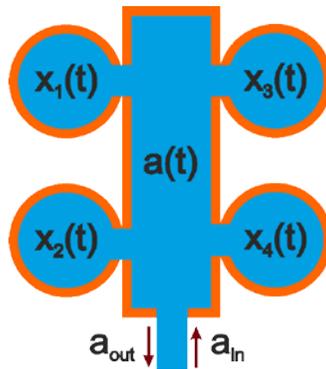
Для многих практических и теоретических задач важным параметром является групповая задержка излучения и обратимость квантовой динамики [11]. Мы исследуем слияние собственных частот в спектре интегральной многорезонаторной квантовой памяти, состоящей из общего резонатора, соединенного с четырьмя минирезонаторами (Рис. 1). На основе алгебраических методов оптимизации мы нашли значения параметров системы, при которых возможна обратимая динамика, соответствующая эквидистантному расположению собственных частот. Выполнена оценка эффективности схемы памяти для оптимальных значений параметров системы.

Исследуемая схема квантовой памяти может быть полностью описана в рамках уравнений из работы [2] и характеризуется в отсутствие потерь передаточной функцией вида (1), где исходный спектр частот минирезонаторов выбран как  $\{\omega_n\} = \{-3/2, -1/2, 1/2, 3/2\}$ .

$$S = (1-F)/(1+F), F = -2i \omega/k + 2i \sum_n g^2/(\omega - \omega_n)/k. \quad (1)$$

Обратимая динамика для данной системы возможна при наличии вырожденных частот, когда конечный спектр собственных частот становится эквидистантным. Кроме условия вырождения корней мы также наложим условие равенства нулю второй производной от функции памяти  $T = \text{argument}(S)/\omega$ , откуда имеем следующие оптимальные параметры:

$$g=1.3955, k=10.1579. \quad (2)$$



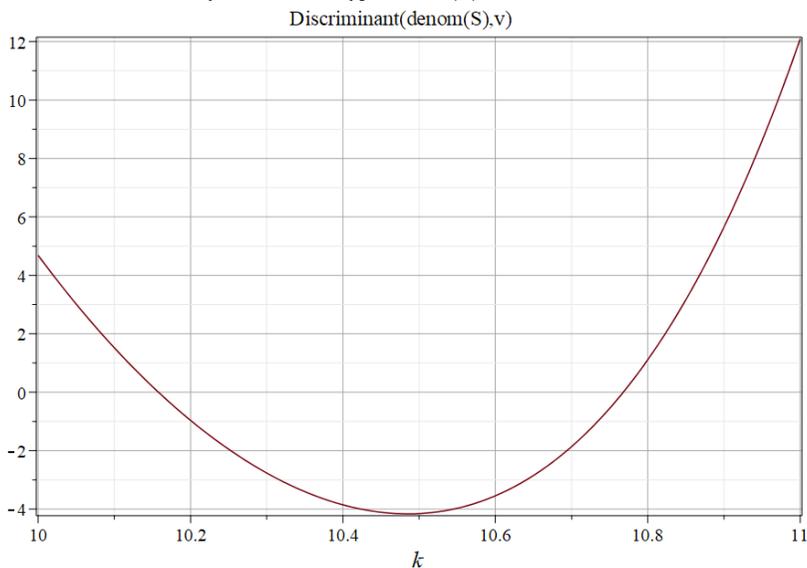
**Рис. 1.** Принципиальная схема интегральной квантовой памяти: круги – минирезонаторы с модами  $x_n(t)$ , связанные через связь  $g$  с общим резонатором с модой  $a(t)$  (прямоугольник), который взаимодействует с внешним волноводом (моды  $a_{in}, a_{out}$ ) со связью  $k$ .

Такие условия как вырождение спектра (так называемые исключительные/дьявольские точки), мы также использовали ранее для получения высокоэффективной квантовой памяти [7-9]. В более сложных ситуациях условия эквидистантности/кратности корней можно учесть на основе теоремы Шакирова-Виета для старших дискриминантов [12].

Распределение собственных частот старшей системы в оптимальных условиях имеет вид:

$$\{\omega_n\} = \{-1.2162, 0, 0, 1.2162\}. \quad (3)$$

При этом следует отметить, что при фиксированном значении  $g$ , мы можем получить более чем одно оптимальное решение для величины  $k$ , отвечающее условию вырождения спектра (слияние собственных частот системы). Это наглядно видно из Рис. 2, где представлен дискриминант знаменателя передаточной функции (1).



**Рис. 2.** Графики зависимости дискриминанта знаменателя передаточной функции  $S$ , от  $k$ , при фиксированном  $g$ : видно наличие двух точек, отвечающих оптимальному решению.

В середине фазы хранения информации в квантовой памяти есть небольшой временной участок, когда почти вся энергия сосредоточена только в минирезонаторах. Если рассматривать задачу о динамике поля в системе в представлении Лапласа и задать начальное распределение возбудений в модах минирезонаторов согласно формуле (4)

$$\{x_n(0)\} = \{-i, -2, 2i, 1\}, \quad (4)$$

то мы получим высвечивание эха с эффективностью около 95% из минирезонаторов в виде одного импульсо-подобного волнового пакета (Рис. 3).

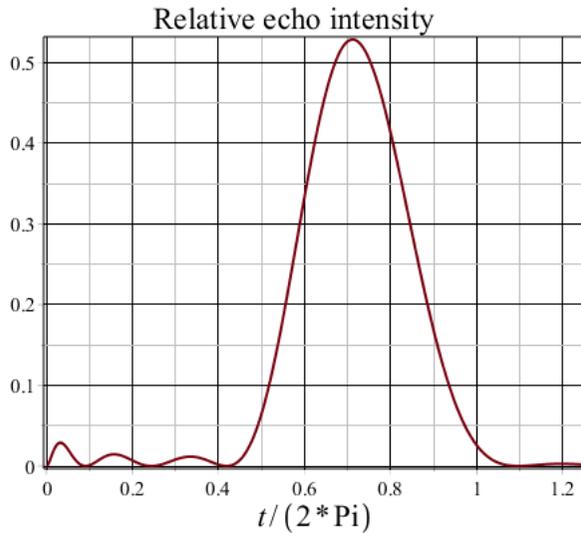


Рис. 3. Интенсивность эха  $|a_{in}(t)|^2$ .

Такая смешанная оптимизация, состоящая в наложении условий на спектр системы и функцию памяти, позволяет эффективно использовать систему в 2 разных режимах: режим линии задержки  $k \neq 0$  и режим длительного хранения  $k=0$ .

Получены оптимальные параметры для создания эффективной многорезонаторной памяти с общим резонатором на основе смешанной алгебраической и численной оптимизации спектра, и показана картина эха. При наличии контролируемой связи  $k$  возможен другой режим хранения, с выключенной связью  $k=0$ , что расширяет функционал квантовой памяти.

Работа поддержана грантом Правительства РФ, проект № 14.Z50.31.0040, 17 февраля 2017 г. (основная идея и анализ результатов – С.А.М., Н.С.П., К.А.З.) и в рамках бюджетной темы Лаборатории квантовой оптики и информатики Физико-технического института им. Е.К. Завойского (методы алгебраической оптимизации квантовых систем – Н.С.П.).

### Литература

1. Colloquium: Strongly interacting photons in one-dimensional continuum [Text]/ Roy D., Wilson C. M., Firstenberg O. // *Reviews of Modern Physics*. – 2017. – Т. 89. – №. 2. – С. 021001.
2. Repetitive readout of a single electronic spin via quantum logic with nuclear spin ancillae [Text]/ Jiang L. et al. // *Science*. – 2009. – Т. 326. – №. 5950. – С. 267-272.
3. Optically addressable nuclear spins in a solid with a six-hour coherence time [Text]/ Zhong M. et al. // *Nature*. – 2015. – Т. 517. – №. 7533. – С. 177-180.
4. Semiconductor quantum computation [Text]/ Zhang X. et al. // *National Science Review*. – 2019. – Т. 6. – №. 1. – С. 32-54.
5. Highly efficient optical quantum memory with long coherence time in cold atoms [Text]/ Cho Y. W. et al. // *Optica*. – 2016. – Т. 3. – №. 1. – С. 100-107.
6. Highly efficient coherent optical memory based on electromagnetically induced transparency [Text]/ Hsiao Y. F. et al. // *Physical review letters*. – 2018. – Т. 120. – №. 18. – С. 183602.
7. Moiseev S. A. et al. Multiresonator quantum memory // *Physical Review A*. – 2017. – Т. 95. – №. 1. – С. 012338.
8. Moiseev S. A. et al. Broadband multiresonator quantum memory-interface // *Scientific reports*. – 2018. – Т. 8. – №. 1. – С. 1-8.

9. Perminov N. S., Moiseev S. A. Spectral-topological superefficient quantum memory //Scientific reports. – 2019. – Т. 9. – №. 1. – С. 1-7.
10. Bao Z. et al. On-Demand Storage and Retrieval of Microwave Photons Using a Superconducting Multiresonator Quantum Memory //Physical Review Letters. – 2021. – Т. 127. – №. 1. – С. 010503.
11. Programmable quantum motherboard for logical qubits [Text]/ Perminov N. S., Tarankova D. Y., Moiseev S. A. // Laser Physics. – 2019. – Т. 29. – №. 12. – С. 124016.
12. Shakirov, S. R. (2007). Higher discriminants of binary forms // Theoretical and Mathematical Physics. – 2007. – Т. 153. – № 2. – С. 1477-1486.

# ЛОГИЧЕСКИЕ ОПЕРАЦИИ С ИЗОБРАЖЕНИЯМИ В АККУМУЛИРОВАННОЙ ЭХО ГОЛОГРАФИИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭФФЕКТОВ ЗАПИРАНИЯ И СТИРАНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Г.И. Гарнаева\*, Л.А. Нефедьев, Э.И. Низамова, А.Р. Сахбиева

ФГАОУ ВО "Казанский (Приволжский) федеральный университет"  
420008, Казань, ул. Кремлевская, 16а  
\*e-mail: guzka-1@yandex.ru

Рассмотрена возможность реализации логических операций для изображений с использованием аккумулярованной эхо-голограммы при наличии внешних пространственно неоднородных электрических полей. Показано, что эффект запирания фотонного эха позволяет осуществлять управление выполнением логических операций и их видом путем варьирования величинами градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей и разности фаз между парами импульсов – от объединения множеств, до симметрической разности, и их суперпозиции.

**Ключевые слова:** логические операции, эхо-голография, эффективность запирания, симметрическая разность, объединения множеств

Оптическая эхо-голография дает возможность реализации логических операций для изображений. В работе [1] была рассмотрена реализация логических операций над множествами, представленными в виде изображений (пересечение множеств), с помощью стимулированной эхо-голограммы. В работе [2] была рассмотрена реализация операции объединения над множествами, представленных в виде изображений, с помощью режима аккумулятивной долгоживущей эхо-голограммы (АДЭГ). В работе [3] показано, что в зависимости от разности фаз между возбуждающими парами лазерных импульсов в АДЭГ возможно осуществление логических операций объединения множеств, симметрической разности и их суперпозиции.

Рассмотрим эффективность "запирания" и воспроизведения изображений в режиме АДЭГ (три пары возбуждающих импульсов, имеющих разность фаз между ними) при воздействии внешних пространственно-неоднородных электрических полей на временных интервалах между парами возбуждающих резонансных лазерных импульсов (Рис. 1).

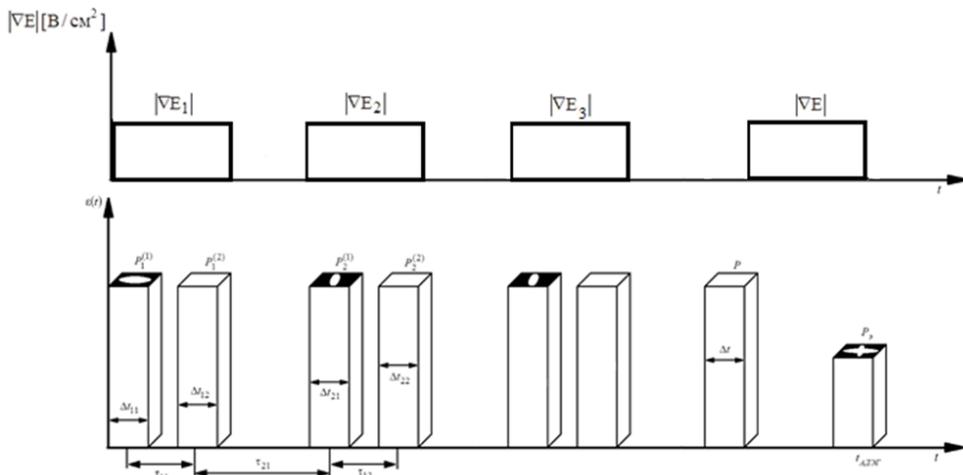


Рис. 1. Последовательность возбуждающих лазерных импульсов при формировании откликов АДЭГ.

Аналогично работам [2, 4] пространственная структура отклика АДЭГ определится выражением

$$E_{AФЭ} \sim \sum_{j=1}^n \mathbf{E}_j(t, \mathbf{R}) e^{i\Delta\varphi_j} \quad (1)$$

$$E_j \approx \frac{1}{V} \sum_{n', n'', n'''} \int dV \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \sin \theta_1^{(j)} \sin \theta_2^{(j)} \sin \theta_3^{(j)} \times \\ \times \frac{\varepsilon_{1n'}^{*(j)} \varepsilon_{2n''}^{(j)} \varepsilon_{3n'''}^{(j)}}{\left[ \sum_{n'} \varepsilon_{1n'}^{*(j)} e^{-i\mathbf{k}_{1n'}^{(j)} \cdot \mathbf{r}} \left\| \sum_{n''} \varepsilon_{2n''}^{(j)} e^{i\mathbf{k}_{2n''}^{(j)} \cdot \mathbf{r}} \right\| \sum_{n'''} \varepsilon_{3n'''}^{(j)} e^{-i\mathbf{k}_{3n'''}^{(j)} \cdot \mathbf{r}} \right]} e^{-i(\mathbf{k}_{0n}^{(j)} + \mathbf{k}_{1n'}^{(j)} - \mathbf{k}_{2n''}^{(j)} - \mathbf{k}_{3n'''}^{(j)}) \cdot \mathbf{r}} \cdot \\ \exp\left\{i\left[\tau_1 f_j(\Delta, \mathbf{r}) - (t - \tau_1 - \tau_2) f(\Delta, \mathbf{r})\right]\right\}$$

где  $\theta_1^{(j)}$ ,  $\theta_2^{(j)}$  – площадь первого и второго импульсов в j-ой паре,  $\theta_3$  – площадь считывающего импульса,  $V$  – объем возбуждаемой части образца,  $g(\Delta)$  – распределение оптических центров по частотам,  $\Delta = \omega - \Omega_0$ ,  $\omega$  – частота лазерного излучения,  $\Omega_0$  – частота резонансного перехода,  $\varepsilon_{in}^{(j)}$  – амплитуды напряженности электрических полей плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов в каждой j-ой паре,  $\Delta\varphi_j$  – фаза j-ой пары,  $f_\eta(\Delta, \mathbf{r}) = \Delta + \chi_\eta(\mathbf{r})$ ,  $\chi_\eta(\mathbf{r})$  дополнительный частотный сдвиг оптического центра на временном интервале  $\tau_\eta$ .

в случае линейного эффекта Штарка:  $\chi(\mathbf{r}) = C_{sh}(E_i + \nabla E \cdot \mathbf{r})$ ,

в случае квадратичного эффекта Штарка:  $\chi(\mathbf{r}) = C_{sh}(E_i + \nabla E \cdot \mathbf{r})^2$ , где  $C_{sh}$  - штарковский коэффициент,  $E_i$  - напряжённость электрического поля при  $\mathbf{r} = 0$ .

В работе [5] было показано, что создание разности фаз между парами возбуждающих импульсов может приводить к уменьшению или к исчезновению частотных модуляций населенностей при формировании отклика, что приводит к его исчезновению. Таким образом, если фазы между парами возбуждающих импульсов отличается друг от друга на  $\pi$ , то интенсивность сигнала АДЭГ значительно уменьшается для элементов изображений, идентичных на транспарантах в первой и второй парах возбуждающих импульсов (эффект стирания информации). Варьирование фаз и величин градиентов пространственно-неоднородных электрических полей дает возможность управления реализацией логических операций с изображениями.

Численный расчет отклика АДЭГ, используя выражения (1), показывает, что формируемое изображение является суперпозицией изображений, заложенных в возбуждающие лазерные импульсы, в зависимости от величин градиентов пространственно неоднородных электрических полей, что приводит к реализации соответствующих логических операций.

Объединением множеств А и В называется множество, состоящее из всех тех элементов, которые принадлежат хотя бы одному из множеств А, В.

Симметрической разностью множеств А и В называется множество, элементы которого принадлежат либо только множеству А, либо только множеству В.

Для иллюстрации логических операций в режиме АДЭГ в качестве множеств А, В взяты транспаранты с изображениями в виде регионов эллиптической формы (рис. 2).

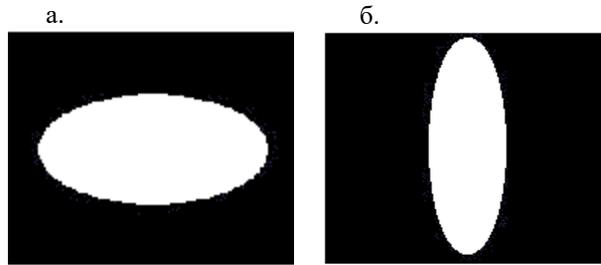


Рис. 2. Транспаранты: а. множество А, б. множество В

На рисунке 3 представлен случай реализации операции объединения множеств А и В. В работе [6] было показано, что при  $\Delta\phi_1=600$ ,  $\Delta\phi_2=1800$  реализуется операция разность множеств А и В (рис. 4а). При воздействии внешних пространственно-неоднородных электрических полей возможно управление видом логических операций. Например, при  $\nabla E = \nabla E_1 = \nabla E_3 = 0$ ,  $\nabla E_2 = 530 \text{ В/см}^2$  реализуется симметрическая разность (рис. 4б).



Рис. 3. Изображение в отклике АДЭГ при  $\nabla E_1 = \nabla E_2 = \nabla E_3 = \nabla E = 0$ ,  $\Delta\phi_1 = 0$ ,  $\Delta\phi_2 = 0$

При значении градиента равном  $\nabla E = 130$  наблюдается исчезновение изображения в отклике АСЭГ (рис. 4в).

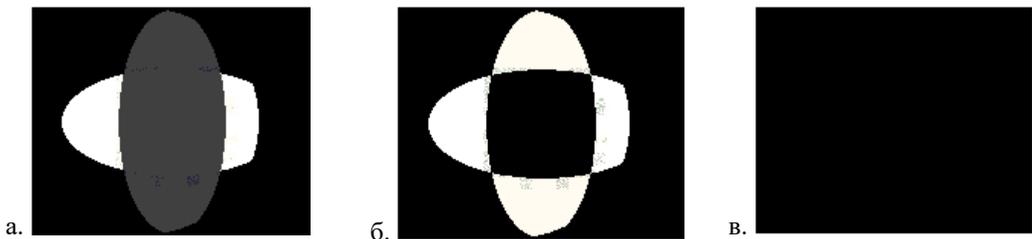


Рис. 4. Изображение в отклике АДЭГ ( $\Delta\phi_1=600$ ,  $\Delta\phi_2=1800$ ) при: а.  $\nabla E = \nabla E_2 = \nabla E_3 = 0$ ,  $\nabla E_1 = 0 \text{ В/см}^2$ , б.  $\nabla E = \nabla E_1 = \nabla E_3 = 0$ ,  $\nabla E_2 = 10 \text{ В/см}^2$ , в.  $\nabla E_3 = \nabla E_1 = \nabla E_2 = 0$ ,  $\nabla E = 130 \text{ В/см}^2$

Полученные отклики в режиме АДЭГ содержат изображения, являющиеся результатом логических операций объединения множеств при нулевых градиентах внешних пространственно-неоднородных электрических полей и симметрической разности при достаточной величине градиента, а также операции пересечения. При других значениях величин градиентов и фаз наблюдается суперпозиция этих логических операций.

### Литература

1. Sakhbieva A.R., Nefed'ev L.A., Garnaeva G.I. Logical Operation of Set Intersection for Images in Optical Echo Holography // Journal of Applied Spectroscopy. 2017. V. 84. № 3. P. 512-516
2. Sakhbieva A.R., Nefediev L.A., Nefedyev Y.A., Akhmedshina E.N., Andreev A.O. The operation of combining sets for images in optical echo holography // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1283. Is. 1. Art. № 012011
3. Ахмедшина Е.Н., Сахбиева А.Р., Нефедьев Л.А. Логические операции с изображениями в аккумулярованной эхо-голографии // Журнал прикладной спектроскопии. 2020. V.87. №4. P.653-657
4. Garnaeva G.I., Hakimzyanova E.I., Nefediev L.A., Nefedieva K.L. Information reproducibility in a stimulated photon-echo response at different orientations of external spatially inhomogeneous electric fields // Optics and spectroscopy. 2014. V. 117. № 2. P. 270-275
5. Akhmediev N.N. Information erasing in the phenomenon of long-lived photon echo. Optics letters. 1990. 15. № 18. C. 1035-1037
6. Akhmedshina, A R Sakhbieva, L A Nefediev, Y A Nefedyev and A O Andreev The difference logical operation for images in optical echo holography // Journal of Physics: Conference Series, Volume 1628, XXIII International Youth Scientific School "Coherent Optics and Optical Spectroscopy" (COOS) 2019 29-31 October 2019, Kazan, Russia. doi:10.1088/1742-6596/1628/1/012001

## LOGICAL OPERATIONS WITH IMAGES IN ACCUMULATED ECHO HOLOGRAPHY WHEN USING THE EFFECTS OF LOCKING AND ERASING INFORMATION

G.I. Garnaeva\*, L.A. Nefediev, E.I. Nizamova, A.R. Sakhbieva

*Kazan Federal University  
Kazan, 16a Kremlyovskaya street  
\*e-mail: guzka-1@yandex.ru*

The possibility of implementing logical operations for images using an accumulated echo-hologram in the presence of external spatially inhomogeneous electric fields is considered. It is shown that the effect of blocking the photon echo makes it possible to control the execution of logical operations and their type by varying the magnitudes of the gradients of external spatially inhomogeneous electric fields and the phase difference between the pairs of pulses - from the union of sets, to the symmetric difference, and their superposition.

**Key words:** logical operations, echo holography, locking efficiency, symmetric difference, union of sets.

## ПРОЯВЛЕНИЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАРНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В СПЕКТРАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИСПУСКАНИЯ

Е.А. Смирнова<sup>1,\*</sup>, Н.А. Лозинг<sup>1,2,3</sup>, М.Г. Гладуш<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*НИУ Высшая Школа Экономики  
101000, г. Москва, Мясницкая улица 20*

<sup>2</sup>*Институт спектроскопии РАН  
108840, г. Москва, г. Троицк, Физическая улица 5*

<sup>3</sup>*Московский педагогический государственный университет  
119991, г. Москва, Малая Пироговская улица 1, строение 1*

\*e-mail: ksmirno@yandex.ru

В работе представлен результат применения квантово-кинетического метода, основанного на цепочках БГКИ, для расчета спектров возбуждения и испускания для пары неидентичных излучателей. Представлены различные кривые, соответствующие различным схемам накачки-детектирования. Также представлены результаты экспериментального наблюдения спектров возбуждения на молекулах терилена в о-дихлорбензольных пленках.

**Ключевые слова:** одиночные излучатели, диполь-дипольное взаимодействие, БГКИ, флуоресценция

Одиночные излучатели и их небольшие ансамбли активно применяются в флуоресцентной наноскопии [1] для изучения структуры материалов. Регистрируя флуоресцентный сигнал от оптически активных частиц и анализируя его состав, можно сделать вывод об окружении этих частиц. Простейшим ансамблем является парный излучатель. В такой системе реализуются суб- и сверхизлучательные кооперативные состояния, впервые описанные Дике. Излучение системы двух частиц чувствительно к геометрии возбуждения, расположению излучателей в паре и к разности их индивидуальных свойств. В отличие от большинства теоретических работ на данную тему [2], в данной работе не накладывается ограничение на геометрию задачи и учтена неидентичность излучателей. Вывод уравнений осуществляется методом Боголюбовских цепочек, что позволяет ввести взаимодействие между излучателями не феноменологически, а вывести исходя из Гамильтониана и уравнения фон Неймана.

В работе производится расчётно-теоретический анализ взаимодействия двух близко расположенных (меньше половины длины волны изучения) неидентичных излучателей. Неидентичность проявляется в различных частотах переходов и различных дипольных моментах переходов. Было выведено управляющее уравнение для матрицы плотности, описывающей материальную кооперативную систему, состоящую из двух квантовых излучателей. Были рассчитаны спектры возбуждения фотолюминесценции для различных мощностей непрерывного возбуждающего лазера и геометрий возбуждения и детектирования. Расчетные спектры возбуждения находятся в соответствии со спектрами, полученными экспериментально для пары молекул терилена при температуре 1.4 К [3]. Также продемонстрированы зарегистрированные спектры возбуждения в лаборатории Наумова на молекулах терилена в о-дихлорбензольных пленках.

Проект был выполнен при поддержке гранта РФФИ 19-02-00991 А.

### Литература

1. Наумов, А.В. // УФН. – 2013. – 183.6. – 633-652
2. Rudolph T.G., Ficek Z., Dalton B.J. // Phys. Rev. A. – 1995. – 52
3. Hettich C., Schmitt C., Zitzmann J., K'uhn S., Gerhardt I., Sandoghdar V. // Science. – 2002.

# MANIFESTATION OF DIPOLE-DIPOLE INTERACTIONS OF PAIRED QUANTUM EMITTERS IN THE EXCITATION AND EMISSION SPECTRA

E.A. Smirnova<sup>1,\*</sup>, N.A. Lozing<sup>1,2,3</sup>, M.G. Gladush<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*National Research University Higher School of Economics  
101000, Moscow, Myasnitskaya Street 20*

<sup>2</sup>*Institute for Spectroscopy RAS  
108840, Moscow, Troisk, Fizicheskay Street 5*

<sup>3</sup>*Moscow State Pedagogical University  
119991, Moscow, Moscow, Malaya Pirogovskaya Street 1\1  
\*e-mail: ksmirno@yandex.ru*

In this paper presented the results of applying the quantum kinetic method based on BBGKI chains to calculate the excitation and emission spectra for a paired non-identical emitters. Various curves are shown corresponding to different pump-detection schemes. The results of experimental observation of excitation spectra on terylene molecules in o-dichlorobenzene films are also presented.

**Key words:** single emitters, dipole-dipole interaction, BBGKY, fluorescence.

## СУПРАМОЛЕКУЛЯРНЫЕ КОМПЛЕКСЫ НА ОСНОВЕ МЕЗО-ЗАМЕЩЕННЫХ ПОРФИРИНОВ С ПОЛИСАХАРИДАМИ

А. Старухин<sup>1,\*</sup>, Т. Павич<sup>1</sup>, А. Романенко<sup>1</sup>, Л. Гайна<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, проспект Независимости, 68-2, Беларусь

<sup>2</sup>Университет Бабес Болия, факультет химии и химической инженерии, Улица Когалниччану, 1, Клуж-Напока, Румыния

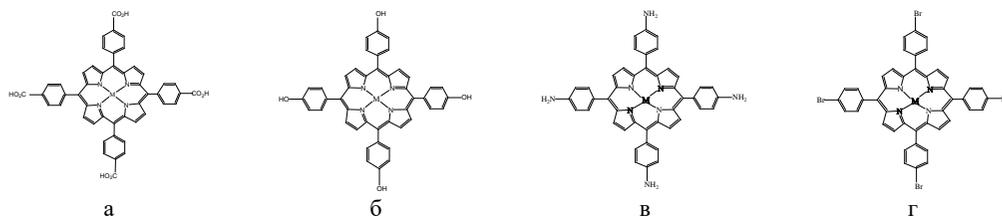
\*e-mail: starukhin@mail.ru

Разработаны методики синтеза свободных оснований мезо-замещенных порфиринов и их металлокомплексов с активными функциональными карбокси-, amino- и гидроксигруппами. На основании указанных соединений синтезированы супрамолекулярные комплексы порфиринов с моно- и циклосахаридами при применении промежуточных линкеров, а также при прямом соединении порфиринов и сахаридов. Выполнены измерения спектров поглощения, флуоресценции, возбуждения флуоресценции и фосфоресценции для указанных соединений. Измерены времена жизни синглетных и триплетных состояний для синтезированных соединений в различных органических растворителях при 293 и 77К.

**Ключевые слова:** мезо-замещенные порфиринов, моно- и полисахаридами, спектры люминесценции, квантовые выходы люминесценции, времена жизни люминесценции.

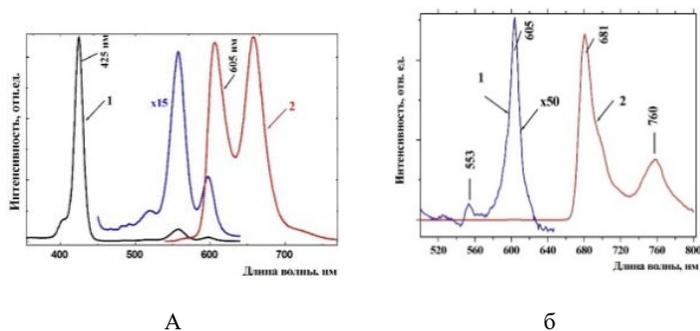
Актуальность создания новых эффективных фотосенсибилизаторов обусловлена их применением в фотодинамической терапии, а также в процессах антибактериальной фотодеструкции. Особенно актуальными представляется создание новых супрамолекулярных комплексов на основе фотосенсибилизаторов, сопряженных с различными полисахаридами в качестве лигандов [1,2]. Такие сопряженные системы будут растворимы в воде и в физиологических растворах, что является необходимым условием для создания фотосенсибилизаторов третьего поколения.

Целью данной работы являлось создание фотосенсибилизаторов супрамолекулярных комплексов, а также исследование их спектральных и фотофизических параметров при низкой и комнатных температурах. Синтезированные свободные основания порфиринов и их металлокомплексов с активными функциональными карбокси-, amino- и гидроксигруппами были использованы для синтеза супрамолекулярных соединений с полисахаридами.



**Рис. 1.** Структурные формулы М-ТССР (а) и М-ТНРР (б), Zn-ТАРР (в) и Zn-ТВrPP (г) где М – H<sub>2</sub>-, Zn(II), Pd(II)

На рисунке 2 приведены спектры для металлокомплексов ТССР в этаноле и тетрагидрофуране (ТГФ) при 293 и 77К. Для всего набора соединений (рисунок 1), а также для супрамолекулярных комплексов порфиринов с моно- и циклосахаридами измерены их спектральные и фотофизические параметры



**Рис. 2.** Спектры возбуждения флуоресценции (1) и флуоресценции (1) Zn-ТСПР в этаноле при 293 (а), флуоресценции (1) и фосфоресценции Pd-ТСПР (2) в ТГФ при 77 К (б)

Последовательное усложнение структуры (увеличение количества разветвленных заместителей, присоединенных к арильным группам в разных положениях порфиринового макроцикла) приводит к батохромному сдвигу спектров. Причиной батохромного сдвига спектров при увеличении дополнительных заместителей является увеличение энергии молекулярной орбитали  $a_{2u}$  и тогда  ${}^1E(a_{2u}, e_g) < {}^1E(a_{1u}, e_g)$ . Например, при переходе от соединения Zn-ТСПР к Zn-ТАРР спектры поглощения и флуоресценции смещаются более чем на 20 нм.

Работа была поддержана средствами Гранта БРФФИ № Ф20РА-013.

### Литература

1. В. Habermeyer et al. / Photochem. Photobiol. Sci. 2018. V. 17. P.1675-1690.
2. Н. Nishie et al. / Oncotarget. 2016. V. 7. P.74259-74268.

## SUPRAMOLECULAR COMPLEXES BASED ON *MESO*-SUBSTITUTED PORPHYRINS WITH POLYSACCHARIDES

A. Starukhin<sup>1,\*</sup>, T. Pavich<sup>1</sup>, A. Ramanenka<sup>1</sup>, L. Gaina<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Independence Av. 68-2, 220072, Minsk, Belarus*

<sup>2</sup>*Babes Bolyai University, Faculty of Chemistry and Chemical Engineering, Str. Kogălniceanu 1, ClujNapoca, RO- 400084, Romania*

\*e-mail: starukhin@mail.ru

The methods of synthesis of free bases *meso*-substituted porphyrins and their metallocomplexes with active functional carboxy-, amino- and hydroxyl- groups have been developed. Based on these compounds, supramolecular complexes of porphyrins with mono- and cyclosaccharides were synthesized using intermediate linkers, as well as by direct coupling of porphyrins and saccharides. Measurements of absorption, fluorescence, fluorescence excitation and phosphorescence spectra for the indicated compounds have been carried out. The lifetimes of singlet and triplet states have been measured for the synthesized compounds in various organic solvents at 293 and 77 K.

**Key words:** *meso*-substituted porphyrins, mono- and polysaccharides, luminescence spectra, luminescence quantum yields, luminescence lifetimes.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИКИ ФОТОНОВ ДЛЯ ПРОВЕРКИ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ МЕРЦАНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СУБМИКРОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПЕРОВСКИТОВ

А.О. Тарасевич<sup>1,2,3\*</sup>, Дж. Ли<sup>4</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>1,2</sup>, И.Г. Щерблыкин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН*

*108840, Троицк, Москва, ул. Физическая, 5*

<sup>2</sup>*Московский педагогический государственный университет*

*119991, Москва, ул. Малая Пироговская, дом 1, строение 1*

<sup>3</sup>*Высшая школа экономики*

*109028, Москва, Покровский бульвар, д. 11*

<sup>4</sup>*Лундский университет*

*Швеция, Лунд, 221 00, бокс 124*

\*e-mail: ao.tarasevich@gmail.com

В данной работе были исследованы кросскорреляционных функций второго порядка фотонов флуоресценции субмикронных кристаллов перовскитов ( $\text{MAPbI}_3$ ) с мерцающей динамикой люминесценции. Анализ измеренных функций показал отсутствие антигруппировки фотонов как для всей совокупности фотонов, так и для фотонов, принадлежащих определенным уровням интенсивности излучения. Полученные данные позволили произвести критический анализ двух моделей, успешно объясняющих эффект мерцания флуоресценции кристаллов перовскитов.

**Ключевые слова:** антигруппировка, захват заряда, мерцание люминесценции, полупроводники, перовскиты

Кристаллы перовскитов представляют огромный интерес для науки и индустрии благодаря своим успехам в фотовольтаике [1]. При этом о природе некоторых явлений, таких как мерцание флуоресценции перовскитов субмикронных и даже микронных размеров, всё еще нет единого мнения. Существуют как минимум две модели, описывающие данное явление: модель излучающих центров (emitting site model) и модель высоко эффективных ловушек (super-trap model) [2]. Обе модели одинаково хорошо объясняют большую часть эффектов в люминесценции субмикронных кристаллов перовскитов. Первая подразумевает, что экситоны захватываются одним или несколькими низко энергитичными стабильными центрами излучательной рекомбинации, каждый из которых является источником одиночных фотонов [3]. При этом эти центры могут переключаться между двумя состояниями (с минимальным и максимальным квантовым выходом). Случайным переключением этих центров и объясняется мерцание флуоресценции. Модель высоко эффективных ловушек же постулирует существование метастабильных безызлучательных рекомбинационных центров, способных захватывать экситоны, тем самым понижая интенсивность флуоресценции целого кристалла. Мерцание флуоресценции в данной модели объясняется случайным появлением и исчезновением подобных ловушек [4].

Из первой модели (в отличие от второй) следует присутствие хотя бы частичной антигруппировки фотонов флуоресценции. Анализ измеренных функций показал отсутствие антигруппировки фотонов как для всей совокупности фотонов, так и для фотонов, принадлежащих определенным уровням интенсивности излучения, что свидетельствует в пользу модели высоко эффективных ловушек [5].

Данная работа была осуществлена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант №20–12–00202).

## Литература

1. S. D. Stranks, H. J. Snaith, Nat. Nanotechnol. 2015, 10, 391. Lario D., Kallenrode M.B., Decker R.B. et al. // Astrophys. J. 2006. V. 653. P. 1531.

2. Y. Tian, A. Merdasa, M. Peter, M. Abdellah, K. Zheng, C. S. Ponseca, T. Pullerits, A. Yartsev, V. Sundström, I. G. Scheblykin, *Nano Lett.* 2015, 15, 1603.
3. J. Yu, D. Hu, P. F. Barbara, *Science* 2000, 289, 1327.
4. A. Merdasa, Y. Tian, R. Camacho, A. Dobrovolsky, E. Debroye, E. L. Unger, J. Hofkens, V. Sundström, I. G. Scheblykin, *ACS Nano* 2017, 11, 5391.
5. Eremchev I. Y. et al. Lack of Photon Antibunching Supports Supertrap Model of Photoluminescence Blinking in Perovskite Sub-Micrometer Crystals // *Advanced Optical Materials.* – 2021. – Т. 9. – №. 3. – С. 2001596.

## PHOTON STATISTICS INVESTIGATION TO TEST DIFFERENT MODELS OF FLUORESCENCE BLINKING OF SUBMICROMETER PEROVSKITE CRYSTALS

A.O. Tarasevich<sup>1,2,3\*</sup>, J. Li<sup>4</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>1,2</sup>, I.G. Sheblykin<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Institute of spectroscopy RAS*

*Fizicheskaya 5, Troitsk, Moscow 108840, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow pedagogical state university*

*Malaya Pirogovskaya Str. 1/1, Moscow 119991, Russia*

<sup>3</sup>*Higher school of economics*

*Pokrovsky bulvar 11, Moscow 109028, Russia*

<sup>4</sup>*Lund university*

*Box 124, Lund SE-22100, Sweden*

\*e-mail: ao.tarasevich@gmail.com

This work deals with investigation of second order cross-correlation functions of fluorescence photons of submicrometer perovskite crystals (MAPbI<sub>3</sub>) which have blinking luminescence dynamics. Analysis of measured functions showed absence of the photon antibunching effect for all photons as well as for photons from specific intensity level. Received data let to make critical analysis of two models which are good in explanation of perovskites fluorescence blinking effect.

**Key words:** antibunching, charge trapping, luminescence blinking, semiconductors, perovskites

# ТРАНСФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МОД В ФАЗОВОМ МОДУЛЯТОРЕ

Е.Н. Попов, А.И. Трифанов\*

*Университет ИТМО*  
192284, Санкт-Петербург, Кронверкский пр. 49А  
\*e-mail: alextrifanov@gmail.com

В работе мы исследовали возможности описания поляризационного состояния многомодового квантово-оптического сигнала на выходе фазового модулятора при модуляции однотонального сигнала с определенной поляризацией. Предложен операторный формализм, обобщающий поляризационный вектор-оператор Стокса, а также исследованы трансформационные свойства операторов, описывающих наблюдаемые свойства поляризации.

**Ключевые слова:** поляризационный оператор Стокса, многомодовый свет, фазовая модуляция квантово-оптического сигнала.

Разработка квантовой теории фазового модулятора связана с известными трудностями описания унитарной квантовой динамики многомодового сигнала, если исходить из аналогии с классической моделью фазового модулятора. В работе [1] была предложена полностью квантовая модель процесса фазовой модуляции, основанная на эффективном гамильтониане квантового многомодового параметрического процесса, включающего произвольное, но конечное число мод. В рамках этой явно решаемой модели были найдены выражения для оператора эволюции и бозонных операторов в представлении Гейзенберга. Также был произведен анализ асимптотического поведения модели и показано, что в пределе бесконечного числа мод и в случае классического состояния модулирующего сигнала, получается хорошо известная классическая модель.

В работе [2] модель предложенная в [1] была применена к описанию процесса фазовой модуляции света, с учетом поляризации, когда индекс модуляции зависит от его поляризационной компоненты. Были найдены степень и параметры поляризации отдельных частотных компонент при известном состоянии поляризации входного однотонального сигнала. С этой целью были исследованы трансформационные свойства поляризационных операторов Стокса, отвечающих отдельным частотным модам.

В настоящей работе мы продолжаем исследование процесса модуляции квантово-оптического сигнала, обобщая понятие поляризации на многомодовые системы и рассматривая коллективные поляризационные операторы Стокса, позволяющие учитывать корреляционные свойства поляризаций различных частотных компонент. Мы предлагаем способ описания таких операторов оператора и рассматриваем их трансформационные свойства, а также свойства моментов, которые описывают нетривиальные и неклассические свойства поляризованного света.

## Литература

1. Miroshnichenko G.P. et. al. // JOSA B. 2017. V. 34. № 6. 061177-14
2. Trifanov A.I., Kiselev A.D., Miroshnichenko G.P. // Proc. Conf. Days on Diffraction. 2017. pp. 315 - 318.

## TRANSFORMATION PROPERTIES OF POLARIZATION MODES IN PHASE MODULATOR

**E.N. Popov, A.I. Trifanov**

*ITMO University*  
192284, Saint Petersburg, Kronverksky 49A  
\*e-mail: alextrifanov@gmail.com

Here we investigate the ways to describe a polarization state of a multimode quantum optical signal at the output of a phase modulator during the phase modulation process of single-tone signal with definite polarization. We suggest an operator formalism which generalizes Stokes polarization operator and investigates transformation properties of operators, which describe observable properties of quantum light.

**Key words:** polarization Stokes operator, multimode light, phase modulation of optical quantum light

# НЕМАРКОВСКАЯ ДИНАМИКА СИСТЕМЫ ДВУХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ В РЕЖИМЕ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ С БОЗОННЫМ РЕЗЕРВУАРОМ

В.А. Михайлов<sup>1,\*</sup>, Н.В. Трошкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Самарский университет  
443086, г. Самара, Московское шоссе, д. 34  
\*e-mail: va\_mikhailov@mail.ru

Изучена эволюция системы двух диполь-дипольно взаимодействующих атомов в режиме сильной связи с общим бозонным резервуаром. Методом отображения резервуара на полубесконечную цепочку связанных осцилляторов TEDOPA была получена эквивалентная система, допускающая представление состояний в виде матричных произведений, для временной эволюции которых можно использовать быстрые алгоритмы типа t-DMRG. Исследовано влияние величины константы связи и параметров спектральной функции резервуара на динамику населённостей уровней атомов, корреляционные функции полевых операторов совместного излучения и его спектр. Также изучена зависимость корреляционных функций операторов поля излучения одного из атомов и его спектра от параметров другого атома, в частности от соотношения констант связи каждого из атомов.

**Ключевые слова:** диполь-дипольное взаимодействие, два двухуровневых атома, декогеренция, немарковская динамика, корреляционные функции, контур линии излучения.

Модель взаимодействующих двухуровневых систем является одной из основных для изучения коллективных процессов в квантовой оптике и в квантовой физике многих тел. Взаимодействие пары кубитов, находящихся в одном марковском резервуаре или в разных марковских резервуарах, важно для понимания процессов декогеренции и методов защиты от неё [1,2], изучения поведения перепутанности кубитов при наличии процессов декогеренции [3], а также способов организации защищенной от ошибок квантовой памяти [4]. Взаимодействие пары двухуровневых систем со структурированными резервуарами, обладающими значительным временем корреляции, приводят к качественно новым эффектам, особенно в случае, когда их спектральная плотность имеет явно выраженные максимумы [5]. Подобные системы моделируют, например, поведение квантовых точек в фотонных кристаллах [6], где наличие щелей в спектральной функции приводит к появлению локализованных мод и дополнительных максимумов в спектрах излучения. Немарковское взаимодействие с фононным резервуаром обеспечивает появление широких боковых линий в спектрах излучения квантовых точек на основе полупроводниковых кристаллов [7].

В настоящей работе рассматривается динамика пары диполь-дипольно взаимодействующих двухуровневых атомов, находящихся в бозонном резервуаре с лоренцевской спектральной плотностью, моделирующем неидеальную фотоннокристаллическую полость (photonic crystal cavity). На силу связи каждого из атомов с резервуаром не накладывается ограничений, так что условие слабости связи, гарантирующее применимость марковского приближения, может быть нарушено. Для описания эволюции системы в режиме сильной связи используется температурная модификация алгоритма TEDOPA [8,9]. Исходный гамильтониан эквивалентным преобразованием отображается на полубесконечную цепочку осцилляторов. В получающейся системе диполь-дипольно взаимодействующие атомы связаны только с первым осциллятором полубесконечной цепочки, что допускает запись в форме матричного произведения (MPS) или тензорной сети вида TT (tensor train), для которой известны быстрые алгоритмы временной эволюции на основе ренорм-группы матрицы плотности (t-DMRG) или t-MPS. Экспоненциально растущее с течением времени число ненулевых координат в векторе состояния редуцированной системы

эффективно сжимается посредством выбора подходящего базиса оптимизационными методами. При ненулевой температуре исходного резервуара необходимо провести так называемую термализацию полубесконечной цепочки осцилляторов до заданной температуры. Термализация проводится в представлении матричного произведения операторов (МРО) и заключается в дополнительном этапе эволюции в мнимом времени под воздействием гамильтониана окружающей среды [10]. Во время этого этапа перепутанность осцилляторов цепочки возрастает, что существенно усложняет работу с основным этапом эволюции. В настоящей работе используется подход T-TEDOPA [11], основанный на эквивалентности редуцированной динамики открытой квантовой системы, взаимодействующей с бозонным резервуаром конечной температуры и динамики той же системы в бозонном резервуаре нулевой температуры со скорректированной спектральной плотностью.

С использованием T-TEDOPA была численно исследована эволюция населенностей уровней атомов, а также корреляционные функции и спектр совместного поля излучения системы атомов и поля излучения одного из атомов, в зависимости от параметров атомов, констант связи с резервуаром и его спектральной функции. Параллельно приводится сравнение результатов с аналогичными результатами, полученными в марковском приближении посредством квантовой теоремы регрессии и оптического кинетического уравнения в форме Линдблада. Показано совпадение результатов T-TEDOPA с результатами марковского приближения при уменьшении силы связи с резервуаром.

### Литература

1. Biercuk M.J., Uys H., VanDevender A.P. et al. // Nature. 2009. V. 458. P. 996.
2. Uhrig G.S., Lidar D.A. // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. № 1. Art. no. 012301.
3. Bellomo B., Lo F.R., Compagno G. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. № 16. Art. no. 160502.
4. Terhal B.M. // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87. № 2. P. 307.
5. Gribben D., Strathearn A., Iles-Smith J. et al. // Phys. Rev. Research. 2020. V. 2. № 1. Art. no. 013265.
6. Lodahl P., Mahmoodian S., Stobbe S. // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87. № 2. P. 347.
7. Denning E.V., Iles-Smith J., Gregersen N. et al. // Optical Materials Express. 2019. V. 10. № 1. P. 222.
8. Prior J., Chin A.W., Huelga S.F. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. № 5. Art. no. 050404.
9. Chin A.W., Rivas A., Huelga S.F. et al. // J. Math. Phys. 2010. V. 51. № 9. Art. no. 092109.
10. Zwolak M., Vidal G. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. № 20. Art. no. 207205.
11. Tamascelli D., Smirne A., Lim J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. № 9. Art. no. 090402.

## NON-MARKOVIAN DYNAMICS OF A SYSTEM OF TWO INTERACTING TWO-LEVEL ATOMS STRONGLY COUPLED TO A BOSONIC RESERVOIR

V.A. Mikhailov<sup>1,\*</sup>, N.V. Troshkin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Samara University

443086, Samara, Moskovskoye shosse, 34

\*e-mail: va\_mikhailov@mail.ru

We study evolution of a system of two dipole-dipole interacting atoms strongly coupled to a common bosonic reservoir. By means of the TEDOPA method we map the reservoir onto a semi-infinite chain of neighbor-coupled oscillators and obtain an equivalent system that is described by states allowing

transformation to the matrix product state form, time evolution of which can be calculated via fast algorithms of t-DMRG type. We numerically investigate influence of the coupling constant and the parameters of the reservoir spectral density function on dynamics of the atoms levels populations, correlation functions of the joint radiation field operators and its spectrum. Also we investigate dependence of correlation functions of field operators of radiation emitted by one of the atoms and its spectrum on parameters of the other atom, in particular, on the ratio of the atoms coupling constants.

**Key words:** dipole-dipole interaction, two two-level atoms, decoherence, non-Markovian dynamics, correlation functions, radiation line

## ОБОБЩЕННЫЕ ЛЕСТНИЧНЫЕ ОПЕРАТОРЫ

Г.В. Тушавин<sup>1,\*</sup>, А.И. Трифанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО

197101, Санкт-Петербург, Кронверский проспект 49 лит. А.

\*e-mail: gleb@tushavin.ru

Для решения спектральной задачи в некоторых алгебрах, таких как алгебра Гейзенберга-Вейля  $W(1)$  или алгебра  $SU(2)$ , через коммутационные соотношения алгебры вводится пара сопряженных операторов называемых лестничными. Эти операторы позволяют не только найти спектр самосопряженного оператора, но и построить отвечающие ему собственные подпространства. Особенностью указанных алгебр является то, что самосопряженные операторы обладают эквидистантным спектром, что проявляется в их коммутационных соотношениях. В нашей работе мы обобщим определение лестничного оператора и покажем его свойства. В качестве содержательного примера будет выполнено построение лестничных операторов для оператора Казимира алгебры  $SU(2)$ , генераторы которой представлены бозонными полиномами через отображение Жордана-Швингера.

**Ключевые слова:** алгебра  $SU(2)$ , алгебра Гейзенберга-Вейля, отображение Жордана-Швингера, оператор Казимира, лестничные операторы.

Геометрические свойства самосопряженных операторов проявляются в наличии у них собственных подпространств, отвечающих различным вещественным собственным числам. Действие оператора на любой элемент собственного подпространства состоит в умножении этого элемента на собственное число. По сути, относительно оператора любые два элемента собственного подпространства неразличимы: оператор действует одинаково на любой элемент собственного подпространства. Коммутирующие самосопряженные операторы обладают общим набором собственных подпространств, которые определяются уже парой собственных чисел этих операторов. В случае, когда все собственные подпространства набора коммутирующих самосопряженных операторов одномерные, мы можем говорить о полноте соответствующего набора.

Определение полного коммутирующего набора не всегда является тривиальной задачей. Так происходит, например, при рассмотрении различных тензорных представлений алгебр. Для алгебры  $SU(2)[1][2]$ , например, когда спектр оператора Казимира оказывается вырожденным, классификацию неприводимых представлений невозможно выполнить однозначно – возможно лишь искусственно выделить базисные векторы каждого инвариантного пространства. Такое разделение имеет практическое применение, но с точки зрения симметрий инвариантных пространств лишено глубокого смысла. Однако, используя лестничные операторы, оказывается возможным построение однозначной классификации.

Лестничные операторы связывают собственные пространства между собой, а их ядра определяют границы неприводимых представлений. Свойства лестничных операторов позволяют строить множество содержательных конструкций. Обобщенные когерентные состояния, полиномиальные деформации алгебр, различные отображения - Жордана-Швингера, Боголюбова, Примакова-Гольштейна, используют лестничные операторы [3]. Заметим, что используемые в таких конструкциях лестничные операторы действуют на эквидистантных спектрах самосопряженных операторов. Обобщение лестничных операторов на случай неэквидистантного спектра, каким, например, обладает оператор Казимира алгебры  $SU(2)$ , оказывается вполне содержательным.

В нашей работе, помимо обобщения самого понятия лестничного оператора, указывается способ их построения для алгебр определенной конфигурации. По сути, пользуясь аналогией с собственными векторами и спектральным уравнением, удалось найти уравнение на лестничные операторы. Однако, несмотря на схожесть полученных уравнений с уравнениями спектральной теории, особенностью решения является то, что объектом решения является уже

не вектор, а, собственно, оператор.

Для применения сформулированного метода в нашей работе было рассмотрено представление алгебры  $SU(2)$  бозонными полиномами через отображение Жордана-Швингера[4]. Пространство Фока, в котором действуют бозонные операторы, полностью классифицируется собственными числами операторов, связанных с каждой из взаимодействующих мод. При этом, собственных чисел операторов алгебры  $SU(2)$  оказывается недостаточно для полной классификации инвариантных пространств для случаев, когда число взаимодействующих мод превышает три. Мы выполнили построение обобщенных лестничных операторов для оператора Казимира такого представления алгебры  $SU(2)$ , нашли их попарные коммутационные соотношения, определили получившиеся алгебры. Используя самосопряженные операторы получившихся алгебр, мы построили классификацию неприводимых представлений алгебры  $SU(2)$ . Важно заметить, что для алгебр  $W(1)$  и  $SU(2)$  все самосопряженные операторы представляются в виде полиномов соответствующих лестничных операторов, что лишний раз показывает их глубокий структурный смысл.

### Литература

1. Biedenharn L.C., Louck J.D. Angular momentum in quantum physics. // Cambridge university press 1984.
2. Gelfand I.D., Shapiro Z.Ya., Minlos R.,A. Representations of the Rotation and Lorentz Groups and Their Applications // The Pergamon Press 1963.
3. Perelomov A.M. Generalized Coherent States and Their Applications // Springer 1986.
4. Miroshnichenko G.P., Kiselev A.D., Trifanov A. I., Gleim A.V., Algebraic approach to electro-optic modulation of light: exactly solvable multimode quantum model // J. Opt. Soc.Am. B, 2017, Vol. (6), pp. 1177-1190.

## GENERALIZED LADDER OPERATORS

G.V. Tushavin<sup>1\*</sup>, A.I. Trifanov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ITMO university*

*Russia, 197101, St. Petersburg, Kronverkskiy pr., 49*

\*e-mail: gleb@tushavin.ru

To solve the spectral problem in some algebras, such as the Heisenberg-Weyl algebra  $W(1)$  or the algebra  $SU(2)$ , a pair of conjugate operators called ladder operators is introduced through the commutation relations of the algebra. These operators allow not only to find the spectrum of a self-adjoint operator, but also to construct proper subspaces corresponding to it. The peculiarity of these algebras is that self-adjoint operators have an equidistant spectrum, which is manifested in their switching relations. In our paper, we will generalize the definition of the ladder operator and show its properties. As a meaningful example, we will construct ladder operators for the Casimir operator of the algebra  $SU(2)$ , whose generators are represented by bosonic polynomials through the Jordan-Schwinger map.

**Key words:**  $SU(2)$  algebra, Heisenberg-Weil algebra, Jordan-Schwinger map, Casimir operator, ladder operators.

## ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

**О. Федотова<sup>1,\*</sup>, А. Гусаков<sup>2</sup>, Г. Русецкий<sup>1</sup>, О. Хасанов<sup>1</sup>, А. Федотов<sup>3</sup>, Т. Смирнова<sup>4</sup>,  
У. Сапаев<sup>5</sup>, И. Бабушкин<sup>6,7,2</sup>**

<sup>1</sup> *Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению  
ул. П. Бровки 19, Минск, 220072, Беларусь*

<sup>2</sup> *Институт нелинейной оптики и короткоимпульсной спектроскопии им. Макса Борна,  
ул. Макса Борна. 2а, Берлин, 12489, Германия*

<sup>3</sup> *Белорусский государственный университет, физический факультет,  
проспект Независимости 4, Минск, 220030, Беларусь*

<sup>4</sup> *Международный экологический институт им. Сахарова БГУ,  
ул. Долгобродская 23, Минск, 220070, Беларусь*

<sup>5</sup> *Ташкентский Государственный Технический Университет,  
ул. Университетская 2, Олмазарский район, Ташкент, 100095, Узбекистан*

<sup>6</sup> *Институт квантовой оптики Ганноверского университета имени Лейбница,  
Welfengarten 1, Ганновер, 30167, Германия.*

<sup>7</sup> *Cluster of Excellence PhoenixD, Welfengarten 1, Ганновер, 30167, Германия  
\*e-mail: eowynknight@gmail.com*

Исследуются параметры нанокompозитных материалов для преобразования частоты лазерного излучения в ТГц диапазон при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в условиях оптического резонанса

**Ключевые слова:** наноструктуры, квантовые точки, собственный дипольный момент, дипольный момент перехода, экситон, высшие гармоники, терагерц

Для создания компактных источников интенсивного импульсного терагерцового (ТГц) излучения важна разработка схем и устройств, обеспечивающих высокую эффективность преобразования лазерной частоты. На данный момент она может достигать нескольких процентов при оптическом выпрямлении и менее процента при использовании других методов [1]. Нанокompозиты (НК) благодаря высокой нелинейности являются перспективными материалами для повышения эффективности. В наноструктурах, в частности, полупроводниковых квантовых точках (КТ) ZnO, ZnS, CdSe, значения собственного дипольного момента (СДМ) составляют десятки и сотни Дебай, что сравнимо с дипольными моментами переходов между экситонными состояниями. Наличие СДМ также снимает запрет на дополнительные переходы между состояниями экситона, что может повышать вклад в отклик наночастиц на лазерное воздействие, в частности, для генерации новых частот в ТГц диапазоне.

В работе исследуется преобразование частоты импульсного фемтосекундного лазерного излучения в ТГц диапазон при распространении в НК, состоящих из включений КТ из материала с квадратичной нелинейностью (ZnO) в прозрачной диэлектрической матрице с кубической нелинейностью (SiO<sub>2</sub>), при этом несущая частота импульса накачки резонансна переходу между нижними экситонными уровнями. Рассматривается достаточно широкий диапазон входных интенсивностей, включая случаи ионизации материала и сдвига энергетических уровней сильным полем («одетые состояния»). Разработана теоретическая модель, позволяющая изучать связанные резонансные и нерезонансные механизмы конверсии лазерной частоты в материале и оптимизировать состав нанокompозита.

Моделирование распространения импульсов проводится на основе самосогласованной системы для уравнений матрицы плотности (Блоха), описывающей многоуровневые

экситонные переходы, и уравнения однонаправленного распространения лазерного излучения с учетом хроматической дисперсии, оптических нелинейностей второго и третьего порядка матрицы и включений, фотоионизации включений, динамики плазмы свободных электронов и ее влияния на диэлектрическую проницаемость включений. В случае более низких лазерных интенсивностей для описания распространения излучения используется укороченное уравнение Максвелла.

Как показывает анализ, для случая малого СДМ и входной интенсивности  $0,05 \text{ ТВт/см}^2$  выходная эффективность ТГц может достигать  $0,23\%$  при распространении на расстояние  $50 \text{ мкм}$  двух импульсов длительностью  $15 \text{ фс}$  на центральных частотах  $2,26$  и  $2,40 \text{ фс}^{-1}$ , что можно объяснить вкладом экситонного резонанса. Прохождение одиночного  $15 \text{ фс}$ -импульса с входной интенсивностью  $1 \text{ ТВт/см}^2$  и центральной частотой  $2,26 \text{ фс}^{-1}$  (FWHM), на расстояние  $50 \text{ мкм}$  в НК с СДМ  $100 \text{ Дебай}$  позволяет установить нарастание терагерцовой части спектра с ростом длины распространения. Показано, что чем выше входная интенсивность импульса, тем большее число экситонных уровней участвует во взаимодействии со светом.

### Литература

1. S. B. Bodrov, A. N. Stepanov, and M. I. Bakunov, // Opt. Express 2019, Vol. 27, 2396-2410

## PROMISING MATERIALS FOR TERAHERTZ GENERATION BY FEMTOSECOND LASER PULSES

O. Fedotova<sup>1,\*</sup>, A. Husakou<sup>2</sup>, G. Rusetsky<sup>1</sup>, O. Khasanov<sup>1</sup>,  
A. Fedotov<sup>3</sup>, T. Smirnova<sup>4</sup>, U. Sapaev<sup>5</sup>, I. Babushkin<sup>6,7,2</sup>

<sup>1</sup>Scientific -Practical Materials Research Center,  
of the National Academy of Sciences of Belarus 220072, Minsk, P. Brouki str. 19

<sup>2</sup>Max Born Institute, Max Born Str. 2a, 12489 Berlin, Germany

<sup>3</sup>Belarusian State University, Niezaliezhnasci avenue 4, 220030 Minsk, Belarus

<sup>4</sup>International Sakharov Environmental Institute BSU,  
Dauhabrodskaya str. 23, 220070 Minsk, Belarus

<sup>5</sup>Tashkent State Technical University,  
st. University 2, Olmazar district, 100095 Tashkent, Uzbekistan

<sup>6</sup>Institute of Quantum Optics, Leibniz Hannover University,  
Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany

<sup>7</sup>Cluster of Excellence PhoenixD, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany

\*e-mail: eowynknight@gmail.com

The parameters of nanocomposite materials for frequency conversion of laser radiation into the THz range during the propagation of femtosecond laser pulses under conditions of optical resonance are investigated

**Key words:** nanostructures, quantum dots, intrinsic dipole moment, transition dipole moment, exciton, higher harmonics, terahertz

# АНАЛИЗ ИСТОЧНИКОВ СТАТИСТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ БИФОТОННЫХ СПР-ИСТОЧНИКОВ

Д.Н. Фроловцев<sup>1,\*</sup>, С.А. Магницкий<sup>1</sup>, А.В. Дёмин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
119991, ГСП-1, Москва Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений  
119361, г. Москва, ул. Озерная, 46

\*e-mail: frolovtsev@yandex.ru

В докладе излагается методика измерения квантового состояния фотонных пар, генерируемых СПР-источниками. Проанализированы источники погрешностей при измерении матрицы плотности квантовых поляризационных состояний бифотонов. Методика применена в прототипе квантового томографа, созданного для характеристики квантовых состояний бифотонов в рамках разработки российских метрологических стандартов квантовых оптических технологий.

**Ключевые слова:** квантовая метрология, спонтанное параметрическое рассеяние света, квантовая томография, схема совпадений

В настоящий момент в России [1] и в мире [2] активно ведутся работы по созданию метрологических стандартов для квантовых технологий. Одной из задач, актуальных для развития квантовых технологий, является создание методики характеристики квантового поляризационного состояния фотонных пар, генерируемых СПР-источниками [3,4].

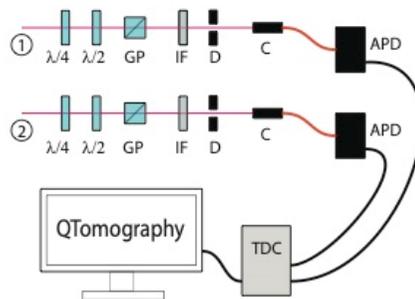
В основе разрабатываемой совместно в МГУ им. Ломоносова и ВНИИОФИ методики лежит использование процедуры квантовой томографии для получения поляризационной матрицы плотности измеряемого потока бифотонов генерируемых СПР-источниками [5,6]. На основе полученной матрицы плотности вычисляется величина Fidelity  $F$  [7],

$$F = \langle \Psi | \hat{\rho} | \Psi \rangle,$$

где  $|\Psi\rangle$  – квантовое состояние, которое генерирует «идеальный» источник, а  $\hat{\rho}$  – матрица плотности излучения, генерируемого тестируемым источником. Величина  $F$  характеризует степень совпадения квантового состояния излучения, генерируемого источником, и «идеального» квантового состояния.

Согласно процедуре квантовой томографии [5,6], для измерения квантового поляризационного состояния бифотонов проводится серия из 16 измерений количества коррелированных фотоотчетов. При этом измерения проводятся в специально заранее рассчитанных измерительных поляризационных базисах. Несмотря на то, что при квантовой томографии используются только измерения, в которых измерительное состояние является факторизуемым, с помощью квантовой томографии можно измерять и запутанные квантовые состояния. В частности, можно измерить фотонные пары, находящиеся в поляризационном состоянии Белла.

Количество коррелированных фотоотчетов измеряется с помощью схемы совпадений. При этом, измеряемой величиной является количество фотоотчетов, совпадающих с точностью до ширины временного окна  $\tau$ , при заданном времени накопления  $T$ . При измерениях с помощью прототипа квантового томографа  $T=30$  с. При измерении количества совпадающих фотоотчетов неизбежно присутствует статистическая погрешность. Для оценки влияния статистической погрешности проведён статистический анализ количества коррелированных фотоотчетов и соответствующей неопределённости. Получено, что количество зарегистрированных коррелированных фотоотчетов имеет пуассоновскую статистику и показано, что величина относительной неопределённости  $\delta \propto T^{-1/2}$ , и может быть уменьшена до необходимого уровня путём увеличения времени накопления  $T$ .



**Рис. 1.** Схема прототипа квантового томографа.  $\lambda/2$  и  $\lambda/4$  – полу- и четвертьволновые пластинки, GP – призмы Глана, IF – интерференционные светофильтры, D – диафрагмы, C – коллиматоры, APD – детектор одиночных фотонов, TDC – время-цифровой преобразователь

Наряду со статистической погрешностью, при проведении процедуры квантовой томографии присутствует ряд источников инструментальной погрешности – погрешность при установке волновых пластинок Универсальных поляризаторов, джиттер детекторов и время-цифрового преобразователя, случайные совпадения, вызванные темновыми фотоотсчетами. Расчеты показали, что необходимо учитывать погрешность при установке волновых пластинок. В прототипе квантового томографа эта величина составила  $\delta\theta = 1^\circ$ .

Для проведения тестирования был выбран двухкристальный источник фотонных пар, генерирующий фотонные пары в поляризационном состоянии Белла  $|\Phi^+\rangle$ . При этом величина Fidelity составила  $F = 0,92 \pm 0,04$ .

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект No 21-12-00155).

### Литература

1. Metrology of single photons for quantum information technologies / S. A. Magnitskii, D. N. Frolov, D. P. Agapov et al. // Measurement Techniques. — 2017. — Vol. 60, no. 3. — P. 1–7.
2. GS QKD 011 QKD Quantum Key Distribution (QKD); Component characterization: characterizing optical components for QKD systems
3. Frolov D. N., Magnitskiy S. A., Demin A. V. Quantum tomograph for measurement and characterization of quantum states of biphoton sources // Measurement Techniques. — 2020. — Vol. 63, no. 4. — P. 273–280
4. Д.Н. Фроловцев, С.А. Магницкий, А.В. Дёмин, Методика измерения поляризационно-запутанных состояний бифотонов с помощью квантового томографа // Измерительная техника, 2021 (принята в печать)
5. С.А. Магницкий и др. Фантомная поляриметрия в классическом и квантовом свете // Вестник МГУ. Физика. Астрономия, 2021 (принята в печать)
6. D.F. James et al // Phys. Rev. A. 2005. V. 64. P. 052312
7. W.K. Wootters // Quant. Inf. & Comp. 2001. V. 1. No 1. P. 27

## ANALYSIS OF THE ORIGIN OF STATISTICAL ERRORS IN THE TOMOGRAPHIC CHARACTERIZATION OF SPDC SOURCES

D.N. Frolov<sup>1,\*</sup>, S.A. Magnitskiy<sup>1</sup>, A.V. Demin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics.  
Russian Federation, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2, Faculty of Physics.*

\*e-mail: frolov<sup>1</sup>@yandex.ru

<sup>2</sup>*All Russia Research Institute of Optophysical Measurements (VNIIOFI)  
Russian Federation, 119361, Moscow, Ozernaya street, 46.*

The report describes a technique for measuring the quantum state of photon pairs generated by SPDC sources. The sources of errors in measuring the density matrix of quantum polarization states of biphotons are analyzed. The technique is applied in a prototype of a quantum tomograph designed to characterize quantum states of biphotons as part of the development of Russian metrological standards for quantum optical technologies.

**Key words:** quantum metrology, spontaneous parametric down-conversion, quantum tomography, coincidence circuit

## ДИНАМИКА ЛАЗЕРНЫХ ФИЛАМЕНТОВ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

В.А. Халяпин<sup>1,\*</sup>, А.Н. Бугай<sup>2</sup>

<sup>1</sup>БФУ им. И. Канта, 236016, г. Калининград, ул. А.Невского, 14; ФГБОУ ВО «Калининградский государственный технический университет», 236022, Калининград, Советский пр., 1

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна, ул. Жолио Кюри, 6  
\*e-mail: slavasxi@gmail.com

Исследовано распространение интенсивных лазерных импульсов в нелинейных средах с одноосной анизотропией при учете эффектов генерации второй гармоники и фотоионизации с образованием филаментов. С помощью метода моментов получено квазистационарное решение, представляющее связанную динамику основного сигнала обыкновенной компоненты и вторую гармонику необыкновенной.

**Ключевые слова:** фотоионизация, филаментация, вторая гармоника.

Филаментация высокоинтенсивного лазерного излучения в режиме фотоионизации хорошо изучена как экспериментально, так и теоретически для изотропных прозрачных диэлектриков [1]. Однако соответствующие процессы в анизотропных средах изучены недостаточно детально.

В настоящей работе с помощью приближенных аналитических методов и численного моделирования рассматривается динамика филаментов в режиме фотоионизации при учете генерации второй гармоники в обыкновенно-необыкновенной геометрии. Будем предполагать, что при этом выполняются условия фазового и группового синхронизма. Тогда, уравнения, описывающие соответствующую динамику, примут вид [1-3]:

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial z} + \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \psi_1 - \frac{i\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tau^2} + i\alpha_1 \psi_1^* \psi_2 - i\eta \rho \psi_1 = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \psi_2}{\partial z} + \frac{i}{4k_0} \Delta_{\perp} \psi_2 - \frac{i\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \tau^2} + i\alpha_2 \psi_1^2 - \frac{i\eta}{4} \rho \psi_2 = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = N_0 \sigma_1 |\psi_1|^{2m_1} + N_0 \sigma_2 |\psi_2|^{2m_2}. \quad (3)$$

Здесь  $\psi_1, \psi_2$  – огибающие основной гармоники (обыкновенная волна) и второй гармоники (необыкновенная волна),  $z$  – координата распространения,  $\alpha_1, \alpha_2$  – коэффициенты квадратичной нелинейности соответствующих компонент,  $k_0 = \omega n_0 / c$ ,  $n_0$  – показатель преломления на основной частоте  $\omega$ ,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\beta_{21}, \beta_{22}$  – коэффициенты дисперсии групповой скорости на основной и удвоенной частотах,  $\rho$  – концентрация свободных носителей заряда, образующихся в процессе фотоионизации,  $N_0$  – концентрация атомов вещества,  $\sigma_1, \sigma_2$  – коэффициенты, пропорциональные сечениям фотоионизации для основной и второй гармоник,  $m_1, m_2$  – порядки многофотонной ионизации соответствующих компонент,  $\eta = k_0 / (2n_0 \rho_c)$ ,  $\rho_c = \varepsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$  – критическая плотность, при которой электронная плазма становится непрозрачной,  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума.

Уравнения на параметры филамента в работе получены с помощью метода моментов [4,5], с использованием пробных функций вида

$$\psi_{1,2} = B_{1,2} \exp \left[ -\frac{\tau^2}{2\tau_{1,2}} - \frac{r^2}{2R_{1,2}} + i \left( \phi_{1,2} - \frac{\varepsilon_{1,2} r^2}{2R_{1,2}} \right) \right], \quad (6)$$

где  $B_{1,2}$  – амплитуды сигналов,  $\tau_{1,2}$  – временные длительности,  $R_{1,2}$  – поперечные размеры компонент сигнала,  $\varepsilon_{1,2}$  – описывают кривизну волновых поверхностей,  $\phi_{1,2}$  – фазы. Все параметры зависят от координаты  $z$ .

Полученные из уравнений для моментов стационарные решения для параметров пробной функции обобщают известные аналитические результаты для оптических пульс в режиме генерации второй гармоники [3] на случай высоких интенсивностей, когда происходит формирование плазмы. Результаты данной работы также могут быть использованы для анализа структурной модификации квадратично-нелинейных кристаллов, образующихся при филаментации фемтосекундных импульсов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-11-01157).

### Литература

1. Couairon A., Mysyrowicz A. // Phys. Rep. 2007. V. 441. P. 47.
2. Menyuk C.R., Schick R., Torner L. // J. Opt. Soc. Am. B. 1994. V.11. № 12. P. 2434.
3. Sazonov S.V., et al // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. P. 022208.
4. Maimistov A.I.// JETP. 1993. V. 77. P. 727.
5. Santhanam J. et al. // Opt.Comm. A. 2001. V. 222. P. 413.

## DYNAMICS OF LASER FILAMENTS IN QUADRATIC NONLINEAR MEDIA

V.A. Khalyapin<sup>1,\*</sup>, A.N. Bugay<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Kaliningrad, Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad State Technical University, Kaliningrad, Russia.*

<sup>2</sup>*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

\*e-mail: slavasxi@gmail.com,

The propagation of intense laser pulses in nonlinear media with uniaxial anisotropy is investigated taking into account the effects of second harmonic generation and photoionization with the formation of filaments. Using the method of moments, a quasi-stationary solution is obtained, representing the coupled dynamics of the main signal of an ordinary component and the second harmonic of an unordinary one.

**Key words:** photoionization, filamentation, second harmonic.

## ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ДЛЯ ДОПИНГ-АНАЛИЗА ЗАПРЕЩЁННЫХ В СПОРТЕ СУБСТАНЦИЙ

М.С. Хецева<sup>1\*</sup>, А.И. Аржанов<sup>1,2</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>1,2,3</sup>, К.А. Магарян<sup>1</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2,3</sup>,  
Н.А. Коверга<sup>1</sup>, Е.П. Кожина<sup>1,3,4</sup>, Д.Р. Курмалеев<sup>1</sup>, А.Ю. Нелюбов<sup>5</sup>, А.О. Тарасевич<sup>1,2</sup>,  
А.В. Наумов<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет,  
Москва, улица Малая Пироговская, 1

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН, Москва, Троицк, ул. Физическая 5

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Троицк, ул. Физическая 11

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт, Московская область, Долгопрудный,  
Институтский переулок, 9,

<sup>5</sup>Сколковский институт науки и технологий  
Москва, Большой бульвар д.30, стр.1

\*e-mail: khetseva.mar@gmail.com

Обнаружение запрещенных субстанций, а также их метаболитов (маркеров) при выявлении случаев нарушений антидопинговых правил, в т.ч. допущенных по неосторожности, требует разработки новых чувствительных методов качественного и количественного анализа. Данная задача является особенно актуальной в связи необходимостью предупреждения случаев дискредитации спортсменов. Нами были исследованы образцы мельдония разной концентрации, адсорбированного на стеклянные подложки и на наноструктурированные SERS-подложки. Показана принципиальная возможность использования техники гигантского комбинационного рассеивания света для идентификации малых количеств активного вещества такого типа.

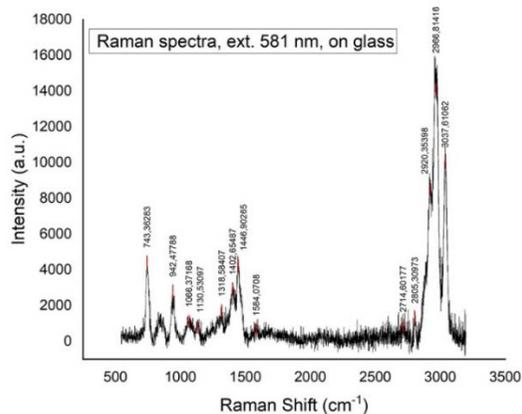
**Ключевые слова:** мельдоний, милдронат, спорт, Всемирный антидопинговый кодекс, комбинационное рассеяние света, гигантское комбинационное рассеяние света, наноструктура, SERS-подложка.

Метод комбинационного рассеяния света (КРС) широко используется для идентификации вещества в простых и сложных смесях органического и неорганического характера. Одним из актуальных и востребованных приложений оптико-спектральных методов становится поиск и идентификация лекарственных препаратов, содержащих фармакологически активные вещества, употребление которых запрещено в спорте высших достижений. Нарушения, связанные с употреблением запрещенных субстанций, контролируются, в первую очередь, Всемирным антидопинговым агентством (ВАДА) [1] и подробно изложены во Всемирном антидопинговом кодексе [2]. К антидопинговым организациям также приравниваются Международный олимпийский комитет, Международный паралимпийский комитет, международные федерации по видам спорта, оргкомитеты крупных соревнований и национальные антидопинговые организации, в чьи обязанности входит принятие и выполнение антидопинговых правил, а также контроль за исполнением правил и принципов Кодекса. При нарушении правил Кодекса спортсмен может быть наказан дисквалификацией и отстранением от спортивной деятельности на какой-либо срок или на всю жизнь, а также может быть лишен спортивных наград и титулов.

Наиболее интересным в данной проблеме может стать перспектива точного количественного анализа обнаруженных в пробе спортсменов субстанций или их метаболитов, или маркеров, по причине употребления данного вещества до момента его включения в список запрещенных или в результате наличия разрешения на терапевтическое использование (ТИ) [2]. Получение спортсменами разрешения на ТИ при имеющихся медицинских показаниях также предусмотрено Всемирным антидопинговым кодексом. Кроме этого, существует понятие «загрязненный продукт» – это продукт, который содержит запрещенные субстанции,

неуказанные на этикетке, и может быть употреблен спортсменом по неосторожности или незнанию вместе с продуктами питания или лекарственными препаратами, разрешенными для ТИ. Причем концентрация активного вещества зачастую может быть очень низкой. В данном контексте методы спектроскопии могут стать эффективным способом обнаружения любых веществ, каким-либо образом попавших в организм спортсменов, в их продукты питания, личные вещи или помещения, в которых могут находиться спортсмены. Разрабатываемые методики идентификации должны быть направлены на выявления умышленного нарушения спортсменом принципов олимпизма и антидопинговых правил или же для предотвращения попыток дискредитации спортсменов перед спортивным сообществом – ВАДА, международными спортивными организациями, организаторами соревнований и прочими лицами. Анализ образцов, содержащих определенные количества запрещенных субстанций, может дать информацию о соответствии нормам разрешенного ТИ, или выявления фактов нарушения антидопинговых правил по халатности спортсмена, тренера или медицинского персонала.

Одним из эффективных способов идентификации и количественного анализа запрещенных в спорте веществ могут стать методы комбинационного рассеяния света и гигантского комбинационного рассеяния света (SERS (англ.) – усиленное поверхностью комбинационное рассеяние света). В настоящей работе исследовались образцы с фармакологически активным веществом – мельдонием, который с 2016 года включен в список запрещенных субстанций [1]. Мельдоний относится к группе S4 метаболических средств и гормонов (в соответствии с классификацией ВАДА) и входит в состав таких известных лекарственных препаратов как «Мельдоний», «Милдронат», «Кардионат» и др., рекомендуемых при хронической сердечной недостаточности, нарушениях мозгового кровообращения, пониженной работоспособности, физическом перенапряжении, способствует улучшению метаболизма.



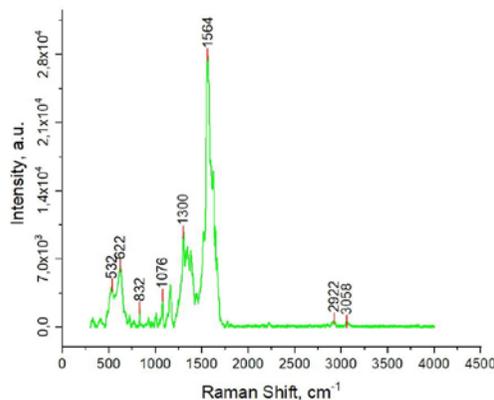
**Рис. 1.** Спектр КРС, зарегистрированный от водного раствора мельдония с концентрацией 100 мг/мл, нанесенного на стеклянную подложку.

Нами были исследованы образцы, приготовленные на основе медицинского препарата «Милдронат», представляющего собой водный раствор с концентрацией 100 мг мельдония дигидрата на 1 мл воды. Помимо концентрированного раствора с использованием дистиллированной воды были приготовлены разбавленные образцы с соотношением концентраций: 1:2, 1:10, 1:100 относительно исходного значения. Для изготовления образцов были использованы стеклянные подложки и наноструктурированные подложки, предназначенные для спектроскопии усиленного поверхностью КРС (SERS-метаповерхности) [3,4]. Капли приготовленных растворов активного вещества наносили на поверхность стеклянных и SERS-подложек при помощи дозатора.

Образцы с мельдонием были исследованы с помощью методов спектроскопии поглощения и люминесценции, а также фурье-спектроскопии. Результаты измерений на спектрофотометре

СФ-2000 и широкодиапазонном фурье-спектрометре BRUKER IFS-125, показали, что все исследуемые образцы не поглощают и не люминесцируют в видимом диапазоне. Для исключения эффектов концентрационного тушения были исследованы как концентрированные, так и разбавленные образцы. Фурье-спектры в ИК-области оказались более структурированными, но реализованное соотношение сигнал/шум не позволило получить достоверные результаты. Наиболее информативные данные были получены методом КРС.

При облучении образцов лазером на длинах волн 452 и 581 нм [5] были получены спектры КРС с хорошо разрешенной структурой. Измеренные спектры были проанализированы в сравнении с немногочисленными литературными данными (см., например [6]). Полученные данные свидетельствуют о возможности использования техники КРС для идентификации мельдония в жидком растворе. Дополнительно была исследована зависимость интенсивности сигнала КРС от концентрации активного вещества для образцов на стеклянных подложках. Наиболее интенсивный и структурированный спектр был получен при длине волны возбуждающего лазерного излучения 581 нм для неразбавленного раствора мельдония (рис. 1). По мере уменьшения концентрации активного вещества (растворы 1:2 и 1:10) интенсивность спектра уменьшалась, а его структура становилась менее информативной. Для раствора 1:100 на стеклянной подложке вовсе не удалось зарегистрировать спектр КРС.



**Рис. 2.** Спектр ГКР, зарегистрированный от водного раствора мельдония с концентрацией 1 мг/мл, нанесенного на SERS-подложку с серебряными нанопроволоками.

Кроме того, были выполнены тестовые измерения спектров КРС света на образцах с низкой концентрацией мельдония с использованием SERS-метаповерхностей – подложек с серебряными нанопроволоками, изготовленными методом шаблонного синтеза [4]. Для образца с концентрацией активного вещества 1 мг/мл был зарегистрирован спектр гигантского комбинационного рассеяния света, что свидетельствует о возможности использования данного метода для детектирования низких концентраций препарата в растворах.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания Московского педагогического государственного университета (МПГУ) «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации (АААА-А20-120061890084-9) совместно с Центром коллективного пользования «Структурная диагностика материалов» Федерального исследовательского центра РАН «Кристаллография и фотоника». Исследования новых материалов и методов фотоники выполняются в рамках темы государственного задания Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

## Литература

1. World Anti-Doping Agency, World Anti-Doping Agency (WADA) International Standard Prohibited List 2021 (Accessed 20 August 2021),
2. Всемирный антидопинговый кодекс 2021, [https://www.wada-ama.org/sites/default/files/resources/files/2021\\_vsemirnyy\\_antidopingovyy\\_kodeks.pdf](https://www.wada-ama.org/sites/default/files/resources/files/2021_vsemirnyy_antidopingovyy_kodeks.pdf).
3. Kozhina E.P., Bedin S.A., Nechaeva N.L. et al. // Applied Sciences. 2021. V. 11. No. 4. Art. No. 1375.
4. Кожина Е.П., Андреев С.Н., Тараканов В.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1725.
5. Кожина Е.П. // Фотоника. 2019. Т. 13. № 1. С. 40.
6. Tastekova E.A., Polyakov A.Y., Goldt A.E. et al. // Beilstein J. Nanotechnol. 2018. V. 9. P. 880.

## OPTICAL SPECTROSCOPY AND RAMAN SCATTERING FOR DOPING ANALYSIS OF SUBSTANCES PROHIBITED IN SPORTS

M.S. Khetseva<sup>1,\*</sup>, A.I. Arzhanov<sup>1,2</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>1,2,3</sup>, K.A. Magaryan<sup>1</sup>,  
K.R. Karimullin<sup>1,2,3</sup>, N.A. Koverga<sup>1</sup>, E.P. Kozhina<sup>1,3,4</sup>, D.R. Kurmaleev<sup>1</sup>, A.Yu. Neluybov<sup>5</sup>,  
A.O. Tarasevich<sup>1,2</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Moscow Pedagogical State University, 29/7 Malaya Pirogovskaya str., 119992 Moscow, Russia

<sup>2</sup>Institute for Spectroscopy, Russian Academy of Science, 5 Fizicheskaya str., 108840 Moscow, Troitsk, Russia

<sup>3</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Branch in Troitsk, 11 Fizicheskaya str., 108840 Moscow, Troitsk, Russia

<sup>4</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, 141701, Russia

<sup>5</sup>Skolkovo Institute of Science and Technology, 30 Bolshoy Boulevard, bld. 1, 121205, Moscow, Russia

e-mail: khetseva.mar@gmail.com

Detection of prohibited substances, as well as their metabolites (markers) in cases of violation of anti-doping rules, including ones admitted by negligence, requires the development of new sensitive methods of qualitative and quantitative analysis. This task is especially important in connection with the necessity of prevention of discrediting athletes. We have studied samples of meldonium of different concentrations, adsorbed on glass substrates and on nanostructured SERS surfaces. The fundamental possibility of using the technique of SERS-spectroscopy for the identification of small amounts of an active substance of this type is shown.

**Key words:** meldonium, mildronate, sport, World Anti-Doping Code, Raman scattering, SERS, nanostructure, SERS-surface.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРА, СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ПО РЕЗОНАТОРУ ФАБРИ-ПЕРО С КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

Э.О. Чиглинцев<sup>1,2,\*</sup>, К.С. Кудеяров<sup>2</sup>, А. А. Головизин<sup>2</sup>, А. С. Борисенко<sup>2</sup>, Н.О. Жаднов<sup>2</sup>,  
И. В. Заливако<sup>2</sup>, Д.С. Крючков<sup>2</sup>, Г.А. Вишнякова<sup>2</sup>, К.Ю. Хабарова<sup>1,2</sup>,  
Н.Н. Колачевский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Российский Квантовый Центр  
121205, Москва, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30,  
стр. 1*

<sup>2</sup>*ФГБУН Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
119991, Москва, Ленинский проспект, 53  
\*e-mail: emilchiglincev@gmail.com*

Разработан ультрастабильный лазер с длиной волны 1550 нм. Теоретический подсчет свидетельствует о том, что относительная нестабильность частоты лазера может достичь  $5,4 \cdot 10^{-17}$  при использовании монокристаллического кремния в качестве тела и подложек резонатора Фабри-Перо в конфигурации с многослойными кристаллическими отражающими покрытиями GaAs/AlGaAs. Была создана система стабилизации частоты лазера на основе полностью кристаллического резонатора Фабри-Перо. Экспериментально была получена девиация Аллана, характеризующая нестабильность частоты лазера, при сличении трех ультрастабильных лазеров с помощью оптической гребенки. Ультрастабильные лазеры интересны в различных научных задачах: прецизионная спектроскопия, поиск темной материи, построение атомных часов.

**Ключевые слова:** ультрастабильный лазер, монокристаллический кремниевый резонатор, кристаллические покрытия, сличение частот лазеров

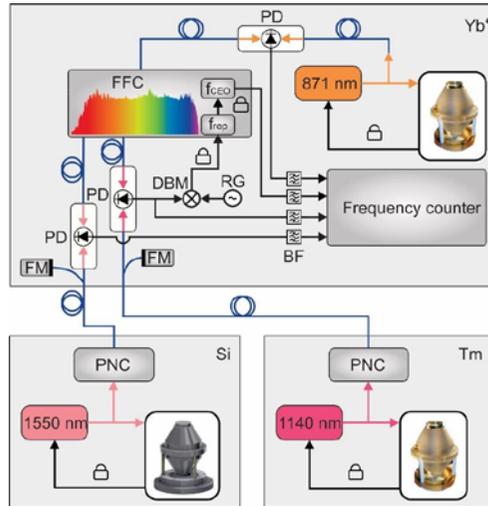
Ультрастабильные лазеры находят применение в различных научных задачах: прецизионная спектроскопия [1], изучение дрейфа фундаментальных констант, поиск темной материи [2]. Такие лазеры являются ключевыми компонентами атомных часов, относительная нестабильность которых может достигнуть  $6 \times 10^{-19}$  на времени усреднения около одного часа [3]. Подобные характеристики открывают перспективы для использования атомных часов в качестве сенсоров, например, при составлении карты геопотенциала Земли [4] или в экспериментах по изучению гравитационных волн (LIGO) [5].

В данной работе описывается стабилизация частоты лазера с длиной волны 1550 нм по резонатору Фабри-Перо методом Паунда-Дривера-Холла [6]. Нестабильность частоты лазера зависит от флуктуаций длины между зеркалами резонатора, что делает необходимым стабилизацию температуры резонатора и подавление вибраций. Фундаментальное ограничение на нестабильность длины резонатора накладывают тепловые шумы составных частей резонатора: тела резонатора, подложек и отражающих покрытий.

Подходящим материалом для изготовления тела резонатора и подложек с низким уровнем тепловых шумов является монокристаллический кремний. В качестве отражающих покрытий зеркал используются многослойные кристаллические структуры GaAs/AlGaAs. Такие зеркала имеют высокий коэффициент отражения и высокую механическую добротность, позволяющую снизить уровень теплового шума. Предельно достижимая относительная нестабильность частоты полностью кристаллического резонатора составляет  $5,4 \times 10^{-17}$ , что на порядок меньше, чем при использовании резонаторов с диэлектрическими многослойными отражающими покрытиями SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ( $2,2 \times 10^{-16}$ ). В ходе работы полностью кристаллический резонатор был изготовлен, помещен в криогенную вакуумную камеру с уровнем вакуума  $6 \times 10^{-9}$  мбар и охлажден до 124 К - температуры нулевой точки коэффициента температурного расширения кремния.

Для характеристики стабильности лазера на длине волны 1550 нм, стабилизированного по кристаллическому резонатору методом Паунда-Дривера-Холла, было проведено сличение

методом “треуголки” с двумя другими ультрастабильными лазерными системами на длинах волн 1140 нм и 871 нм, расположенными в разных лабораториях ФИАН. Для переноса стабильности между различными спектральными диапазонами использовалась фемтосекундная гребенка. На рис.1 изображена схема сличения трех лазеров в ФИАНе.



**Рис. 1.** Схема сличения трех ультрастабильных лазеров в ФИАНе. Все три лазера размещены в различных лабораториях (Yb+, Si, Tm), соединенных волоконными линиями. FFC – фемтосекундная гребенка частот,  $f_{rep}$  – частота повторений гребенки,  $f_{CEO}$  – офсетная частота гребенки, PD - фотодетектор, FM – фарадеевское зеркало, DBM – двойной балансный смеситель, RG – опорный генератор, PNC – блок компенсации фазовых шумов, BF – полосовые фильтры. Замком обозначена фазовая привязка.

Результатом сличения стало определение девиации Аллана, спектральной плотности мощности фазовых шумов и скорости относительного дрейфа частот всех трех лазеров. Девиация Аллана лазерной системы на длине волны 1550 нм достигает минимума на времени усреднения 30 мс и составляет примерно  $10^{-14}$ , что существенно превышает уровень тепловых шумов. Такой результат вызван колебаниями частоты с периодом порядка 600 с, что свидетельствует, по-видимому, о воздействии на систему флуктуаций температуры в лаборатории. Для стабильности частоты данной лазерной системы необходима доработка оптоэлектронной системы стабилизации.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант 19-72-10166).

### Литература

1. Beyer A, Maisenbacher L, Matveev A, Pohl R, Khabarova K, Grinin A, Lamour T, Yost D C, Hänsch T W, Kolachevsky N and Udem T 2017 The Rydberg constant and proton size from atomic hydrogen Science (80-. ). 358 79–85
2. Derevianko A. // Phys. Rev. A. 2018 V. 97 №4. P. 42506
3. Oelker E., Hutson R.B., Kennedy C.J., et al. // Nat. Photonics. 2019
4. C. Lisdat, G. Grosche, N. Quintin et al. // Nat. Commun., vol. 7, p. 12443, Aug. 2016.
5. Abbott, B. P. et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. Phys. Rev. Lett. 116, 061102 (2016).
6. Drever W. P., Hall J. L., Kowalski F. V., et al. Appl. Phys. B, 31(2), 97–105 (1983)

## INVESTIGATION OF FREQUENCY INSTABILITY OF ULTRASTABLE LASER WITH CRYSTALLINE COATINGS

E. Chiglintsev<sup>1,2,\*</sup>, K. Kudeyarov<sup>2</sup>, A. Golovizin<sup>2</sup>, A. Borisenko<sup>2</sup>, N. Zhadnov<sup>2</sup>, I. Zalivako<sup>2</sup>,  
D. Kryuchkov<sup>2</sup>, G. Vishnyakova<sup>2</sup>, K. Khabarova<sup>1,2</sup>, N. Kolachevsky<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Russian Quantum Center*

*Moscow, The territory of the Skolkovo Innovation Center, Bolshoy Boulevard, 30, p. 1*

<sup>2</sup>*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Science*

*Moscow, Leninsky Prospekt, 53*

\*e-mail: emilchiglincev@gmail.com

An ultrastable laser on a wavelength of 1550 nm is developed. Theoretical calculation predicts fractional frequency instability of  $5,4 \cdot 10^{-17}$  with the use of monocrystalline silicon as a spacer and substrates of the Fabry-Perot resonator and reflective coatings made of layers structure of GaAs/AlGaAs. A laser frequency stabilization system based on a fully crystalline Fabry-Perot resonator was created. The Allan deviation, which characterizes the instability of the laser frequency, was obtained experimentally comparison of three ultrastable lasers using an optical frequency comb. Ultrastable lasers are interesting in various scientific tasks: precision spectroscopy, dark matter search, the construction of atomic clocks.

**Keywords:** Ultrastable laser, monocrystalline silicon resonator, crystalline coatings, laser frequency comparison

## ИЗГОТОВЛЕНИЕ ВЫСОКОДОБРОТНЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ ИЗ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ И ТРИСУЛЬФИДА МЫШЬЯКА

Т.С. Тебенева<sup>1</sup>, А.Е. Шитиков<sup>2\*</sup>, О.В. Бендеров<sup>1</sup>, В.Е. Лобанов<sup>2</sup>, К.Н. Миньков<sup>2</sup>,  
И.А. Биленко<sup>2,3</sup>, А.В. Родин<sup>1</sup>, И.В. Скрипачев<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт  
141701, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

<sup>2</sup>Российский Квантовый Центр  
143026, Москва, Сколково, ул. Новая, д. 100 А

<sup>3</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
119991, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1

<sup>4</sup>Институт химии высокочистых веществ РАН (ИХВВ РАН)  
603950, Нижний Новгород, ул. Тропинина, 49

\*e-mail: shartev@gmail.com

Разработаны и исследованы методы изготовления высокодобротных резонаторов как из кристаллического арсенида галлия, так и из стекла трисульфида мышьяка. Добротность полученных резонаторов была измерена на длине волны 1550 нм и составила  $7 \times 10^6$  для GaAs и  $8 \times 10^6$  для As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>. Такие значения добротности в этих материалах сопоставимы с рекордными значениями.

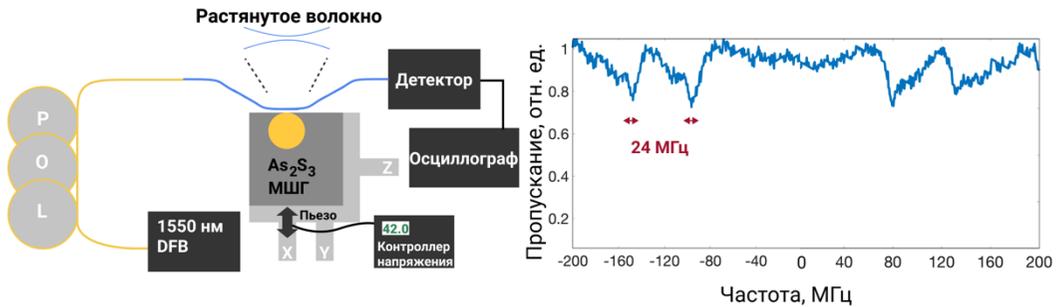
**Ключевые слова:** Моды шепчущей галереи, микрорезонаторы, арсенид галлия, трисульфид мышьяка.

Трисульфид мышьяка (As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>) и арсенид галлия (GaAs) являются перспективными материалами для изготовления микрорезонаторов с модами типа шепчущей галереи (МШГ). МШГ резонаторы сочетают в себе малый объем моды и высокую добротность, что позволяет создавать устройства с уникальными характеристиками на их основе. Высокотобротные МШГ резонаторы на основе трисульфида мышьяка и арсенида галлия представляют особый интерес для исследований в среднем ИК диапазоне. Оба материала прозрачны в среднем ИК диапазоне (As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> до 8 мкм и GaAs до 11 мкм), имеют большой показатель преломления (3.33 для GaAs, 2.4 для As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> на длине волны 2 мкм), а также чрезвычайно высокий коэффициент керровской нелинейности (на два порядка выше, чем у кварцевого стекла) [1–3]. Все эти свойства делают оба материала привлекательными и удобными для использования в новых фотонных устройствах на основе микрорезонаторов с МШГ. Наивысшая добротность, полученная экспериментально в микрорезонаторах из As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> на длине волны 1550 нм составила  $1 \times 10^7$  [4]. Для GaAs все предыдущие результаты были продемонстрированы для микродисков, и лучшие значения добротности составляли около  $10^5$  для длин волн ближнего ИК диапазона [5,6]. В данной работе разработана технология изготовления микрорезонаторов на основе соединений мышьяка и измерены добротности изготовленных микрорезонаторов. Мы разработали технологию изготовления как для резонаторов из аморфного As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, так и из кристаллического GaAs. Полученные добротности были близки к рекордным значениям при 1550 нм для упомянутых материалов.

Микросферы из As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> были изготовлены из оптического волокна путем оплавления керамическим нагревателем. В своей работе мы использовали волокно со ступенчатым показателем преломления из As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> с диаметрами сердцевины/оболочки 15/250 мкм. Разъем с небольшим отрезком волокна закреплялся под керамическим нагревателем. При изготовлении нагреватель приближался к концу волокна. Рабочая температура нагревателя составляла 230 градусов по Цельсию. Температура нагревателя оставалась ниже точки плавления трисульфида мышьяка <300 °С. При нагревании стекло As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> размягчается и под действием силы тяжести происходит образование микросферы. Были изготовлены сферы диаметром от 30 до 400 мкм, диаметр зависит от времени нагрева. Сферы с диаметром от 30 до 200 мкм были изготовлены на концах предварительно вытянутого волокна. Резонатор приобретает

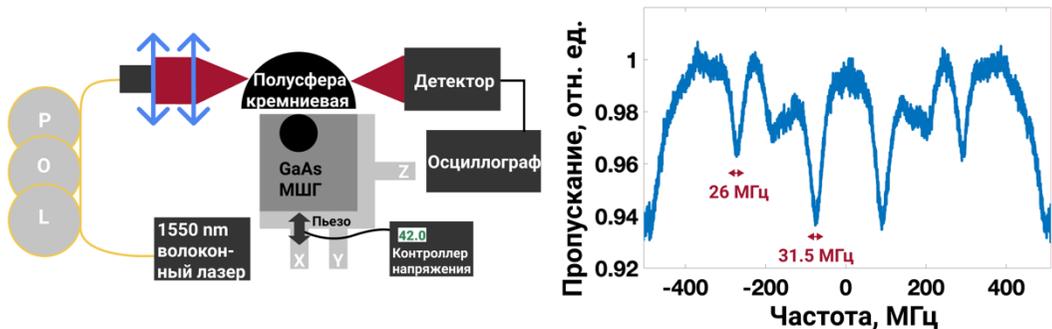
сферическую форму под действие сил поверхностного натяжения, а поверхность микросферы становится гладкой из-за оплавления материала. Тем не менее, на поверхности микросферы может образовываться слой оксида  $\text{As}_2\text{O}_3$  при взаимодействии с парами воды и нагревании свыше  $200^\circ\text{C}$ .

Мы использовали растянутое кварцевое волокно толщиной около  $1\text{ мкм}$  в качестве элемента связи с микросферой для измерения добротности. Накачкой выступал лазер с изолятором на длине волны  $1550\text{ нм}$ . Микросфера фиксировалась на прецизионном трансляционном столике и контролируемо перемещалась к растянутой области кварцевого волокна. Полная ширина линии, измеренная на полувысоте, составила  $24\text{ МГц}$ , что соответствует добротности  $8 \times 10^6$  для микросферы размером  $200\text{ мкм}$ . Схема экспериментальной установки представлена на Рис.1.



**Рис. 1.** Экспериментальная установка для характеристики микрорезонатора из  $\text{As}_2\text{S}_3$ . Лазер с распределенной обратной связью через растянутое кварцевое волокно возбуждает МШГ. Справа - спектр пропускания микрорезонатора. Добротность, измеренная по ширине на полувысоте, составила  $8 \times 10^6$ .

Микрорезонаторы из GaAs формировались на токарном станке. Поверхность обрабатывалась асимптотической полировкой алмазными суспензиями, что является стандартной процедурой для изготовления высокодобротных микрорезонаторов МШГ. Размер полировальных частиц в суспензиях постепенно уменьшался с  $4\text{ мкм}$  до  $30\text{ нм}$ , что позволяет снизить шероховатость поверхности и получить добротность более  $10^9$ . Таким образом, поверхность не будет вносить решающего вклада, ограничивающего добротность, до обозначенных пределов, а преобладать будут объемные потери в материале или особый химический состав на поверхности микрорезонатора. В эксперименте в качестве элемента связи использовалась кремниевая полусфера. Угол падения составлял  $13.5^\circ$ . Схема экспериментальной установки представлена на Рис.2.



**Рис. 2.** Экспериментальная установка для характеристики микрорезонатора из GaAs. Волоконный лазер с изолятором через кремниевую полусферу возбуждает МШГ. Справа - спектр пропускания микрорезонатора. Добротность, измеренная по ширине на полувысоте, составила  $7 \times 10^6$ .

Ширина линии резонанса, измеренная на полувысоте, составила 26 МГц, что соответствует  $7 \times 10^6$ .

В работе [5] потери в дисках из GaAs были исследованы детально, и было показано, что поверхностное поглощение является доминирующим фактором, ограничивающим добротность. Можно предположить, что пассивация поверхности атомарным слоем оксида алюминия может позволить увеличить добротность изготовления микрорезонаторов [7].

Таким образом, нами были разработаны технологии изготовления микрорезонаторов из материалов на основе соединений мышьяка и возбуждены в них МШГ на длине волны 1550 нм. Созданы методики изготовления и связи как с кристаллическим арсенидом галлия, так и с аморфным трисульфидом мышьяка. Измеренные добротности изготовленных микрорезонаторов сопоставимы с рекордными значениями, полученными для структур из этих материалов. Эти исследования могут проложить путь к новым устройствам для фотоники, особенно для среднего ИК диапазона.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 20-12-00344).

### Литература

1. Rodney W. S., Malitson I. H., King T. A. // J. Opt. Soc. Am. 1958. V. 48. P. 633.
2. Skauli T., Kuo P.S., Vodopyanov K.L. et al. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 6447.
3. Glaze F.W., Blackburn D.H., Osmalov J.S. et al. // J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 1957. V. 59. P. 83.
4. Vanier F., Peter Y.-A., Rochette M. // Opt. Express. 2014. V. 22. P. 28731.
5. Parrain D., Baker C., Wang G. et al. // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 19656.
6. Favero I., Aspelmeyer M., Kippenberg T. J. et al. // Cavity Optomechanics. 2014. P. 149.
7. Hamoumi M., Allein P.E., Hease W. et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 223601.

## MANUFACTURING OF HIGH-QUALITY FACTOR MICROSONATORS FROM GALLIUM ARSENIDE AND ARSENIC TRISULPHIDE

T.S. Tebeneva<sup>1,\*</sup>, A.E. Shitikov<sup>2</sup>, O.V. Benderov<sup>1</sup>, V.E. Lobanov<sup>2</sup>, K.N. Min'kov<sup>2</sup>,  
I.A. Bilenko<sup>2,3</sup>, A.V. Rodin<sup>1</sup>, I.V. Skripachev<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Moscow Institute of Physics and Technology  
141701, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Russia

<sup>2</sup>Russian Quantum Center  
143026 100A Novaya str., Skolkovo, Russia

<sup>3</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
119991 1-2 Leninskiye Gory, Moscow, Russia

<sup>4</sup>Institute of Chemistry of High-Purity Substances RAS (ICHPS RAS)  
603950, 49 Tropinina str., Nizhny Novgorod, Russia

\*e-mail: tetasia19@gmail.com

Methods for the fabrication of high-Q resonators from both crystalline gallium arsenide and arsenic trisulfide glass have been developed and investigated. The quality factors of the manufactured microresonators were measured at a wavelength of 1550 nm and was  $7 \times 10^6$  for GaAs and  $8 \times 10^6$  for As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>. Such values of the quality factor in these materials are comparable to the record values.

**Key words:** Whispering gallery modes, microresonators, gallium arsenide, arsenic trisulfide.

## ВОЛОКОННЫЕ-ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ СУЖЕННЫХ ВОЛОКОН

О.П. Шиндяев<sup>1</sup>, А.В. Шкаликов<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладных исследований АН РТ  
ул. Лево-Булачная, 36А, Казань, Респ. Татарстан, 420111

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный  
центр РАН (Российская Федерация, Республика Татарстан,  
420029, г.Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7)

\* e-mail: andrei\_vs@rambler.ru

Целью данной работы является внедрение недавних достижений в области разработки и изготовления суженного оптического волокна для изготовления волоконно-оптических устройств. Проведено исследование технологических процессов изготовления методом нагрева суженных волокон с длинной областью сужения для создания на их основе сплиттеров, сумматоров и др. В работе сообщается об экспериментальной реализации метода изготовления массивов волокон с заданными параметрами на установке со специализированными возможностями для реализации этих процессов. Экспериментально исследованы характеристики пропускания излучения через изготовленные устройства.

**Ключевые слова:** микроволокна, вытягивание при нагреве, межмодовая интерференция.

Оптические кварцевые волокна нашли широкое применение для создания волоконно-оптических линий связи, для научных исследований как в различных областях физики, медико-биологических исследованиях, так и при создании различных диагностических систем. При этом волокна используются и как средство связи, так и непосредственно для создания чувствительных элементов на различные физические изменения.



Рис. 1. Установка по вытягиванию волокна методом нагрева.

Сегодня для создания сложных волоконных систем на рынке предлагаются различные устройства из кварцевых волокон, как активного действия, так и пассивного [1,2]. Тем не менее, для спектрометрических исследований микрообъектов в физических и медико-

биологических экспериментах, используются интегрально-волноводные структуры на монолитных подложках. Создание интегрально-волноводных чипов требует значительных затрат на специальное оборудование, так и продолжительного времени для получения волноводов.

Мы предлагаем создание устройства с аналогичными функциями из кварцевых волокон. Для их изготовления необходима водородная горелка, и механические трансляторы 2 шт. с шагом движения от 2.5 мкм за 1 шаг [3]. Эти инструменты сейчас находятся в широком доступе, и некоторые умельцы изготавливают их из отдельных элементов. Типичная установка по вытягиванию оптического волокна представлена на рис.1.

Наша технология получения волоконных устройств проходит в два этапа.

1. Отдельные кварцевые волокна зажимаются на механическом трансляторе, происходит нагрев водородной горелкой до размягчения и производится вытяжка с определенной скоростью и длиной вытяжки от 10 до 20мм для создания определенной задачи.

2. Вытянутые суженные в диаметре волокна собираются в жгут суженных волокон. Затем закрепляют жгут в механическом трансляторе. Далее этот жгут подогревают до температуры плавления 1500 С и еще раз производят вытяжку до определенной величины. Волокна в жгуте сплавляются, и происходит передача излучения от одного волокна к другим волокнам в жгуте.

Как результат были получены Разветвители делители и сумматоры с максимальным значением используемых волокон равным 6, т.е делитель 1 на 6 или сумматор 6 в 1. Некоторые из них приведены на рис.2.



**Рис. 2.** Полученное волоконно оптическое устройство – массив волокон 4в4

Проведены исследования изготовленных на данной установке делителя 1 в 2 и сумматора 2 в 1 на различных длинах волн. Сначала рассмотрим делитель 1 в 2, когда вводимое излучение делится на два канала результаты измерений представлены в таблице 1.

Длина волны излучения	Мощность на входе (канал 1)	Выходные каналы	Мощность на выходе
650 нм	1,02 мкВт	2	315 нВт
		3	33 нВт
1310 нм	1,55 мкВт	2	405 нВт
		3	1,02 мкВт
1550 нм	3,5 мкВт	2	215 нВт
		3	3.2 мкВт

**Таблица. 1.** Распределение интенсивности на выходах делителя 1 в 2.

Из таблицы 1 видно ,что наибольшие потери на длине волны 650 нм, что обусловлено с нашей точки зрения применением одномодового волокна на 1.5 мкм. Результаты замера сумматора 2 в 1 представлены в таблице 2.

Длина волны излучения	Мощность на входе	Входные каналы	Мощность на выходе(канал 1)
650 нм	1,02 мкВт	2	850 нВт
		3	670 нВт
1310 нм	1,55 мкВт	2	830 нВт
		3	620 нВт
1550 нм	3,5 мкВт	2	970 нВт
		3	880 нВт

**Таблица. 2.** Распределение интенсивности на выходе сумматора 2 в 1.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-29-20091).

### Литература

1. K.P. Jedrzejewski, F. Martinez, J.D. Minelly, C.D.Hussey, F.P. Payne // Electronics Letters 1986. V. 22. P. 105.
2. B.S. Kawasaki, K.O. Hill, R.G. Lamont // Optics Letters.1981. V. 6. P. 327.
3. С.Н. Андрианов, Ю.Ю. Кочнева, О.П.Шиндяев, А.В Шкаликов // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 12. С. 1621.
4. Громова О.В. Спектроскопия высокого разрешения серосодержащих молекул типа XY2. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: Томский гос. ун-т, 2010. 200 с.

## **FIBER-OPTICAL DEVICES (BRANCHES, DIVIDERS, SUMMATOR AND ARRAYS OF INTERACTING WAVEGUIDE) BASED ON TINNED FIBERS**

**O.P. Shindyaev<sup>1</sup>, A.V. Shkalikov<sup>2,\*</sup>**

*<sup>1</sup>Institute of Applied Research of the Academy of Sciences of the Republic of Tatarstan  
36A, sLevo-Bulachnaya st, Kazan, 420111 Russia*

*<sup>2</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute FRC Kazan Scientific Center of RAS  
10/7 Sibirsky tract st., Kazan, 420029 Russia*

*\* e-mail: andrei\_vs@rambler.ru*

The aim of this work is to implement recent advances in the development and manufacture of necked optical fiber for the manufacture of fiber optic devices. A study of manufacturing processes by heating tapered fibers with a long tapering region was carried out to create splitters, adders, etc. on their basis. The paper reports on the experimental implementation of a method for manufacturing fiber arrays with specified parameters on an installation with specialized capabilities for implementing these processes. The characteristics of radiation transmission through the manufactured devices are experimentally investigated.

**Key words:** microfibers, heat pull, intermodal interference

## СПОНТАННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ В ОПТИЧЕСКИХ НАНОВОЛОКНАХ

А.Л. Шмакова<sup>1,\*</sup>, А.А. Шухин<sup>2</sup>, А.А. Калачев<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр  
«Казанский научный центр Российской академии наук»  
420111, г. Казань, ул. Лобачевского, д.2/31

<sup>2</sup>Hebrew University of Jerusalem  
9190401, Jerusalem, Edmond J. Safra Campus (Givat Ram)

<sup>3</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, г. Казань, ул. Кремлевская, д.18

\*e-mail: al8shmakova@gmail.com

В данной работе была теоретически рассчитана и экспериментально измерена спектральная интенсивность бифотонного поля, генерируемого в процессе спонтанного четырехволнового смешения в оптическом нановолокне. Скорость генерации пар фотонов составила 142 Гц при мощности накачки 4 мВт, соотношение сигнал-шум – 18.4.

**Ключевые слова:** источник одиночных фотонов, нановолокно, спектральная интенсивность бифотонного поля.

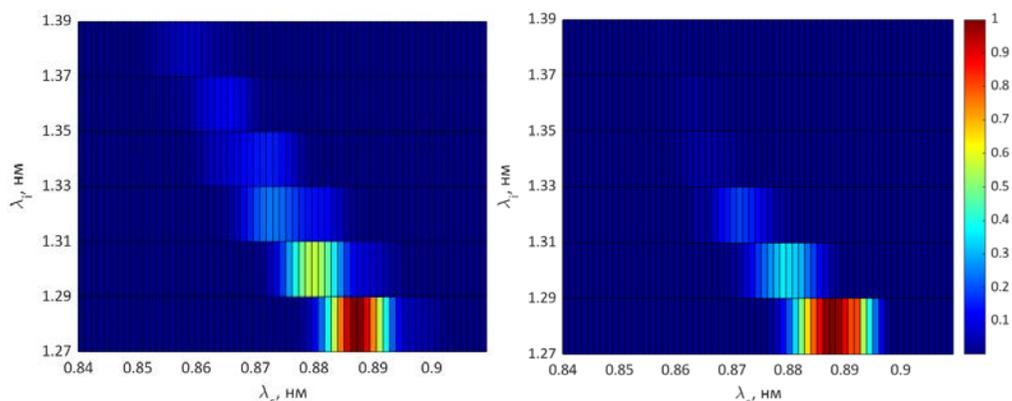
В последнее время большое внимание уделяют квантовым технологиям, которые предлагают принципиально новые методы передачи и обработки информации [1-3]. Одним из важнейших составляющих элементов квантовых систем является источник однофотонных состояний. На сегодняшний день существует два основных подхода к генерации однофотонных состояний: спонтанное излучение одиночных квантовых систем (квантовые точки, атомы, одиночные молекулы, центры окраски в алмазах) и нелинейные оптические эффекты, такие как спонтанное параметрическое рассеяние и спонтанное четырехволновое смешение (СЧВС).

В процессе СЧВС при воздействии интенсивного лазерного излучения накачки на нелинейную среду происходит спонтанное рождение коррелированных пар фотонов (бифотонов). Плотность вероятности рождения этих фотонов описывается двухфотонной спектральной интенсивностью и считается одной из важнейших характеристик бифотонного поля. Она показывает степень спектральной корреляции рожденных фотонов и поэтому является обязательным объектом исследования при создании однофотонных источников.

В нашем эксперименте нелинейной средой являются микро-/нановолокна, диаметр которых  $890 \pm 12$  нм (измерено с помощью сканирующего электронного микроскопа). Используемые нановолокна были изготовлены из обычного оптического волокна методом нагрева и растяжения. Экспериментальная установка включает в себя фемтосекундный лазер накачки на длине волны 1048 нм (FWHM = 6 нм), излучение которого заводится в нановолокно, где происходит генерация бифотонов. Основными задачами эксперимента являлись наблюдение СЧВС и измерение спектральной интенсивности бифотонного поля. Также была рассчитана спектральная интенсивность бифотонного поля. Результаты расчетов и эксперимента показаны на рисунке 1. Данные графики демонстрируют хорошую согласованность теории и эксперимента. Сравнение экспериментально полученного и теоретически рассчитанного графиков показало, что диаметр используемого в эксперименте нановолокна составил  $887 \pm 3$  нм, что в пределах погрешности совпадает со значением, измеренным на сканирующем электронном микроскопе. Максимальная наблюдаемая скорость генерации составила 142 пары в секунду, отношение сигнал-шум CAR = 18.4.

По сравнению с пикосекундной накачкой, использованной в работах [4,5], фемтосекундная накачка приводит к существенно большей скорости генерации коррелированных пар фотонов. Если для пикосекундной накачки скорость составляла 2 Гц при мощности 4 мВт, то для фемтосекундной – 142 Гц при той же мощности. Кроме того, в случае фемтосекундной накачки необходимо учитывать фазовую самомодуляцию в расчетах фазового синхронизма для

нановолокна, которая значительно изменяет форму импульса накачки и, следовательно, спектр сигнального и холостого излучений. В целом, использование фемтосекундной накачки выгоднее для создания эффективных однофотонных источников.



**Рис. 1.** Слева представлены результаты теоретического расчета, справа – результаты экспериментальных измерений спектральной интенсивности бифотонного поля.

### Литература

1. Slussarenko S., Pryde G.J. // *Appl. Phys. Rev.* V. 6. Art. no. 041303.
2. Moody G., Chang L., Steiner T.J., Bowers J.E. // *AVS Quantum Science.* 2020. V. 2. Art. no. 041702.
3. Flamini F., Spagnolo N., Sciarrino F. // *Rep. Prog. Phys.* V. 82. Art. no. 016001.
4. Shukhin A.A., Keloth J., Hakuta K., Kalachev A.A. // *Phys. Rev.* 2020. V. 101. Art. no. 053822.
5. Shmakova A.L., Shikhin A.A., Kalachev A.A. // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 1890. Art. no. 012005.

## SPONTANEOUS FOUR-WAVE MIXING IN OPTICAL NANOFIBERS

A.L. Shmakova<sup>1,\*</sup>, A.A. Shukhin<sup>2</sup>, A.A. Kalachev<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Federal Research Center*

*«Kazan Scientific Center of Russian Academy of Sciences»*

*420111, Kazan, Lobachevsky str., 2/31*

<sup>2</sup>*Hebrew University of Jerusalem*

*9190401, Jerusalem, Edmond J. Safra Campus (Givat Ram)*

<sup>3</sup>*Kazan (Volga region) Federal University*

*420008, Kazan, Kremlevskaya str., 18*

\*e-mail: al8shmakova@gmail.com

In this paper, joint spectral intensity of the biphoton field generated via spontaneous wave mixing in an optical nanofiber was studied theoretically and experimentally. Generation rate was observed to be 142 Hz for the pump power of 4 mW, while coincidence to accidental ratio proved to be 18.4.

**Key words:** single photon source, nanofiber, joint spectral intensity of the biphoton field.

## Список участников ФЭКС-2021

**Абрамов Валерий Сергеевич**

Донецкий физ.-техн. институт им. А.А. Галкина  
Донецк  
vsabramov2018@gmail.com

**Агапов Дмитрий Павлович**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
dimaagapov@mail.ru

**Акимов Илья Андреевич**

TU Dortmund  
Dortmund  
ilja.akimov@tu-dortmund.de

**Алоджанц Александр Павлович**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
alexander\_ap@list.ru

**Андреев Степан Николаевич**

Московский политехнический университет  
Москва  
andreev\_stepan@mail.ru

**Архипов Ростислав Михайлович**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
arkhipovrostislav@gmail.com

**Асланов Сергей Владимирович**

Воронежский государственный университет  
Воронеж  
windmaster7@yandex.ru

**Баженов Андрей Юрьевич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
b.a.y@mail.ru

**Баранцев Константин Анатольевич**

Санкт-Петербургский политехн. ун-тет  
Санкт-Петербург  
kostmann@yandex.ru

**Башаров Асхат Масхудович**

НИЦ "Курчатовский институт"  
Москва  
basharov@gmail.com

**Башмакова Елизавета Николаевна**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
bashmakova.elizaveta@mail.ru

**Бедин Сергей Александрович**

Московский педагогический гос. университет  
Москва  
bserg5@gmail.com

**Беловолов Иван Андреевич**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
ivan.belovolov@mail.ru

**Белоненко Михаил Борисович**

Волгоградский государственный университет  
Волгоград  
mbelonenko@yandex.ru

**Белых Василий Валерьевич**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
belykh@lebedev.ru

**Бережной Александр Дмитриевич**

ФИЦ "Казанский научный центр РАН"  
Казань  
alex.berezhnoi@mail.ru

**Бирюков Александр Александрович**

Самарский гос. университет путей сообщения  
Самара  
biryukov\_1@mail.ru

**Борознин Сергей Владимирович**

Волгоградский государственный университет  
Волгоград  
boroznin@volsu.ru

**Бугай Александр Николаевич**

Объединенный институт ядерных исследований  
Дубна  
bugay\_aleksandr@mail.ru

**Валитова Айгуль Фаниловна**

Казанский федеральный университет  
Казань  
valaigul94@gmail.com

**Вашукевич Евгений Александрович**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
vashukevichea@gmail.com

**Веревкина Ксения Юрьевна**

Волгоградский государственный университет  
Волгоград  
verevkina\_kseniya@mail.ru

**Габитов Ильдар Равилевич**

Университет Аризоны  
США  
ildar.gabitov@gmail.com

**Газизов Алмаз Рашитович**

Казанский федеральный университет  
Казань  
equusmeteores@gmail.com

**Гайдаш Андрей Алексеевич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
andrewdgk@gmail.com

**Гайнутдинов Ренат Хамитович**

Казанский федеральный университет  
Казань  
Renat.Gainutdinov@kpfu.ru

**Галиев Рамзиль Раушанович**

Российский квантовый центр  
Москва  
ramzil.galiev@gmail.com

**Галкина Елена Николаевна**

Первый моск. гос. мед. ун-тет им. М.И. Сеченова  
Москва  
galkina@mail.com

**Гарифуллин Адель Ильдусович**

Казанский федеральный университет  
Казань  
adel-garifullin@mail.ru

**Гейнц Илья Юрьевич**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
geintc.ii17@physics.msu.ru

**Гилязов Ленар Ришатович**

Казанский НИТУ им. А.Н. Туполева  
Казань  
lgilyazo@mail.ru

**Гладуш Максим Геннадьевич**

Институт спектроскопии РАН, МПГУ  
Москва  
maxgladush@gmail.com

**Гладуш Юрий Геннадьевич**

Сколковский институт науки и технологий  
Москва  
y.gladush@skoltech.ru

**Голованова Алина Владимировна**

Институт спектроскопии РАН, МПГУ  
Москва  
alina\_pishenko@mail.ru

**Гончаров Роман Константинович**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
rkgoncharov@itmo.ru

**Горелов Илья Кириллович**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
ilia19981@yandex.ru

**Горохов Александр Викторович**

Самарский НИУ имени академика С.П. Королева  
Самара  
alvgorokhov@gmail.com

**Гостев Павел Павлович**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
gostev.pavel@physics.msu.ru

**Гревцева Ирина Геннадьевна**

Воронежский государственный университет  
Воронеж  
grevtseva\_ig@inbox.ru

**Гриценко Александр Владимирович**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
grits\_alex@rambler.ru

**Гущин Лев Анатольевич**

Институт прикладной физики РАН  
Нижний Новгород  
gushchin@mail.ru

**Гущин Сергей Вячеславович**

НИ Мордовский гос. университет им. Н. П. Огарёва  
Саранск  
serg.guschin1703@gmail.com

**Давлетханов Айваз Ильгизович**

Сколковский институт науки и технологий  
Москва  
Ayvaz.Davletkhanov@skoltech.ru

**Давлетшин Николай Николаевич**

Сибирский федеральный университет  
Красноярск  
k\_davletshin@mail.ru

**Данилин Андрей Николаевич**

Российский квантовый центр  
Москва  
a.danilin@rqc.ru

**Двужилова Юлия Владимировна**

Волгоградский государственный университет  
Волгоград  
nevzorkina@yandex.ru

**Дерепко Виолетта Николаевна**

Воронежский государственный университет  
Воронеж  
viol.physics@gmail.com

**Дзедолик Игорь Викторович**

Крымский федеральный ун-тет им. В. И. Вернадского  
Симферополь  
igor.dzedolik@cfuv.ru

**Дмитриев Никита Юрьевич**

Российский квантовый центр  
Москва  
nkdmित्रiev@gmail.com

**Долгих Григорий Иванович**

Тихоокеанский океан. ин-тут им. В.И. Ильичёва  
Владивосток  
dolgikh@poi.dvo.ru

**Дрызгов Михаил Александрович**

Высшая школа экономики  
Москва  
mdryazgov@hse.ru

**Егоров Владимир Ильич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
egorovvl@gmail.com

**Еремчев Иван Юрьевич**

Институт спектроскопии РАН, МПГУ  
Троицк, Москва  
eremchev@isan.troitsk.ru

**Жарков Дмитрий Константинович**

ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
dzharkov@list.ru

**Зинатуллин Эдуард Рустемович**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
gadunki@mail.ru

**Иконников Денис Андреевич**

ИФ им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН  
Красноярск  
ikonnikov@iph.krasn.ru

**Ишкинин Радик Раисович**

Казанский федеральный университет  
Казань  
ishkininrad@gmail.com

**Казанцева Анастасия Владиславовна**

Казанский федеральный университет  
Казань  
nastyakazantseva13@gmail.com

**Калачев Алексей Алексеевич**

ФИЦ "Казанский научный центр РАН"  
Казань  
a.a.kalachev@mail.ru

**Камчатнов Анатолий Михайлович**

Институт спектроскопии РАН  
Москва  
kamch@isan.troitsk.ru

**Каримуллин Камиль Равкатович**

Институт спектроскопии РАН, МПГУ, ФИАН  
Москва  
qamil@inbox.ru

**Киселев Алексей Дониславович**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
alexei.d.kiselev@gmail.com

**Князева Мария Андреевна**

Институт спектроскопии РАН, МПГУ, ВШЭ  
Москва  
lumosisgreat@outlook.com

**Ковалец Наталья Павловна**

Московский педагогический гос. университет  
Москва  
Zabalueva\_1991@mail.ru

**Кожина Елизавета Павловна**

Московский педагогический гос. университет  
Москва  
liza.kozhina.99@mail.ru

**Козлов Сергей Аркадьевич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
kozlov@mail.ifmo.ru

**Козубов Антон Владимирович**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
kozubov.anton@gmail.com

**Колачевский Николай Николаевич**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
kolachevsky@lebedev.ru

**Кондратьев Никита Михайлович**

Российский квантовый центр  
Москва  
nohobar@mail.ru

**Конобеева Наталия Николаевна**

Волгоградский государственный университет  
Волгоград  
yana\_nn@inbox.ru

**Корюкин Артем Валерьевич**

Казанский федеральный университет  
Казань  
akoryukin@gmail.com

**Котова Светлана Павловна**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Самара  
kotova@fian.smr.ru

**Кук Илья Андреевич**

Сколковский институт науки и технологий  
Москва  
ilya.kuk@skoltech.ru

**Кулик Сергей Павлович**

Центр квантовых технологий физ. фак. МГУ  
Москва  
sergei.kulik@physics.msu.ru

**Курапцев Алексей Сергеевич**

Санкт-Петербургский политехн. ун-тет  
Санкт-Петербург  
aleksej-kurapcev@yandex.ru

**Лебедев Николай Михайлович**

Российский квантовый центр  
Долгопрудный  
swanikola@gmail.com

**Леонтьев Андрей Владимирович**

ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
mailscrew@gmail.com

**Лобанов Валерий Евгеньевич**

Российский квантовый центр  
Москва  
vallobanov@gmail.com

**Лозинг Наталья Анатольевна**

Институт спектроскопии РАН, МПГУ, ВШЭ  
Москва  
natka1807@gmail.com

**Лоншаков Евгений Александрович**

Российский квантовый центр  
Москва  
e.lonshakov@rqc.ru

**Магницкий Сергей Александрович**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
sergeymagnitskiy@gmail.com

**Маймистов Андрей Иванович**

НИЯУ "МИФИ"  
Москва  
aimaimistov@gmail.com

**Маликов Рамиль Фарукович**

Башкирский гос. пед. ун-тет им. М. Акмуллы  
Уфа  
rfmalikov@mail.ru

**Манько Софья Дмитриевна**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
sofi.manko@gmail.com

**Масалов Анатолий Викторович**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
anatolymasalov@gmail.com

**Медведева Светлана Сергеевна**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
mdvdv.svt@gmail.com

**Миньков Кирилл Николаевич**

Российский квантовый центр  
Москва  
k.n.minkov@yandex.ru

**Мкртчян Арам Арсенович**

Сколковский институт науки и технологий  
Москва  
aram.mkrтчyan@skoltech.ru

**Моисеев Сергей Андреевич**

Казанский квантовый центр, КНИТУ-КАИ  
Казань  
samoi@yandex.ru

**Москаленко Мария Александровна**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
moskalenko.mary@gmail.com

**Мынжасаров Ильяс Талгатович**

Московский физико-технический институт, ИСАН  
Москва  
mynzhasarov.it@phystech.edu

**Набиева Лилия Ялиловна**

Казанский федеральный университет  
Казань  
lilya.nabieva.97@mail.ru

**Наседкин Борис Александрович**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
b.nasedkin@bk.ru

**Наумов Андрей Витальевич**

Институт спектроскопии РАН, МПГУ, ФИАН  
Москва  
a\_v\_naumov@mail.ru

**Нелюбов Артур Юрьевич**

Институт спектроскопии РАН  
Москва  
arthur.nelubov@gmail.com

**Никифоров Виктор Геннадьевич**

ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
vgnik@mail.ru

**Нуртдинова Лариса Альвертовна**

Казанский федеральный университет  
Казань  
nurlari@yandex.ru

**Осадченко Анна Владимировна**

Московский гос. техн. ун-тет им. Н.Э. Баумана  
Москва  
emphasis@yandex.ru

**Пахомов Антон Владимирович**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
pahomov\_91@mail.ru

**Перепелица Алексей Сергеевич**

Воронежский государственный университет  
Воронеж  
a-perepelitsa@yandex.ru

**Перминов Николай Сергеевич**

Казанский квантовый центр, КНИТУ-КАИ  
Казань  
qm.kzn@ya.ru

**Петров Иван Витальевич**

Московский физико-технический институт  
Москва  
petrov.iv@phystech.edu

**Попов Евгений Николаевич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
enp-tion@yandex.ru

**Попов Иван Иванович**

Поволжский гос. технологический университет  
Йошкар-Ола  
biht.oral@gmail.com

**Прудковский Павел Андреевич**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
vysogota@gmail.com

**Решетников Даниил Дмитриевич**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
d.d.reshetnikov@gmail.com

**Рыжов Игорь Викторович**

Российский гос. пед. ун-тет им. А.И. Герцена  
Санкт-Петербург  
igoryzhov@yandex.ru

**Сазонов Сергей Владимирович**

НИЦ "Курчатовский институт"  
Москва  
sazonov.sergey@gmail.com

**Сапарина Светлана Вячеславовна**

Казанский федеральный университет  
Казань  
sveta.saparina@yandex.ru

**Сахбиева Алсу Рафиловна**

Казанский федеральный университет  
Казань  
alsu-sakhbieva@yandex.ru

**Смирнова Екатерина Александровна**

Институт спектроскопии РАН  
Москва, Троицк  
ksmirno@yandex.ru

**Соколова Дина**

Московский физико-технический институт  
Москва  
sokolova.d@phystech.edu

**Соловьев Иван Александрович**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
i.a.soloviev@spbu.ru

**Старухин Александр Степанович**

ИФ им. Б.И. Степанова НАН Беларуси  
Минск  
starukhin@mail.ru

**Стремоухов Сергей Юрьевич**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
sustrem@gmail.com

**Тарасевич Александр Олегович**

Институт спектроскопии РАН  
Москва, Троицк  
ao.tarasevich@gmail.com

**Трифанов Александр Игоревич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
alextrifanov@gmail.com

**Трошкин Николай Вячеславович**

Самарский университет  
Самара  
nick.troshkin@gmail.com

**Турайханов Динислам Амарович**

ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
7intur@gmail.com

**Тушавин Глеб Владимирович**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
gleb@tushavin.ru

**Урманчеев Равиль Василевич**

Казанский квантовый центр, КНИТУ-КАИ  
Казань  
ravil@kazanqc.org

**Устинов Николай Витальевич**

Калининградский институт управления  
Калининград  
n\_ustinov@mail.ru

**Фадеев Максим Алексеевич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
wertsam2011@gmail.com

**Федотова Ольга Михайловна**

НПЦ НАН Беларуси по материаловедению  
Минск  
olyushkaf@yahoo.com

**Фофанов Яков Андреевич**

Институт аналитического приборостроения РАН  
Санкт-Петербург  
yakinvest@yandex.ru

**Фроловцев Дмитрий Николаевич**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
frolovtsev@yandex.ru

**Халипин Вячеслав Анатольевич**

Калининградский гос. технический университет  
Калининград  
slavasxi@gmail.com

**Харинцев Сергей Сергеевич**

Казанский федеральный университет  
Казань  
skharint@gmail.com

**Харитонов Антон Викторович**

Казанский федеральный университет  
Казань  
antonharitonov91@gmail.com

**Харламова Юлия Алексеевна**

Казанский НИТУ им. А.Н. Туполева  
Казань  
YuAKharlamova@kai.ru

**Хасанов Олег Хайруллович**

НПЦ НАН Беларуси по материаловедению  
Минск  
olkhas@mail.ru

**Hemmer Philip**

ФИЦ "Казанский НЦ РАН", Texas A&M Univ.  
Казань  
prhemmer@ece.tamu.edu

**Хецева Марина Сергеевна**

Московский педагогический гос. университет  
Москва  
ms.khetseva@mpgu.su

**Чекалин Сергей Васильевич**

Институт спектроскопии РАН  
Москва, Троицк  
schekalin@yandex.ru

**Черных Елена Александровна**

Казанский федеральный университет  
Казань  
elenorchernykh@gmail.com

**Чиглинцев Эмиль Олегович**

Российский квантовый центр, ФИАН  
Москва  
EmilChiglincev@gmail.com

**Чиркин Анатолий Степанович**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
aschirkin@physics.msu.ru

**Шитиков Артем Евгеньевич**

Международный центр квант. оптики и квант. техн.  
Москва  
shartev@gmail.com

**Шкаликов Андрей Викторович**

ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
andrei\_vs@rambler.ru

**Шленов Святослав Александрович**

Московский гос. университет им. М.В. Ломоносова  
Москва  
shlenov@physics.msu.ru

**Шмакова Алевтина Леонидовна**

ФИЦ "Казанский научный центр РАН"  
Казань  
al8shmakova@gmail.com

**Шмелев Артемий Геннадьевич**

ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
sgartjom@gmail.com

**Яковлев Дмитрий Робертович**

TU Dortmund  
Dortmund  
dmitri.yakovlev@tu-dortmund.de

## Ваш ориентир в мире фотоники!



### Детекторы

- Кремниевые фотоумножители, ФЭУ;
- Сцинтилляционные детекторы;
- Детекторы рентгеновского излучения;
- Детекторы для счета фотонов;
- Инфракрасные детекторы;
- Фотодиоды и фотодиодные модули;
- Измерительная электроника.



### Лазеры

- DPSS и диодные лазеры;
- Терагерцовые лазеры;
- Квантовые каскадные лазеры;
- Лазеры на Брэгговских решетках;
- Перестраиваемые лазеры;
- Импульсные Nd:YAG лазеры;
- Лазерные диоды и модули.

### Оптика и волоконная оптика

- Дифракционная оптика;
- Оптические фильтры, зеркала;
- Оптика на Брэгговских решетках;
- Пространственные модуляторы света;
- Оптические волокна (SM, MM, PM);
- Опволоконные жгуты и кабели;
- Мультиплексоры, циркуляторы.



### Камеры

- sCMOS, CCD, EMCCD камеры;
- Высокоскоростные камеры (до 20 Гб/с);
- Широкоформатные камеры (до 67.1 Мп);
- Миниатюрные камеры (до 15x15x8.5 мм);
- Компактные гиперспектральные камеры;
- Камеры для микроскопии и астрофизики.

### Официальный дистрибьютор THORLABS

#### Лабораторное оборудование для фотоники

- Системы визуализации;
- Оптомеханика;
- Анализ излучения;
- Оптика;
- Волоконная оптика;
- Источники излучения;
- Системы позиционирования;
- Детекторы.



[www.azimp.ru](http://www.azimp.ru)

## Наши поставщики

 <b>Cobolt</b> a part of HÜBNER Photonics	DPSS, диодные лазеры	 <b>ximea</b>	CMOS, CCD камеры
 <b>Edmund Optics</b> optics   worldwide	Оптические элементы и системы	 <b>sglux</b> The UV Experts	УФ фотодиоды УФ сенсоры
 <b>THORLABS</b>	Оборудование для лабораторий	 <b>amiron</b> LASER AGE	Диодные лазеры Светодиодные модули
 <b>HEIMANN Sensor</b> HEIMANN SENSOR GMBH	Инфракрасные детекторы на основе термоэлементов	 <b>SAINT-GOBAIN</b>	Сцинтилляционные детекторы и волокна
 <b>Detection Technology</b> FOREKNOW. FORESAVEP	Детекторы рентгена Фотодиодные линейки Сканирующие модули	 <b>LASER COMPONENTS</b>	SPAD детекторы ИК детекторы Лавинные фотодиоды Лазерные диоды Оптика, Оптоволокна
 <b>PICOQUANT</b>	Пикосекундные лазеры, светодиоды, драйверы	 <b>lh</b> Becker & Hickl	FLIM системы TCSPC модули Детекторы счета фотонов
 <b>greateyes</b>	Научные камеры от УФ до ИК области	 <b>Litron Lasers</b>	Nd:YAG лазеры
 <b>OSI Optoelectronics</b> An OSI Systems Company	Si, InGaAs, GaAs фотодиоды	 <b>SPECIM</b> SPECTRAL IMAGING	Гиперспектральные камеры
 <b>ANDOR</b> an Oxford Instruments company	sCMOS, CCD, EMCCD камеры	 <b>net</b> NEW ELECTRONIC TECHNOLOGY	Компактные высокоскоростные камеры
 <b>ET Enterprises</b> electron tubes 	ФЭУ Модули ФЭУ	 <b>MIGHTEX</b>	Источники света для биофотоники
 <b>MPD</b> MICRO PHOTON DEVICES	SPAD детекторы счета фотонов	 <b>InfraRed ASSOCIATES, Inc.</b>	MCT, InSb детекторы
 <b>INFRA TEC.</b>	ИК детекторы на пироэлектриках	 <b>VAREX IMAGING</b>	Рентгеновские панели на КМОП матрицах
 <b>HOLOEYE</b>	Дифракционная оптика	 <b>nanoplus</b> Nanosystems and Technologies GmbH	Лазерные источники с резонатором Фабри - Перо
 <b>moglabs</b>	Перестраиваемые лазеры	 <b>CHROMA</b>	Оптические фильтры

Сайт: [www.azimp.ru](http://www.azimp.ru) [www.azimp-micro.ru](http://www.azimp-micro.ru) E-mail: [info@azimp.ru](mailto:info@azimp.ru)  
 Адрес в Москве: 115191, ул. Б. Тульская, д. 10, стр. 3 (м. Тульская) Телефон: +7 (495) 792-39-88  
 Адрес в Санкт-Петербурге: 197101, ул. Рентгена, д. 7А (м. Петроградская) Телефон: +7 (812) 407-10-47



Общая фотография участников ФЭКС-2021.  
ФИЦ «Казанский научный центр РАН», 30 октября 2021 года.

ФЭКС-2021

Научное издание

XII международный симпозиум по фотонному эхо  
и когерентной спектроскопии (ФЭКС-2021)  
памяти профессора Виталия Владимировича  
САМАРЦЕВА

Сборник тезисов  
Электронное издание

г. Казань  
25-30 октября 2021 г.

Под научной редакцией  
д.ф.-м.н., профессора РАН А.А. Калачева  
(ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук»)  
и д.ф.-м.н., профессора РАН А.В. Наумова  
(Институт спектроскопии Российской академии наук)

Издательство «Тривант»  
ЛР № 071961 от 01.09.99.  
108841, г. Москва, г. Троицк, м-н «В», д. 52.  
Тел. (495) 775-43-35, (495) 851-09-67, 850-21-81  
web: [www.trovant.ru](http://www.trovant.ru) e-mail: tan@trovant.ru

ISBN 978-5-89513-501-3