

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

**I САМАРЦЕВСКИЕ ЧТЕНИЯ  
(ФЭКС/IWQO-2023)**



**СБОРНИК ТЕЗИСОВ  
ЭЛЕКТРОННОЕ ИЗДАНИЕ**

**г. Светлогорск  
18 – 22 сентября 2023 г.**

УДК 535.3  
ББК 22.343

**I Самарцевские Чтения (ФЭКС/IWQO-2023):** Сборник тезисов. г. Светлогорск, 18 – 22 сентября 2023 г. / под ред. д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН А.А. Калачева и д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН А.В. Наумова [Электронное издание]. – Москва: Травант, 2023. – 337 с.: ил.

ISBN 978-5-89513-533-4

В сборнике представлены материалы I Самарцевских Чтений (ФЭКС/IWQO-2023). Чтения были организованы ФИЦ «Казанский научный центр РАН» и Физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН совместно с Московским педагогическим государственным университетом и Казанским федеральным университетом и проходили в период с 18 по 22 сентября 2023 г. в Светлогорске (Калининградская область). Спонсорами Чтения выступили ООО «Компания «АЗИМУТ ФОТОНИК»», ООО «АВЕСТА» и ООО «Центр технического сопровождения «НАУКА». Информационный партнёр мероприятия – журнал «Фотоника» (Photonics Russia).

Самарцевские Чтения продолжают серию международных симпозиумов по фотонному эху и когерентной спектроскопии (ФЭКС) и международных чтений по квантовой оптике (IWQO), которые проводились в разных городах России при участии представителей зарубежных научно-исследовательских коллективов с 1973 по 2021 гг. В 2021 году объединенный программный комитет ФЭКС и IWQO, учитывая научные достижения В.В. Самарцева и его роль в формировании научного сообщества специалистов, работающих в области когерентной, нелинейной, квантовой оптики и оптической спектроскопии, принял решение об учреждении «Самарцевских Чтений» и о проведении их в дальнейшем каждые два года как одного мероприятия. Основные научные направления работы Чтений: актуальные проблемы когерентной, нелинейной и квантовой оптики; квантовая информатика и квантовые оптические технологии; фотоника и взаимодействие излучения с веществом; атомная оптика и нанооптика; спектроскопия и микроскопия одиночных квантовых излучателей; функциональные оптические материалы. В рамках ФЭКС/IWQO-2023 была организована Юбилейная секция «Когерентная и нелинейная оптика. Фотонное эхо и переходные процессы», посвященная 100-летию со дня рождения профессора У.Х. Копвиллема и 60-летию выхода в свет первой статьи по фотонному эху.

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 Самарцевских Чтений по квантовой оптике и по фотонному эху (IWQO/ФЭКС): [www.pecs.su](http://www.pecs.su).

© Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 2023  
© ФИЦ «Казанский научный центр РАН», 2023  
© Авторы, 2023

### Организаторы

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)  
 ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук» (ФИЦ КазНЦ РАН)  
 Московский педагогический государственный университет (МПГУ)  
 Казанский (Приволжский) федеральный университет (КФУ)

### Программный комитет

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

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

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

#### Члены программного комитета:

Пуа Акимов (TU Dortmund Univ., Germany)	Масалов А.В. (ФИАН, Москва)
Андреев А.В. (МГУ, Москва)	Моисеев С.А. (ККЦ КНИТУ-КАИ, Казань)
Балькин В.И. (ИСАН, Москва)	Попова М.Н. (ИСАН, Москва)
Башаров А.М. (НИЦ КИ, Москва)	Пранц С.В. (ТОИ ДВО РАН, Владивосток)
Бугай А.Н. (ОИЯИ, Дубна)	Рубцова Н.Н. (ИФП СО РАН, Новосибирск)
Долгих Г.И. (ТОИ ДВО РАН, Владивосток)	Сазонов С.В. (НИЦ КИ, Москва)
Задков В.Н. (ИСАН, Москва)	Салахов М.Х. (АН РТ, Казань)
Килин С.Я. (НАН Беларуси, Минск)	Салихов К.М. (КФТИ КазНЦ РАН, Казань)
Климов В.В. (ФИАН, Москва)	Стремоухов С.Ю. (МГУ, Москва)
Козлов С.А. (СПбНИУ ИТМО, СПб)	Федоров М.В. (ИОФАН, Москва)
Колачевский Н.Н. (ФИАН, Москва)	Хайдуков Е.В. (ФНИЦ КиФ РАН, Москва)
Котова С.П. (ФИАН, Самара)	Чекалин С.В. (ИСАН, Москва)
Кулик С.П. (МГУ, Москва)	Чиркин А.С. (МГУ, Москва)
Макаров В.А. (МГУ, Москва)	Юкалов В.И. (ОИЯИ, Дубна)

### Организационный комитет

**Председатель оргкомитета:** Сазонов С.В. – д.ф.-м.н., профессор, начальник отдела НИЦ «Курчатовский институт» (Москва)

**Заместитель председателя:** Нестеров С.В. – к.ф.-м.н., ООО «Проминформсистемы» (Калининград)

#### Члены организационного комитета:

Аржанов А.И.	МПГУ, ФИАН	Никифоров В.Г.	ФИЦ КазНЦ РАН
Каримуллин К.Р.	ФИАН, МПГУ, ИСАН	Павленко М.И.	МПГУ
Князева М.А.	ФИАН, МПГУ, ВШЭ	Смирнова Е.А.	ФИАН, МПГУ
Лозинг Н.А.	ФИАН, МПГУ	Степанов М.Е.	МПГУ
Магарян К.А.	МПГУ	Тарасевич А.О.	ФИАН, МПГУ
Нелюбов А.Ю.	ФИАН, МПГУ, Сколтех	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 I Самарцевских Чтений (ФЭКС/IWQO-2023):

В работе Чтений приняли участие специалисты научно-исследовательских институтов и высших учебных заведений РФ, Республики Беларусь и Университета KwaZulu-Natal (ЮАР), всего – 91 участник из 35 организаций (в т.ч. 32 молодых ученых, студентов и аспирантов в возрасте до 35 лет). Представлено: 26 приглашенных, 44 устных и 38 стендовых докладов.

На заключительном заседании 22 сентября 2023 года участники ФЭКС/IWQO-2023 единогласно проголосовали за принятие следующего решения:

...

5. С целью сохранения преемственности научных мероприятий, связанных с именем профессора В.В. Самарцева, рекомендовать программному и организационному комитетам дополнить официальное наименование Чтений и в дальнейшем проводить их как «Самарцевские Чтения по квантовой оптике и фотонному эху (IWQO/ФЭКС)».

6. Поручить программному и организационному комитетам организацию и проведение Вторых Самарцевских Чтений по квантовой оптике и фотонному эху (IWQO/ФЭКС-2025) в сентябре 2025 года на базе Федеральной территории «Сириус».

Светлогорск, 22.09.2023 г.

## Оглавление

<b>ПРИГЛАШЕННЫЕ И ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ .....</b>	<b>14</b>
<b>СЕТИ КВАНТОВЫХ СЕНСОРОВ ДЛЯ МЕТРОЛОГИИ</b>	
А.П. Алоджанц, Д.В. Царёв, С.П. Кулик .....	15
<b>АТОМНО-ФОТОННЫЙ КЛАСТЕР В НЕЛИНЕЙНОЙ И КВАНТОВОЙ ОПТИКЕ</b>	
А.М. Башаров .....	19
<b>ВЫСОКОДОБРОТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МИКРОРЕЗОНАТОРЫ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ И КВАНТОВОЙ ОПТИКИ</b>	
А.Е. Шитиков, С.Н. Балыбин, Н.Ю. Дмитриев, Д.А. Чермошенцев, А.Н. Данилин, Т.С. Тебенёва, В.Е. Лобанов, Ф.Я. Халили, И.А. Биленко .....	21
<b>ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ: ВОЗМОЖНОСТИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СЕНСОРОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ</b>	
К.Н. Болдырев, М.Н. Попова .....	23
<b>ОСОБЕННОСТИ БИОЛОГИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ</b>	
А.Н. Бугай .....	25
<b>ПРОФЕССОР У.Х. КОПВИЛЛЕМ – ОСНОВАТЕЛЬ ЛАЗЕРНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ</b>	
Г.И. Долгих .....	27
<b>АНТИГРУППИРОВКА ФОТОНОВ В ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СУБМИКРОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПЕРОВСКИТА <math>\text{MgPbI}_3</math></b>	
И.Ю. Еремчев, А.О. Тарасевич, М.А. Князева, А.В. Наумов, И.Г. Щеблыкин .....	28
<b>КВАНТОВЫЙ ПОВТОРИТЕЛЬ НА МНОГОМОДОВЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЯХ</b>	
А.Д. Киселев, Р.К. Гончаров, Э.О. Самсонов, Ф.Д. Киселев, В.И. Егоров .....	31
<b>ЗООПАРК В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ: СТРАННЫЕ, ОГРАНИЧЕННЫЕ, ИДЕАЛЬНЫЕ, КВАЗИНОРМАЛЬНЫЕ МОДЫ И МОДЫ НЕВИДИМОСТИ В ОПТИКЕ И КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ</b>	
В.В. Климов .....	33
<b>ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА УТРОЕННЫХ ЧАСТОТАХ И ВОЗНИКАЮЩЕГО ЗА СЧЕТ ФАЗОВОЙ САМОМОДУЛЯЦИИ ОСНОВНОЙ ЧАСТИ ИМПУЛЬСА В ПОЛЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ</b>	
С.А. Козлов, И.Р. Арцер, А.О. Исмагилов, М.В. Мельник, А.Н. Цыпкин .....	37
<b>ГЕНЕРАЦИЯ ВИХРЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ СЕКТОРНОЙ СПИРАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ НА ОСНОВЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ФЕРРИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ</b>	
С.П. Котова, Е.П. Пожидаев, С.А. Самагин, Т.П. Ткаченко .....	41
<b>ОДНОНАПРАВЛЕННАЯ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ОТКРЫТОМ АКТИВНОМ ОБРАЗЦЕ</b>	
Вл.В. Кочаровский, Е.Р. Кочаровская .....	45
<b>КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ</b>	
С.П. Кулик .....	50

НЕМАРКОВСКАЯ ДИНАМИКА И ОБРАЗОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР В ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННЫХ КОНДЕНСАТАХ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНА Д.В. Макаров, Н.А. Асриян, А.А. Елистратов, Ю.Е. Лозовик .....	51
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЕДИНИЧНЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ Е.Ф. Мартынович, В.П. Дресвянский .....	52
КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ФОТОННОМ ЭХЕ: СПОСОБЫ РЕАЛИЗАЦИИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ДЕМОСТРАЦИЯ С.А. Моисеев .....	55
АПКОНВЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ОДИНОЧНОЙ ОКСИДНОЙ ЧАСТИЦЫ $YVO_4:Yb, Er$ В.Г. Никифоров, Д.К. Жарков, А.В. Леонтьев, Л.А. Нуртдинова, А.Г. Шмелев, А.П. Чукланов, Н.И. Нургазизов.....	57
НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ХОЛОДНЫХ АТОМОВ В ТРЕХМЕРНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ С.В. Пранц.....	59
ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫЕ РИДБЕРГОВСКИЕ АТОМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ И.И. Рябцев, И.И. Бетеров, Е.А. Якшина, Д.Б. Третьяков, В.М. Энтин, И.Н. Ашкарин.....	64
ОБ ОПТИЧЕСКИХ АВТОВОЛНАХ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ С.В. Сазонов .....	66
КУДИТНЫЙ КВАНТОВЫЙ КОМПЬЮТЕР НА ИОНАХ. ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ И.А. Семериков, И.В. Заливако, А.С. Борисенко, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский .....	68
ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМНЫМИ СИСТЕМАМИ В ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ С.Ю. Стремоухов.....	70
ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ФИЛАМЕНТАЦИЯ В КВАНТОВОМ СЛЕДЕ, ИНДУЦИРОВАННОМ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ БЛИЖНЕГО И КОРОТКОВОЛНОВОГО ИК ДИАПАЗОНА В МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ С.В. Чекалин, В.О. Компанец.....	73
ФОТОННОЕ ЭХО В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ И.А. Югова.....	77
АТОМОПТИКА С ХОЛД БОСОНИМИ V.I. Yukalov and E.P. Yukalova .....	81
<b>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....</b>	<b>82</b>
ГАММА-ВСПЛЕСКИ И ПЕРЕХОДНЫЕ СИГНАЛЫ В МОДЕЛЯХ ФРАКТАЛЬНОЙ КОСМОЛОГИИ В.С. Абрамов .....	83
МОЙ УЧИТЕЛЬ ПРОФЕССОР У.Х. КОПВИЛЛЕМ И ЕГО НАУЧНОЕ НАСЛЕДИЕ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ КОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ НА КВАЗИЧАСТИЦАХ В.С. Абрамов .....	88

УПРАВЛЯЕМАЯ РАМАНОВСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ С ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ МОД В ТЕЛЛУРИТНЫХ МИКРОСФЕРАХ	
Е.А. Анашкина, А.В. Андрианов .....	92
ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ КВАНТОВОГО СЖАТИЯ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ	
А.В. Андрианов, Е.А. Анашкина, Н.А. Калинин, А.А. Сорокин, Г. Лойхс .....	96
БЫСТРАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ТРЕХУРОВНЕВОМ АТОМЕ В РЕЗОНАТОРЕ	
Ю.А. Харламова, Н.М. Арсланов, С.А. Моисеев .....	100
РЕЗОНАНСЫ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ, ДЕТЕКТИРУЕМЫЕ МЕТОДОМ РЭМСИ В ЯЧЕЙКАХ С ПАРАМИ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ	
Г.В. Волошин, А.Н. Литвинов, К.А. Баранцев, А.П. Аммосов, А.С. Курапцев, И.М. Соколов .....	102
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ПРИРОДЫ ГИГАНТСКОЙ МАЛОИНЕРЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ТГЦ СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ	
М.С. Гусельников, А.О. Набилкова, А.О. Исмагилов, М.В. Мельник, А.Н. Цыпкин, С.А. Козлов, К.-Ч. Жанг .....	104
ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЗАЩИЩЕННОЙ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ В СЕТИ КВАНТОВОГО ИНТЕРНЕТА ВЕЩЕЙ	
А.А. Сантьев, В.И. Егоров .....	108
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЛИПИДНЫХ МЕМБРАН К ДИВАЛЕНТНЫМ ИОНАМ С ПОМОЩЬЮ МИКРОСКОПИИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ	
М.Ю. Еремчев .....	110
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ НАНОЛЮМИНОФОРОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ	
Д.К. Жарков, О.Е. Митюшкин, А.В. Леонтьев, Л.А. Нуртдинова, А.Г. Шмелев, Н.М. Лядов, А.В. Пашкевич, В.Г. Никифоров .....	113
КВАНТОВЫЕ ПОВТОРИТЕЛИ: ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТОК И ПЕРСПЕКТИВЫ	
А.А. Калачев .....	115
КОСЫЕ СОЛИТОНЫ В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ: ТЕОРИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ	
А.М. Камчатнов .....	117
РАБИ-ВОЗБУЖДЕНИЕ МОД ЛАЗЕРА В ОТСУТСТВИЕ ИХ РЕЗОНАНСА С АКТИВНОЙ СРЕДОЙ ПРИ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ ГЕНЕРАЦИИ РЕЗОНАНСНОЙ ПОЛЯРИТОННОЙ МОДЫ	
Е.Р. Кочаровская, Вл.В. Кочаровский .....	118
ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЗАВИСИМЫХ ЛЭМБОВСКИХ СДВИГОВ НА ХАРАКТЕР МЕЖАТОМНОГО ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ВОЛНОВОДЕ	
А.С. Курапцев .....	123
ОДНОРЕЗОНАТОРНЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР ПЕРЕПУТАННЫХ ФОТОНОВ, СОВМЕСТИМЫЙ С ТВЁРДОТЕЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТЬЮ	
И.З. Латыпов, Д.А. Турайханов, А.О. Акатьев, А.В. Шкаликов, А.А. Калачев .....	125

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА ГЕНЕРАЦИЮ И СВОЙСТВА ПЛАТИКОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ	
В.Е. Лобанов, О.В. Боровкова, И.А. Биленко .....	128
ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК НИЗКОГО ПОРЯДКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА ЧЕРЕЗ СТРУЮ АРГОНА	
К.В. Львов, С.Ю. Стремоухов .....	130
ОПТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ОТКЛИКА СВЕРХРЕШЕТКИ ПРИ НАЛИЧИИ ДЕФАЗИРОВКИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК V-ТИПА	
Д.Я. Байрамдурдыев, Р.Ф. Маликов, В.А. Малышев .....	134
МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ И ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С ТЕРМО-ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ	
М.П. Марисова, А.В. Андрианов, Е.А. Анашкина .....	138
ОПТИЧЕСКАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ВОССТАНОВЛЕННОМ ФОТОННОМ ЭХЕ В КРИСТАЛЛЕ $^{167}\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$	
М.М. Миннегалиев, К.И. Герасимов, С.А. Моисеев .....	142
АНТИГРУППИРОВКА ФОТОНОВ КАК СРЕДСТВО УВЕЛИЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ НАНОСЕНСОРОВ	
А.Б. Михалычев .....	144
ЗАГАДОЧНЫЕ ЦЕНТРЫ ОКРАСКИ В АЛМАЗАХ С ЯРКОЙ, СТАБИЛЬНОЙ И УЗКОПОЛОСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЕЙ	
А. Нелюбов, И. Еремчев, В. Драчев, С. Косолобов, Е. Екимов, А. Наумов.....	149
КОГЕРЕНТНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В ЛАЗЕРАХ	
А.В. Пахомов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов .....	151
ПОЛУЧЕНИЕ УНИПОЛЯРНЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ УПРАВЛЕНИИ РЕЗОНАНСНЫМИ СРЕДАМИ	
А.В. Пахомов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов .....	155
ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ НА ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ТРИОНАХ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ОКСИДА ЦИНКА	
И.И. Попов, Р.В. Юсупов, А.В. Мороз, А.В. Петров, К.Ш. Газизов, А.Р. Бессонов, А.М. Гайя .....	159
УНО ХЕРМАНОВИЧ КОПВИЛЛЕМ (1923-1991)	
С.В. Пранц.....	163
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРИ-ЭЙРИ ПУЧКОВ С ВНЕДРЕННЫМ ТОПОЛОГИЧЕСКИМ ЗАРЯДОМ	
Д.В. Прокопова, Е.Г. Абрамочкин.....	166
МЕТОД КЛЫШКО ДЛЯ АНАЛОГОВЫХ ФОТОДЕТЕКТОРОВ	
П.А. Прудковский, Д.А. Сафроненков, Г.Х. Китаева .....	169
РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ПО ИХ СПЕКТРАЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ	
А.Г. Ржанов, В.В. Близнюк, В.А. Паршин, О.И. Семёнова, А.Е. Тарасов .....	174
ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИРЕЗОНАТОРНОЙ МОДЫ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ: ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ	
И.В. Рыжов.....	178

ВЛИЯНИЕ НАКЛОНА СЛОЯ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ НАНОСУСПЕНЗИИ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ СТРУКТУРУ ОБЪЕКТНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫРОЖДЕННОМ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ	
М.В. Савельев, К.Е. Алеферкина .....	182
О НАУЧНОМ НАСЛЕДИИ ПРОФЕССОРА КОПВИЛЛЕМА	
С.В. Сазонов .....	185
CONVEX MIXTURES OF MARKOVIAN AND NON-MARKOVIAN SINGLE QUBIT CHANNELS ON NISQ DEVICES	
I.E. Sinaiski .....	188
ПЕРЕНОС СОСТОЯНИЯ КОТА ШРЁДИНГЕРА НА ДРУГУЮ ЧАСТОТУ	
Р. Сингх, А.Е. Теретёнков .....	189
ДИНАМИКА РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ХОЛОДНЫХ И РАЗРЕЖЕННЫХ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ	
И.М. Соколов .....	191
ВЛИЯНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ДЕЗАКТИВАЦИЮ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПОРФИРИНОВ В ПРИСУТСТВИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА	
А.С. Старухин, А.Ю. Панарин, Т.А. Павич, А.Ю. Ильин .....	195
ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ РЕАБСОРБЦИИ НА ЗНАЧЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ И ОТНОСИТЕЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ВЫХОДОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ПОРФИРИНОВ И ФТАЛОЦИАНИНОВ	
А.С. Старухин, В.В. Ковгар, В.С. Шершень, Т.А. Павич .....	199
ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В МАССИВЕ ВЕРТИКАЛЬНО- ИЗЛУЧАЮЩИХ ЛАЗЕРОВ НА ВЫСОКОКОНТРАСТНОЙ РЕШЕТКЕ	
И.В. Тимофеев, Р.Г. Бикбаев, П.С. Панкин, Д.Н. Максимов, Д.П. Федченко, Н.В. Рудакова, А.С. Зуев, П.Н. Ким, С.Я. Ветров .....	203
НОВЫЙ ВИД ВОЛН-УБИЙЦ	
Н.В. Устинов .....	206
СОЛИТОНЫ В НАНОКОМПОЗИТАХ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ	
О.Х. Хасанов, О.М. Федотова, Г.А. Русецкий, Т.В. Смирнова, А.С. Берестовский .....	210
СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В КВАНТОВЫХ МАТЕРИАЛАХ С КОМПЛЕКСНОЙ СЕТЕВОЙ СТРУКТУРОЙ	
Д.В. Царёв, М.М. Никитина, А.Е. Авдюшина, А.П. Алоджанц .....	212
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ САМОКОМПРЕССИЯ В ОДНОМЕРНЫХ МАССИВАХ ВОЛНОВОДОВ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ	
С.В. Чекалин, А.А. Архипова, С.А. Журавицкий, Н.Н. Скрябин, И.В. Дьяконов, А.А. Калинин, С.П. Кулик, Я.В. Карташов, В.Н. Задков, В.О. Компанец .....	216
МИКРОРЕЗОНАТОРЫ С БИХРОМАТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ КОГЕРЕНТНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ, ГЕНЕРАЦИИ СОЛИТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И ИСТОЧНИКОВ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА	
Д.А. Чермошенцев, А.Е. Шитиков, А.Н. Данилин, А.К. Воробьев, Н.Ю. Дмитриев, Д.М. Сокол, Н.С. Татарина, В.Е. Лобанов, И.А. Биленко .....	220

КВАНТОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ И ЗАРЯДА В БИОПОЛИМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ А.В. Чижов, З. Ивич, Д. Чевизович.....	223
АНИЗОТРОПИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АПКОНВЕРСИОННЫХ НАНОЧАСТИЦ. КЛАССИЧЕСКИЙ ПОДХОД А.Г. Шмелев, Е.О. Митюшкин, Л.А. Нуртдинова, А.В. Леонтьев, Д.К. Жарков, В.Г. Никифоров .....	225
<b>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ .....</b>	<b>226</b>
НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТА В ТЕЛЛУРИТНЫХ И ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ МНОГОСЕРДЦЕВИННЫХ ВОЛОКНАХ В СРЕДНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ Е.А. Анашкина, А.В. Андрианов, А.А. Балакин, С.А. Скобелев, А.Г. Литвак .....	227
МОДУЛЯЦИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ VCSEL ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСОВ ТОКА НАКАЧКИ ПОСТОЯННОЙ АМПЛИТУДЫ И ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ А.Н. Аржаненкова, Г.П. Мирошниченко .....	231
ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И УШИРЕНИЕ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КОЛЛОИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CDSE/CDS/ZNS А.И. Аржанов, К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов .....	235
СОСТОЯНИЯ ТИПА КОТА ШРЕДИНГЕРА В СХЕМАХ С ПЕРЕПУТЫВАНИЕМ И ИЗМЕРЕНИЯМИ: СРАВНЕНИЕ РЕСУРСНЫХ СОСТОЯНИЙ ФОКА И КУБИЧЕСКОЙ ФАЗЫ А.В. Баева, Н.Г. Веселкова, И.В. Соколов .....	237
ЭВОЛЮЦИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ОДИНОЧНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ ПЕРОВСКИТА CsPbBr <sub>3</sub> В ПРОЦЕССЕ ФОТОДЕГРАДАЦИИ В.А. Байтова, М.А. Князева, А.О. Тарасевич, А.В. Наумов, А.Г. Сон, С.А. Козюхин, И.Ю. Еремчев .....	241
ДИНАМИКА ОДНОАТОМНОГО ЛАЗЕРА В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ: НЕКЛАССИЧНОСТЬ И БИСТАБИЛЬНОСТЬ С.В. Власенко, А.Б. Михалычев, С.Я. Килин .....	243
ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В СВЕРХРЕШЕТКЕ И ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК И.С. Двужилов, Ю.В. Двужилова, М.Б. Белоненко .....	248
ТУННЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА Ю.В. Двужилова, И.С. Двужилов, М.Б. Белоненко .....	250
ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ДЕМУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕ ФОТОНОВ ОДНОЙ ЯЧЕЙКОЙ ПОККЕЛЬСА М.А. Дрязгов, Ю. А. Бирюков, К. В. Тараторин, И. В. Дьяконов, А.А. Корнеев, С.С. Страупе, С. П. Кулик .....	252

ФЕМТОСЕКУНДНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ ШИРОКОПОЛЬНОЙ МНОГОФОТОННОЙ МИКРОСКОПИИ Ю.А. Герасимова, М.Ю. Еремчев .....	257
КВАНТОВЫЕ ФУНКЦИИ ХЕШИРОВАНИЯ НА ОСНОВЕ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА СВЕТА Н.М. Шафеев, Д.О. Акатьев, Д.А. Турайханов, И.З. Латыпов, А.А. Калачев.....	259
ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ К.Р. Каримуллин, А.И. Аржанов, К.А. Магарян, А.О. Савостьянов, А.В. Наумов .....	263
О ПРИРОДЕ МЕРЦАНИЯ ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ М.А. Князева, А.О. Тарасевич, И.Ю. Еремчев, А.В. Наумов.....	265
ПЛАЗМОННЫЕ ФОТОПРОВОДЯЩИЕ АНТЕННЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ П.М. Ковалева, К.А. Кузнецов, П.И. Кузнецов, М.А. Селезнев, Г.Х. Китаева.....	267
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФОТОНОВ В ВОЛНОВОДЕ С ФРАКТАЛЬНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ Н.Н. Конобеева, Р.Р. Трофимов, М.Б. Белоненко.....	270
СВЕТОВЫЕ ПУЛИ В СРЕДЕ ПОЛИМЕРОВ, ДОПИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ М.Б. Белоненко, Н.Н. Конобеева .....	272
КОРЕЛЛИРОВАННЫЕ ПАРЫ ФОТОНОВ В СУЖЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОТОНАХ С ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ И.З. Латыпов, А.Л. Шмакова, А.А. Калачев .....	274
КОМПОЗИТ $\text{NaY}_4:\text{Eu}^{3+}$ , $[\text{Ru}(\text{dipy})_3]^{2+}$ КАК ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ СЕНСОР ТЕМПЕРАТУРЫ ДЛЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ Л.А. Нуртдинова, А.В. Леонтьев, Е.О. Митюшкин, Д.К. Жарков, А.Г. Шмелев, Р.Р. Заиров, С.В. Федоренко, А.Р. Мустафина, В.Г. Никифоров .....	276
ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В СПЕКТРАХ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ Н.А. Лозинг, Е.А. Смирнова, М.Г. Гладуш.....	278
ОСОБЕННОСТИ ТЕХНИКИ СОВМЕЩЕННОЙ ЗОНДОВО-ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ К.А. Магарян, А.И. Аржанов, М.Е. Степанов, А.В. Наумов .....	280
ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛИРОВАННЫХ ВОЛОКОН ДЛЯ СВЯЗИ С ОПТИЧЕСКИМИ МИКРОРЕЗОНАТОРАМИ С МОДАМИ ТИПА ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ К.Н. Миньков, Д.Д. Ружицкая, А.А. Самойленко .....	283
СИНТЕЗ АПКОНВЕРСИОННЫХ ЛЮМИНОФОРОВ $\text{NaYF}_4:\text{Yb}$ , $\text{Er}$ И ГИДРОФИЛИЗАЦИЯ ИХ ПОВЕРХНОСТИ Е.О. Митюшкин, А.Г. Шмелев, А.В. Леонтьев, Л.А. Нуртдинова, Д.К. Жарков, В.Г. Никифоров .....	286

НАРУШЕНИЕ ПРАВИЛА ЛЕВШИНА В СОПРЯЖЕННЫХ СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ПОГЛОЩЕНИЯ КОНФОРМАЦИОННО ИЗМЕНЧИВЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ МАКРОМОЛЕКУЛ В ТВЕРДЫХ МАТРИЦАХ	
Н.Л. Наумова, О.Н. Коротаев, И.А. Васильева, А.В. Наумов .....	288
НЕИНВАЗИВНЫЕ МЕТОДЫ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ И ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ	
А.В. Наумов, Н.Ф. Стародубцев, Н.Н. Юрышев, К.Р. Каримуллин .....	291
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА АПКОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ $\text{NaYbF}_4:\text{Er}$	
Л.А. Нуртдинова, А.В. Леонтьев, Е.О. Митюшкин, Д.К. Жарков, А.Г. Шмелев, В.Г. Никифоров .....	292
НЕОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ В СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $\text{SnV}$ И $\text{GeV}$ ЦЕНТРОВ В CVD АЛМАЗАХ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ	
М. Павленко, В. Седов, А. Мартьянов, А. Нелюбов, И. Тяжелов, С. Савин, И. Еремчев, М. Еремчев, В. Ральченко, А. Наумов.....	294
КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ МЕРЦАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК	
Э.А. Подшивайлов, М.А. Князева, А.О. Тарасевич, И.Ю. Еремчев, А.В. Наумов, П.А. Французов .....	297
КВАНТОВАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СЖАТОГО СОСТОЯНИЯ КОТА ШРЕДИНГЕРА	
Р. Сингх, А.Е. Теретёнков .....	300
ПРОГРАММНОЕ ПОСТРОЕНИЕ УРАВНЕНИЙ КВАНТОВОЙ ЦЕПОЧКИ БГКИ	
Е.А. Смирнова, Н.А. Лозинг, М.Г. Гладуш.....	303
ОДНОПЕРИОДНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ В СИСТЕМЕ “ЛАЗЕРНЫЙ ДИОД-ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОРЕЗОНАТОР” В РЕЖИМЕ ЗАТЯГИВАНИЯ	
Д.М. Сокол, Д.А. Чермошенцев, А.Е. Шитиков, Н.Ю. Дмитриев, В.Е. Лобанов, И.А. Биленко .....	305
КРИОГЕННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ НАНОСЕТЕЙ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ИХ ПЛАЗМОННЫХ СВОЙСТВ	
М.Е. Степанов, В.И. Матюшенко, А.В. Карабулин, С.А. Хоркина, А.В. Наумов.....	309
КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СУБМИКРОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПЕРОВСКИТОВ $\text{MgF}_2:\text{Mn}^{2+}$ : ВЛИЯНИЕ МЕРЦАНИЯ И КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ	
А.О. Тарасевич, И.Ю. Еремчев, А.В. Наумов, И.Г. Щерблюкин .....	312
КОМПЕНСАЦИЯ ИСКАЖЕНИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА С ПОМОЩЬЮ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ В УСЛОВИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЫ	
Д.А. Турайханов, Л. Р. Гилямова, А.В. Шкаликов, И.З. Латыпов, А.А. Калачев.....	315
ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СОЛИТОНЫ, ЛАМПЫ И ВОЛНЫ-УБИЙЦЫ В КВАДРАТИЧНО НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ	
С.В. Сазонов, Н.В. Устинов.....	318
ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ВОЗДУХЕ	
А.Н. Бугай, В.А. Халяпин .....	321

ДАТЧИКИ ВИБРАЦИИ НА ОСНОВЕ СУЖЕННЫХ ВОЛОКОН

И.З. Латыпов, О.П. Шиндяев, А.В. Шкаликов .....323

УСЛОВИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
В БИОСУСПЕНЗИЯХ

О.Х. Хасанов, Г.А. Русецкий, О.М. Федотова, К.В. Писцова .....325

## **Приглашенные и пленарные доклады**

## СЕТИ КВАНТОВЫХ СЕНСОРОВ ДЛЯ МЕТРОЛОГИИ

А.П. Алоджанц<sup>1,2,\*</sup>, Д.В. Царёв<sup>1,2</sup>, С.П. Кулик<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО

197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, литер А

<sup>2</sup>Южно-Уральский государственный университет

454080, Челябинск, пр. Ленина, д. 76

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

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

В работе рассматривается проблема многопараметрической квантовой метрологии с учетом потерь частиц на основе сетей квантовых сенсоров. В качестве основы предложена модель трёх и более слабо связанных солитонов, позволяющих формировать пространственно-распределенные  $N00N$ -подобные состояния. Показана устойчивость таких состояний к малым потерям частиц за счет наличия небольших сателлитных фоковых мод. Полученные результаты открывают новые перспективы для сенсорики на основе квантовых сетей, реализованных на фотонных или атомных чипах, а также в области квантовой коммуникации.

**Ключевые слова:** квантовая метрология, сенсорика, квантовые сети, солитоны, предел Гейзенберга

Квантовая метрология и сенсорика представляют собой один из значимых практических результатов современных квантовых технологий [1]. Реальные квантовые метрологические приложения можно найти в достижениях фундаментальной науки, навигации и космоса, геологии, науках о жизни, экологии и окружающей среде, гражданском строительстве, см., например [2]. С практической точки зрения передовые устройства и датчики квантовой метрологии требуют интерфейса с сетями; в ближайшем будущем такие системы могут стать связанными с квантовым Интернетом [3]. По этой причине изучение возможностей и фундаментальных ограничений для измерения и оценки точности распределенных квантовых датчиков сегодня является актуальной задачей.

Как правило, высокоточные квантово-метрологические системы имеют в своей основе атомные конденсаты Бозе-Эйнштейна (БЭК) [4] или фотонные схемы [5]. Первичными в данном случае являются измерение и оценка некоторых неизвестных фазозависимых параметров, относящихся к разности фаз в плечах интерферометра Маха-Цендера (МЦ), являющегося основным инструментом измерений как в квантовой оптике, так и с атомными конденсатами. В рамках линейной квантовой метрологии оцениваемая фаза  $\phi$  линейно зависит от среднего числа частиц  $N$ , т. е.  $\phi = \chi N$ , где  $\chi$  – некоторый неизвестный измеряемый параметр. В нелинейной метрологии имеют дело с неизвестным нелинейным фазовым сдвигом  $\phi = \chi N^k$ , где  $k = 2, 3, \dots$ . В обоих случаях можно ввести обобщенный предел Гейзенберга (ОПГ)  $\sigma_{\text{ОПГ}}^{(k)} \geq 1/N^k$ , который определяет фундаментально предельную точность измерения и оценки параметра  $\chi$ ;  $N$  – число частиц, участвующих в измерении. Для линейной метрологии при  $k = 1$ , ОПГ сводится к известному пределу Гейзенберга, тогда как при  $k > 1$  уместно говорить о супергейзенберговском пределе нелинейной квантовой метрологии. ОПГ может быть достигнут в рамках двумодовой интерферометрической измерительной процедуры с помощью идеального  $N00N$  состояния на входе интерферометра МЦ. Однако, приготовление и использование многочастичных  $N00N$  состояний остается нетривиальной задачей ввиду их чрезвычайной хрупкости.

Ранее в [6,7] нами было показано, что светлые квантовые солитоны не только позволяют приготовить мезоскопические (с  $N \sim 10^3$ )  $N00N$  состояния, но и обеспечивают максимальное значение степеней  $k = 3$ , которое может быть получено в керроподобной среде за счет пространственных степеней свободы солитона. Было предложено устройство, названное солитонными джозефсоновскими контактами (СДК), которое позволяет создать суперпозицию

фоковских состояний, близкую к  $N00N$  состоянию, но защищённую от потерь небольшого числа частиц [7]. Важно подчеркнуть, что рассматриваемые состояния могут быть получены в кубично-нелинейной (например, атомной) среде со слабо-притягивающимися частицами.

Новые преимущества и возможности в квантовой сенсорике связаны с квантовыми сетями [8]. В последнее время фундаментальные аспекты многопараметрической сенсорики и метрологии стали предметом интенсивного изучения; обсуждаются различные стратегии и процедуры измерения, которые недоступны в простой (двумодовой) схеме оценки фазы [9]. Способность неклассических состояний, направленная на повышение общей метрологической точности, достигаемой в рамках сетей квантовых сенсоров (СКС), представляет собой первичную задачу, которая еще не полностью изучена.

Важным шагом от традиционной двумодовой квантовой метрологии с  $N00N$  состояниями к квантовой метрологии на СКС становится развитие модели СДК [6-8] до трёхмодовых СДК (ТСДК). Такое устройство представляет собой уже три туннельно-связанных (каждый с каждым) светлых солитона и позволяет генерировать трёхмодовые запутанные состояния. Основными параметрами ТСДК, кроме общего начального числа частиц  $N$ , являются скорость туннелирования  $k$  и параметр керровской нелинейности  $u$ ; как и в случае СДК [6] здесь может быть введен эффективный параметр  $\Lambda = u^2 N^2 / 16k$ , полностью определяющий различные режимы ТСДК. Наибольший интерес представляет собой основное состояние ТСДК, которое может быть эффективно записано в фоковском пространстве в виде

$$|\psi_{\text{ТСДК}}\rangle = \sum_{N_1=0}^N \sum_{N_2=0}^{N-N_1} A_{N_1, N_2}(\Lambda) |N_1, N_2, N_3\rangle, \quad (1)$$

где  $A_{N_1, N_2}(\Lambda)$  – амплитуда фоковской моды, зависящая от управляющего параметра  $\Lambda$ ;  $\sum_{N_1} \sum_{N_2} |A_{N_1, N_2}|^2 = 1$ . На рисунке 1 представлены численно полученные распределения  $|A_{N_1, N_2}|^2$  для основного состояния ТСДК при различных  $\Lambda$ . Видно, что при  $\Lambda_c \approx 3.303$  (см. рис. 1(б)) наблюдается квантовый фазовый переход от когерентного состояния при  $\Lambda < \Lambda_c$  (см. рис. 1(а)) к состоянию, близкому к трёхмодовому  $N00N$

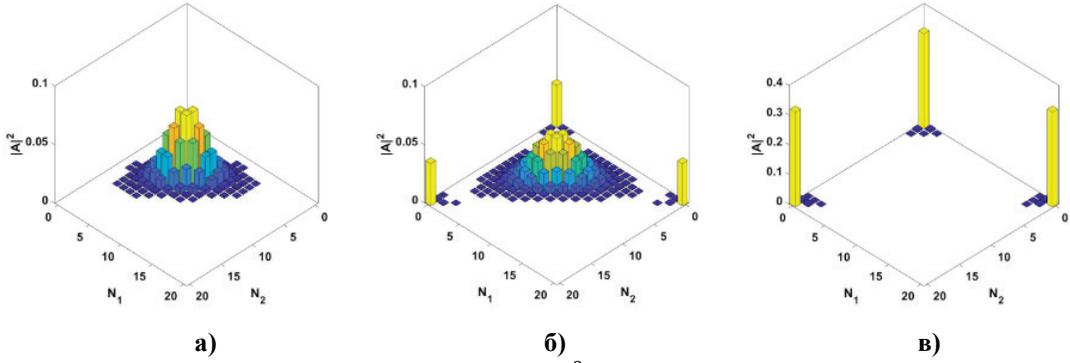
$$|N00N\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|N, 0, 0\rangle + |0, N, 0\rangle + |0, 0, N\rangle). \quad (2)$$

Важно отметить, что при  $\Lambda \gtrsim \Lambda_c$  основное состояние ТСДК не является идеальным  $N00N$ , хотя и близко к нему. На рисунке 1(в) отчетливо видны небольшие сателлитные фоковские моды; данное обстоятельство очень важно для квантовой метрологии с потерями частиц. Как уже упоминалось,  $N00N$  состояния чрезвычайно хрупкие: потеря единственной частицы ведет к коллапсу состояния (2) и невозможности его использования в измерении. Однако, благодаря небольшим сателлитным модам,  $N00N$ -подобное состояние ТСДК, изображенное на рисунке 1(в) устойчиво к небольшим потерям частиц, что делает его более подходящим для реального эксперимента по квантовой метрологии, чем состояние (2).

Мы предлагаем использовать ТСДК в качестве основы для СКС, принципиальная схема которой представлена на рисунке 2. Фактически, СКС использует  $n$ -модовое  $N00N$  состояние

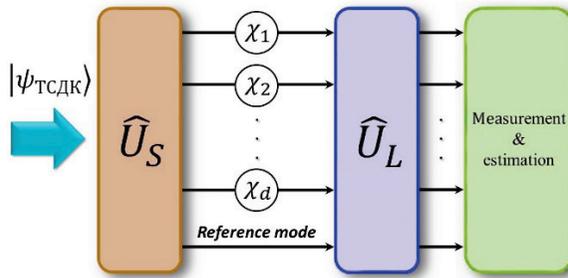
$$|\psi_n\rangle = \varepsilon(e^{i\phi_1}|0, N, 0, \dots, 0\rangle + e^{i\phi_2}|0, 0, N, \dots, 0\rangle + \dots + e^{i\phi_n}|0, 0, 0, \dots, N\rangle) + \varepsilon_r|N, 0, 0, \dots, 0\rangle, \quad (3)$$

которое может быть получено из состояния (1), распределенного по  $n$  узлам СКС с помощью некоторой линейной операции  $\hat{U}_s$ . Величины  $\varepsilon_r$  и  $\varepsilon$  в (3) являются параметрами  $\hat{U}_s$ , соответствующими опорному и измеряемому каналам СКС, см. рис. 2. В силу нормировки  $|\psi_{\text{ТСДК}}\rangle$  эти параметры удовлетворяют условию  $d\varepsilon^2 + \varepsilon_r^2 = 1$ .



**Рис. 1.** Распределения амплитуд фоковских мод  $|A_{N_1, N_2}|^2$  для основного состояния ТСДК при (а)  $\Lambda \approx 0$ , (б)  $\Lambda = \Lambda_c \approx 3.303$ ; (в)  $\Lambda = 3.305$ ;  $N = 20$ ,  $N_3 = N - N_2 - N_1$ .

В (3)  $\phi_j = \chi_j N^k$  ( $j = 1, \dots, d$ ) – набег фаз, накопленный в  $j$ -й моде СКС; таким образом, СКС позволяет измерить до  $d = n - 1$  неизвестных параметров  $\chi_j$  относительно опорной моды за одно измерение. При этом общая погрешность (дисперсия) такого измерения имеет вид  $\sigma_{\chi} \equiv \left( \sum_{j=1}^d \sigma_{\chi_j}^2 \right)^{1/2}$ , где  $\chi \equiv \{\chi_j\}$  обозначает набор неизвестных параметров, а  $\sigma_{\chi_j}$  – погрешность измерения, приходящуюся на каждый из параметров, характеризуемую квантовой информацией Фишера (КИФ). В общем случае многопараметрического измерения КИФ представляет собой матрицу  $\hat{F}$  размера  $d \times d$ , а общая погрешность (точность измерения) ограничена квантовой границей Крамера-Рао  $\sigma_{\chi} \geq \left( \text{Tr}(\hat{F}^{-1}) \right)^{1/2}$ . Для  $n$ -модового  $N00N$  состояния (3) можно получить  $\sigma_{\chi} \geq \frac{1}{N^k} \sqrt{\frac{d(d+1)}{2}}$ . В частности, для метрологии с двумодовым  $N00N$  состоянием ( $d = 1$ ) предельная точность метрологии достигает ОПГ. При  $d > 1$  общая точность ухудшается,  $\sigma_{\chi} \geq \sigma_{\text{ОПГ}}^{(k)}$ . Так, для трёхмодового  $N00N$  состояния  $d = 2$ , и предельная точность составляет  $\sqrt{3}\sigma_{\text{ОПГ}}^{(k)}$ .



**Рис. 2.** Принципиальная схема СКС для квантовой метрологии. Детали см. в тексте.

Для изучения влияния потерь небольшого числа частиц, использовался метод фиктивных светоделителей, он заключается в добавлении в каждое плечо исследуемой интерферометрической схемы фиктивных светоделителей с прозрачностью  $0 \leq \eta \leq 1$  для имитации потерь частиц. Анализ показал, что потеря (в среднем) до 5% частиц не ведет к полному коллапсу  $N00N$ -подобного состояния ТСДК, позволяя использовать данные состояния для высокоточной квантовой метрологии с квантовыми сетями. Это достигается за счет устойчивости состояний ТСДК к потерям небольшого числа частиц благодаря сателлитным фоковским модам.

Таким образом, предлагаемая сеть квантовых сенсоров на основе ТСДК позволяет эффективно проводить одновременное измерение нескольких параметров (до  $n - 1$ , где  $n$  – число узлов СКС) с точностью близкой к обобщенному пределу Гейзенберга. С ростом числа измеряемых параметров общая точность падает в следствие кросс-корреляционных флуктуаций, однако сама возможность одновременного измерения компенсирует этот недостаток. Более того, различные схемы измерения с СКС могут предполагать измерение одного параметра через несколько каналов, что позволит повысить точность такого измерения, вплоть до ОПП и даже за его пределы; однако, данный вопрос требует дополнительных исследований.

### Литература

1. Pezze L., Smerzi A., Oberthaler M.K. et al. Quantum metrology with nonclassical states of atomic ensembles // *Rev. Mod. Phys.* 2018. V. 90. P. 035005.
2. Crawford S.E., Shugayev R.A., Paudel H.P. et al., Quantum Sensing for Energy Applications: Review and Perspective // *Adv. Quantum Technol.* 2021. V. 4. P. 2100049.
3. Wehner S., Elkouss D., Hanson R. Quantum internet: A vision for the road ahead // *Science*. 2018. V. 362. P. 6412.
4. Becker D., Lachmann M.D., Seidel S.T. et al. Space-borne Bose–Einstein condensation for precision interferometry // *Nature*. 2018. V. 562. P. 391.
5. Polino E., Valeri M., Spagnolo N., Sciarrino F. Photonic quantum metrology // *AVS Quantum Science*. 2020. V. 2. P. 024703.
6. Tsarev D.V., Ngo T.V., Lee R.K., Alodjants A.P. Nonlinear quantum metrology with moving matter-wave solitons // *New J. Phys.* 2019. V. 21. P. 083041.
7. Alodjants A.P., Tsarev D.V., Ngo T.V., Lee R.K. Enhanced nonlinear quantum metrology with weakly coupled solitons in the presence of particle losses // *Phys. Rev. A*. 2022. V. 105. P. 012606.
8. Tsarev D.V., Osipov S., Lee R.K., Kulik S.P., Alodjants A.P. Quantum sensor network metrology with bright solitons // *Phys. Rev. A*, 2023 (in press)
9. Pezze L. Entanglement-enhanced sensor networks // *Nat. Photonics*. 2021. V. 15. P. 74-76.

## QUANTUM SENSOR NETWORKS FOR METROLOGY

A.P. Alodjants<sup>1,2,\*</sup>, D.V. Tsarev<sup>1,2</sup>, S.P. Kulik<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*ITMO University*

*197101, St.-Petersburg, Kronverksky Prospect, 49 A*

<sup>2</sup>*South Ural State University*

*454080, Chelyabinsk, Lenin Av., 76*

<sup>3</sup>*M.V. Lomonosov Moscow State University,*

*119991, Moscow, Leninskie Gory Street, 1*

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

The paper considers the problem of multiparameter quantum metrology under conditions of particle losses based on quantum sensor networks. A model of three- and more weakly coupled solitons allowing to formation of  $N00N$ -like states, is proposed as a basis for a quantum sensor network. The robustness of such states to small losses of particles due to the presence of small satellite Fock modes is demonstrated. The results obtained open up new prospects for sensors based on quantum networks implemented on photonic or atomic chips and in the area of quantum communications.

**Key words:** quantum metrology, sensorics, quantum networks, solitons, Heisenberg limit

# АТОМНО-ФОТОННЫЙ КЛАСТЕР В НЕЛИНЕЙНОЙ И КВАНТОВОЙ ОПТИКЕ

А.М. Башаров<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>НИИЦ "Курчатовский институт"

Москва, 123182 Россия

\*e-mail: basharov@gmail.com

Построены модели излучательных систем, реализующие аналоги многофотонного и комбинационного резонансов квантов классического поля с двухуровневой квантовой системой, в которых кванты фотонов и/или возбуждения атомов заменены на фотоны нерезонансно связанных между собой мод резонаторов и/или кванты возбуждения атомов разных типов атомов.

**Ключевые слова:** квантовая оптика, атомно-фотонный кластер

Отличительной особенностью построенных моделей является описание ансамбля атомов и квантов при помощи образующих полиномиальной алгебры, так что можно говорить об атомно-фотонном и фотонном кластерах. Методом построения модели является алгебраическая теория возмущений, позволяющая эффективно рассматривать различные резонансные условия в системах из атомов и квантов. Взаимодействие с электромагнитным полем рассмотренных кластеров в первом порядке алгебраической теории возмущений описывается аналогично электродипольному взаимодействию атома с резонансным классическим полем. Показано, что в случае фотонного кластера из нескольких одномодовых резонаторов, частоты которых находятся в двухфотонном или ином комбинационном резонансе с общим электромагнитным полем, вместо генераторов алгебры  $su(2)$ , характеризующих атом в обычной задаче резонансного взаимодействия атома с внешним полем, в операторе взаимодействия кластера с внешним полем проявляется двухмодовое представление Йордана-Швингера алгебры  $su(2)$ . В случае атомно-фотонного кластера, состоящего из ансамбля одинаковых атомов в одномодовом резонаторе в условиях двухфотонного или иного комбинационного резонанса с общим электромагнитным полем, появляются образующие полиномиальной алгебры третьего порядка. Теоретически исследованы динамика и излучательные характеристики атомно-фотонных и фотонных кластеров. Представления Йордана-Швингера и полиномиальной алгебры играют важную роль в описании динамики кластеров и в некоторых случаях позволяют описывать и анализировать ситуацию аналитически. Изучено излучение возбужденного атомно-фотонного кластера, фотонные эхо в ансамбле фотонных кластеров. Все они демонстрирует сходство со сверхизлучением и фотонным эхо в атомных ансамблях. Говоря о модах резонаторов и микрорезонаторов, используется модель квантового гармонического осциллятора. Математическая основа описания динамики кластеров заложена в ранних работах автора, в которых продемонстрирована эффективность представлений Йордана-Швингера [1] и полиномиальной алгебры [2], алгебраической теории возмущений [1,3] и метода квантового стохастического дифференциального уравнения невинеровского типа [4] в задачах нелинейной и квантовой оптики

## Литература

1. А.М.Башаров. Фотоника. Метод унитарного преобразования в нелинейной оптике, МИФИ, М., 1990. 108 с.
2. А.М.Башаров, Атомно-фотонный кластер как элементарный излучатель, ЖЭТФ 2010, Т.137, С. 1090.
3. A.I.Maimistov, A.M.Basharov, Nonlinear optical waves, Dordrecht: Kluwer Academic, 1999, 650+XIII pp.

4. A.M.Basharov, The Stark interaction of identical particles with vacuum electromagnetic field as quantum Poisson process suppressing collective spontaneous emission, Phys. Rev. A 2011, V.84, P. 013801.

## ATOMIC-PHOTON CLUSTER IN NONLINEAR AND QUANTUM OPTICS

**A.M. Basharov<sup>1,\*</sup>**

*National Research Center "Kurchatov Institute"*

*Moscow, 123182 Russia*

\*e-mail: basharov@gmail.com

Models of radiative systems have been constructed that implement analogues of multiphoton and Raman resonances of classical field quanta with a two-level quantum system, in which quanta of photons and/or excitation of atoms are replaced by photons of non-resonantly coupled resonator modes and/or quanta of excitation of atoms of different types of atoms.

**Key words:** quantum optics, atomic-photon cluster

## ВЫСОКОДОБРОТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МИКРОРЕЗОНАТОРЫ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ И КВАНТОВОЙ ОПТИКИ

А.Е. Шитиков<sup>1</sup>, С.Н. Балыбин<sup>1,2</sup>, Н.Ю. Дмитриев<sup>1</sup>, Д.А. Чермошенцев<sup>1</sup>, А.Н. Данилин<sup>1</sup>,  
Т.С. Тебенёва<sup>1</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, Ф.Я. Халили<sup>1</sup>, И.А. Биленко<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Российский квантовый центр, Москва, 121205 Россия

<sup>2</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

\*e-mail: igorbilenko@gmail.com

В докладе представлен обзор последних достижений нелинейной и квантовой оптики, основанных на использовании резонаторов с модами типа «шепчущей галереи», а также интегральных кольцевых микрорезонаторов. Показано, что такие резонаторы представляют собой исключительно удобную платформу для исследования многообразных нелинейных эффектов и являются элементами, на основе которых можно реализовывать различные новые оптические устройства. Представлены результаты недавних исследований, проведенных в лаборатории когерентной микрооптики и радиофотоники Российского квантового центра.

**Ключевые слова:** оптический микрорезонатор, эффект затягивания, оптическая частотная гребёнка, квантово-невозможные измерения.

Микрорезонаторы с модой шепчущей галереи (WGM) с добротностью  $Q > 10^8$  были предложены и продемонстрированы на физическом факультете МГУ более 3 десятилетий назад [1]. Первые результаты были получены с использованием кварцевых шариков, получаемых из оптического волокна в пламени кислородной горелки (см. рис. 1)

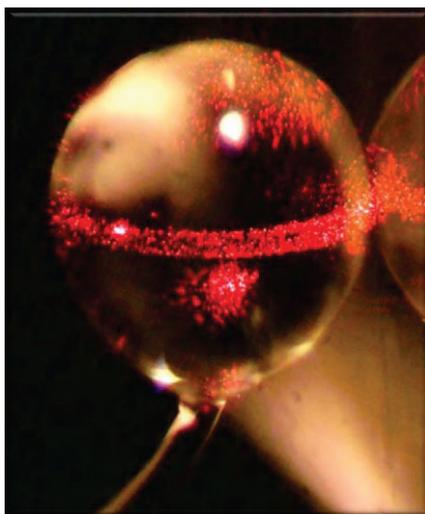


Рис. 1. Высокодобротный оптический микрорезонатор из плавленного кварца.

В настоящее время микрокольцевые и микродисковые оптические резонаторы широко используются в физических измерениях и технических приложениях. Возможность достижения очень высокой добротности (значение до  $10^{11}$  было продемонстрировано для кристаллических дисков из флюорита кальция [2]) делает их чрезвычайно привлекательными для создания уникальных приборов, таких как спектрометры высокого разрешения, лазерные дальнометры и измерители скорости, стандарты частоты. В наших недавних работах было показано, что высокую добротность в ближнем и среднем ИК диапазоне можно получить в самых разных материалах, включая кремний, германий, арсенид галлия, сложных соединениях (TGG, ZBLAN). Большое время жизни фотонов в материале резонатора определяет низкий порог проявления нелинейных эффектов и возможность разрешения квантовой эволюции [3].

В настоящее время интегральная технология, использующая стандартное оборудование микроэлектроники, стала достаточно зрелой для массового производства микросхем с микрокольцевыми резонаторами, добротность которых превышает  $10^7$  при заданных параметрах дисперсии и связи [4]. Гибридная интеграция таких резонаторов с полупроводниковыми лазерами с использованием эффекта затягивания частоты представляется эффективным способом создания сверхкомпактных узкополосных лазеров и источников когерентных частотных гребёнок [5].

В наших недавних исследованиях мы изучаем динамику четырехволнового смещения как в режиме изолированной накачки, так и в случае использования режима затягивания в микрокольцевых резонаторах. Эксперименты проводились на платформе  $\text{Si}_3\text{N}_4$  с одиночной и двойной полупроводниковой лазерной накачкой как в режиме накачки внешними лазерами с оптическими изоляторами, так и с накачкой полупроводниковыми лазерами в режиме затягивания. Было показано, что в случае двойной накачки лазеры становятся взаимно связанными даже при затягивании их частот на разные моды микрорезонатора. Выявлена также важная роль тепловых эффектов. Показана принципиальная возможность бистабильных фазовых состояний при параметрической генерации, что позволяет использовать интегральные микрорезонаторы как «кирпичики» для построения оптических вычислительных устройств, включая когерентную машину Изинга. Возникающие в микрорезонаторах с керровской нелинейностью авто- и кросс-фазовые модуляции позволяют реализовать чисто квантовые эффекты: генерацию неклассических состояний света и квантово-невозмущающие измерения. Были проанализированы фундаментальные ограничения на пути реализации данного вида измерений, показано, что использование кристаллического резонатора из  $\text{CaF}_2$  малого (менее 200 мкм в диаметре) позволяет превзойти стандартный квантовый предел точности счёта квантов в сигнальной волне.

### Литература

1. Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., Ilchenko V.S. // *Physics Letters A*. 137, 393 (1989).
2. Savchenkov A.A., Matsko A.B., Ilchenko V.S., et al. // *Optics express*, 15(11), 6768-6773. (2007).
3. Strelakov D.V., Marquardt C., Matsko A.B., et al. // *Journal of Optics* 18(12), 123002. (2016).
4. Pfeiffer M.H., Kordts A., Brasch V., et al. // *Optica*, 3(1), 20-25. (2016).
5. Kondratiev N.M., Lobanov V.E., Shitikov A.E., et al. // *Frontiers of Physics* 18(2), 21305 (2023).

## HIGH QUALITY OPTICAL MICRORESONATORS FOR NONLINEAR AND QUANTUM OPTICS

A.E. Shitikov<sup>1</sup>, S.N. Balybin<sup>1,2</sup>, N.Yu. Dmitriev<sup>1</sup>, D.A. Chermoshentsev<sup>1</sup>, A.N. Danilin<sup>1</sup>, T.S. Tebeneva<sup>1</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>, F.Ya. Khalili<sup>1</sup>, I.A. Bilenko<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>*Russian Quantum Center 121205, Moscow*

<sup>2</sup>*Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow*

\*e-mail: igorbilenko@gmail.com

The report presents an overview of the latest achievements in nonlinear and quantum optics based on the use of resonators with whispering gallery modes, as well as integrated ring microcavities. It is shown that such resonators are an extremely convenient platform for studying diverse nonlinear effects and are elements on the basis of which various new optical devices can be implemented. The results of recent studies carried out in the Laboratory of Coherent Microoptics and Radiophotonics of the Russian Quantum Center are presented.

**Key words:** optical microcavity, self-injection locking effect, optical frequency comb, quantum non-demolishing measurements.

# ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ: ВОЗМОЖНОСТИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СЕНСОРОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

К.Н. Болдырев<sup>1,\*</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии Российской академии наук  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5  
\*e-mail: kn.boldyrev@gmail.com*

Сообщается о создании уникальной установки для измерения спектров фото- и рентгенолюминесценции с высоким разрешением ( $0.001 \text{ см}^{-1}$ ) в диапазоне от далекой инфракрасной до ультрафиолетовой области спектра. Дан краткий обзор полученных результатов. Рассмотрены перспективы создания высокочувствительных датчиков магнитного поля и сверхнизких температур с использованием сверхтонкой структуры в спектрах люминесценции.

**Ключевые слова:** люминесценция, высокое спектральное разрешение, сверхтонкая структура, сенсоры сверхнизких температур, датчики магнитного поля

Люминесцентная спектроскопия как оптический метод исследования имеет более высокую чувствительность в сравнении с спектроскопией пропускания/поглощения/отражения, поскольку в ней регистрируется только полезный сигнал. Кроме того, люминесценция дает больше информации, так как позволяет проводить исследования при разных длинах волн возбуждения, позволяя разделять разные оптические центры и изучать переходы между возбужденными энергетическими состояниями. Все это делает методы люминесцентной спектроскопии незаменимыми помощниками в изучении свойств материалов. Люминесцентные методы применяются для дистанционных измерений параметров систем. В частности, люминесцентная термометрия широко используется в биологических исследованиях. Мы предлагаем расширить возможности люминесцентной сенсорики за счет работы с высоким спектральным разрешением.

До сих пор широкополосные люминесцентные методы высокого разрешения не применялись в твердотельных исследованиях. Нам удалось восполнить этот пробел. Создана установка на основе Фурье-спектрометра для регистрации спектров люминесценции высокого разрешения в широком спектральном диапазоне (от ТГц до УФ) и продемонстрированы ее возможности и преимущества на нескольких материалах для применений в квантовых технологиях и сенсорике. Для этого был спроектирован высоковакуумный люминесцентный модуль большой светосилы, в котором можно было разместить криостаты, а также магниты для зеемановской люминесцентной спектроскопии. Кроме того, разработан светосильный модуль регистрации люминесценции с возможностью установки большого набора различных высокочувствительных детекторов. Для возбуждения люминесценции можно использовать широкий спектр перестраиваемых диодных лазеров, титан-сапфировый перестраиваемый лазер или рентгеновскую трубку. Все это позволяет регистрировать спектры излучения в диапазоне  $50\text{--}50000 \text{ см}^{-1}$  при температурах от 4 до 350 К со спектральным разрешением лучше  $0,001 \text{ см}^{-1}$ .

Наиболее интересные результаты были получены для монокристаллов  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$  [1-3]. В спектрах люминесценции кристаллов впервые обнаружены сверхтонкая и изотопическая структуры [1-3], антипересечения сверхтонких уровней во внешнем магнитном поле [1] и связанные с ними дополнительные структуры [2], деформационные расщепления [1], особенности в синглет-синглетных переходах [3]. Измеренная ширина линии фотолюминесценции  $0,002 \text{ см}^{-1}$  [1] является, насколько нам известно, наименьшей неоднородной шириной линии, когда-либо наблюдавшейся в спектрах люминесценции кристаллов. Мы предложили использовать люминесценцию  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$  для создания высокочувствительных дистанционных датчиков магнитного поля, не требующих дополнительного постоянного или переменного магнитного поля и/или СВЧ-поля и способных

работать в очень широком диапазоне измеряемых магнитных полей. Среди других результатов, полученных с помощью данной методики, следует отметить гигантское деформационное расщепление линий в спектрах псевдокубических кристаллов перовскита  $\text{LaAlO}_3$  [4,5], исследования штарковской структуры уровней в кристаллах  $\text{YPO}_4:\text{Pr}^{3+}$  [6] и  $\text{ASL}:\text{Pr}^{3+}$  [7], изотопических сдвигов в алмазах с центрами окраски SiV [8].

Сверхтонкая структура в спектрах люминесценции может быть использована для создания болдмановских ратиометрических дистанционных сенсоров сверхнизких температур ( $\leq 1$  K), применяемых, в частности, в квантовых технологиях. Мы планируем создать такой сенсор (а в перспективе – с возможностью одновременно измерять температуру и магнитное поле) на основе кристаллов  $^7\text{LiYF}_4:\text{Ho}$ . Проведен расчет температурных зависимостей распределения интенсивностей сверхтонких компонент в спектрах люминесценции с учетом смешивания волновых функций сверхтонким взаимодействием. Для доступной на данный момент области температур выполнено сравнение с экспериментом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00047).

### Литература

1. Boldyrev K.N., Malkin B.Z., Popova M.N. // *Light:Sci.&Appl.* 2022. V. 11. P. 245.
2. Boldyrev K.N., Malkin B.Z., Popova M.N. // *J.Lumin.* 2022. V. 247. P. 118902.
3. Boldyrev K.N., Popova M.N. // *J.Lumin.* 2022. V. 252. P. 119340.
4. Boldyrev K.N., Abishev N.M., Mumdzi I.E., Nikitin S.I., Malkin B.Z., Yusupov R.V., Popova M.N. // *Opt. Mat. X.* 2022. V. 14. P. 100155.
5. Boldyrev K.N., Abishev N.M., Mumdzi I.E., Nikitin S.I., Deren P., Malkin B.Z., Popova M.N. // *Phys. Rev. B.* 2021. V. 103. P. 054103.
6. Klimin S.A., Chukalina E.P., Boldyrev K.N., Igoikina T.A., Radionov M.S., Chou M.C., Popova M.N. // *J.Lumin.* 2021. V. 235. P. 118003.
7. Sattayaporn S., Loiseau P., Aka G., Klimin S., Boldyrev K., Mavrin B. // *J.Lumin.* 2020. V. 219. P. 116895.
8. Ralchenko V.G., Sedov V.S., Martyanov A.K., Bolshakov A.P., Boldyrev K.N., Krivobok V.S., Nikolaev S.N., Bolshedvorskii S.V., Rubinas O.R., Akimov A.V., Khomich A.A., Bushuev E.V., Khmel'nikskiy R.A., Konov V.I., *ACS Photonics.* 2019. V. 6. N. 1. PP. 66–72.

## HIGH-RESOLUTION LUMINESCENCE SPECTROSCOPY: OPPORTUNITIES FOR CREATING NEW-GENERATION SENSORS

K.N. Boldyrev<sup>1,\*</sup>, M.N. Popova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences  
108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya str., 5*

\*e-mail: kn.boldyrev@gmail.com

The creation of a unique setup for measuring photo- and X-ray luminescence spectra with high resolution ( $0.001 \text{ cm}^{-1}$ ) in the range from the far infrared to the ultraviolet region of the spectrum is reported. A brief review of the obtained results is given. Prospects for creating highly sensitive magnetic field and ultra-low temperature sensors using hyperfine structure in luminescence spectra are considered.

**Key words:** luminescence, high spectral resolution, hyperfine structure, ultra-low temperature sensors, magnetic field sensors

# ОСОБЕННОСТИ БИОЛОГИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А.Н. Бугай<sup>1,\*</sup>

*<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований*

*141980, г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6*

*\*e-mail: bugay@jinr.ru*

Проведен обзор теоретических и экспериментальных исследований биологических эффектов ультракоротких высокоинтенсивных импульсов электромагнитного излучения в терагерцовом, инфракрасном и рентгеновском диапазонах. Рассмотрены модели формирования конформационных переходов, прямых и косвенных повреждений ДНК при действии указанных видов излучений.

**Ключевые слова:** радиационная биология, фотоионизация, нетепловые эффекты.

Настоящая работа посвящена обзору теоретических и экспериментальных исследований биологических эффектов ультракоротких высокоинтенсивных импульсов электромагнитного излучения, источники которых активно появляются в последние десятилетия в различных спектральных диапазонах.

Наиболее детально изучены механизмы действия на живые организмы пучков фотонов УФ, рентгеновского и гамма-диапазонов [1]. Радиационные повреждения ДНК различной природы при невозможности их корректного восстановления приводят к формированию мутаций и хромосомных поломок или последующей гибели клетки. В последние годы в лучевой терапии обсуждается возможность применения источников сверхкоротких интенсивных импульсов. Интерес к укорочению импульсов вызван так называемым FLASH-эффектом [2], когда наблюдается меньшая степень повреждения здоровых тканей при сохранении той же степени радиочувствительности опухоли. В работе обсуждаются механизмы данного эффекта и противоречивость экспериментальных данных.

В видимом и ближнем ИК диапазонах действие интенсивных ультракоротких электромагнитных импульсов также может производить ионизацию биомолекул и воды, приводя к формированию радиационных повреждений [3]. В отличие от взаимодействия с одиночными рентгеновскими или гамма-квантами данный процесс является нелинейным и заключается в многофотонной или туннельной фотоионизации в поле импульса. Интенсивный лазерный импульс, распространяющийся в биологической ткани, вследствие самофокусировки и формирования плазмы распадается на так называемые филаменты, в которых преимущественно и формируются радиационные повреждения ДНК [4]. Этот процесс больше похож на биологическое действие пучков ускоренных заряженных частиц, чем на взаимодействие с гамма-квантами. В работе дается теоретическое описание данного процесса, а также обсуждаются его применения в молекулярной биологии и медицине.

Наконец, отметим все возрастающий интерес к генерации и применению терагерцового излучения, большинство из наиболее распространенных источников которого являются импульсными. В этом случае нетепловые биологические эффекты связывают прежде всего с селективным возбуждением и конформационной перестройкой биомолекул [5], что приводит к изменению экспрессии генов, проницаемости мембраны и деметилированию ДНК. В работе обсуждаются теоретические подходы к описанию соответствующих эффектов.

Как показывает анализ, использование интенсивных электромагнитных импульсов различных спектральных диапазонов позволяет наблюдать целый ряд новых биологических эффектов, некоторые из которых ранее удавалось получить только на уникальных дорогостоящих ускорительных источниках ионизирующих излучений. Это позволяет надеяться на расширение круга применений лазеров в молекулярно-биологических исследованиях и медицине.

### Литература

1. Frankenberg-Schwager M. // Radiat. Environ. Biophys. 1990. V.29. P.283.
2. Wilson J. D., Hammond E.M., Higgins G.S. et al. // Front. Oncol. 2020. V.9. P.1563.
3. Blázquez-Castro A., Fernández-Piqueras J., Santos J. // Front. Bioeng. Biotechnol. 2020. V.8. P.580937.
4. Botchway S.W., Reynolds P., Parker A.W. et al // Mutation Research 2010. V.704. P.38.
5. Cherkasova O.P., Serdyukov D.S., Nemova E.F. et al. // J. Biomed. Opt. 2021. V.26. P.090902.

## PECULIARITIES OF BIOLOGICAL ACTION OF INTENSE LASER PULSES

A.N. Bugay<sup>1,\*</sup>

*<sup>1</sup>Joint Institute for Nuclear Research  
141980, Russia, Dubna, Joliot-Curie, 6  
\*e-mail: bugay@jinr.ru*

A review of theoretical and experimental studies of the biological effects of ultrashort high-intensity pulses of electromagnetic radiation in the terahertz, infrared and X-ray ranges has been carried out. Models of the formation of conformation transitions, direct and indirect DNA damage under the action of these types of radiation are considered.

**Key words:** radiation biology, photoionization, non-thermal effects.

**ПРОФЕССОР У.Х. КОПВИЛЛЕМ – ОСНОВАТЕЛЬ ЛАЗЕРНОЙ  
ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ**

**Г.И. Долгих<sup>1,\*</sup>**

*<sup>1</sup>Тихоокеанский океанологический институт Дальневосточного отделения Российской  
академии наук, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43*

*\*e-mail: [dolgikh@poi.dvo.ru](mailto:dolgikh@poi.dvo.ru)*

**PROFESSOR U.H. KOPVILLEM – FOUNDER OF LASER  
INTERFEROMETRY**

**G.I. Dolgikh<sup>1,\*</sup>**

*<sup>1</sup>Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences,  
690041 Vladivostok, Baltiyskaya st., 43*

*\*email: [dolgikh@poi.dvo.ru](mailto:dolgikh@poi.dvo.ru)*

## АНТИГРУППИРОВКА ФОТОНОВ В ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СУБМИКРОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПЕРОВСИТА $\text{MAPbI}_3$

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

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

*119435, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29/7*

<sup>2</sup>*Институт спектроскопии Российской академии наук*

*108840, Москва, г. Троицк, ул. Физическая, д. 5*

<sup>3</sup>*Университет города Лунд*

*Швеция, Лунд, 221 00, бокс 124*

\*eremchev@isan.troitsk.ru

В работе представлены результаты исследования статистики фотонов люминесценции одиночных субмикронных кристаллов перовскита  $\text{MAPbI}_3$ . Показано, что в замедленной компоненте фотолюминесценции проявляется антигруппировка фотонов. Обнаруженный переход от статистики близкой к пуассоновской к субпуассоновской был объяснен наличием малого числа (вплоть до одной) «мелких» ловушечных состояний в субмикронных кристаллах  $\text{MAPbI}_3$  и их существенным вкладом в замедленную люминесценцию. Рассмотрены другие возможные механизмы появления антигруппировки (в т.ч. Оже-процессы). Показано, что они не могут быть причиной наблюдаемого эффекта в субмикронных кристаллах. Полученные результаты открывают перспективы для детектирования и прецизионного исследования единичных дефектных состояний в перовскитных материалах.

**Ключевые слова:** перовскиты, субпуассоновская статистика, замедленная люминесценция

Антигруппировка фотонов – явление присущее широкому ряду люминесцирующих объектов – атомов, молекул, центров окраски в кристаллах, полупроводниковых квантовых точек и других. Данный класс излучателей – источников одиночных фотонов подчиняется субпуассоновской статистике и интересен с точки зрения использования их в квантовой криптографии. Невозможность излучить два фотона люминесценции одновременно такими объектами приводит к появлению провала в кросскорреляционной функции второго порядка при нулевой временной задержке  $g^{(2)}(0) < 1$  – антигруппировке фотонов. Эффект антигруппировки может быть исследован с помощью схемы типа Хэнбери Брауна и Твисса, в которой сигнал от источника делится поровну между двумя детекторами одиночных фотонов и регистрируется число совпадений между событиями на детекторах, разделенных различными временными задержками. В случае одиночного излучателя  $g^{(2)}(0) \sim 0$ . С увеличением числа излучателей значение  $g^{(2)}(0)$  асимптотически стремится к 1 (исчезает антигруппировка). Поэтому измерение антигруппировки фотонов часто используется в качестве вспомогательного исследования, подтверждающего, что излучатель является одиночным объектом. Помимо этого, исследование антигруппировки может быть использовано для изучения фотофизических процессов. Так анализ  $g^{(2)}(0)$  позволяет измерить квантовый выход биэкситонной люминесценции в полупроводниковых квантовых точках и сделать количественную оценку скорости безызлучательной Оже-рекомбинации.

В нашей работе мы применили данный подход для исследования процесса рекомбинации электрон-дырочных пар в одиночных полупроводниковых субмикронных кристаллах  $\text{MAPbI}_3$ . Исследуемый полупроводниковый материал относится к классу металлоорганических перовскитов, обладающих рядом уникальных физических свойств, что делает его перспективным для использования в технологии создания дешевых и эффективных солнечных

батарей, светодиодов и других устройств. Интерес в этой связи представляет вопрос о влиянии различных дефектных состояний на излучательную и безызлучательную рекомбинацию электрон-дырочных пар. В работе исследовался люминесцентный сигнал при импульсном лазерном возбуждении. Анализировались кривые спада люминесценции, временная зависимость интенсивности люминесценции, а также кросс-корреляционная функция второго порядка  $g^{(2)}(t)$ . Особенность нашего исследования заключается в том, что анализ  $g^{(2)}(0)$  был проведен как для всей совокупности фотонов, так и для различных выборок, соответствующих разным временам задержки относительно возбуждающего лазерного импульса  $T_d$  (разным участкам кривой затухания люминесценции), а также разным состояниям квантового выхода люминесценции кристалла. Это дало возможность исследовать статистику фотонов как для быстрой, так и для замедленной составляющих люминесценции, а также при различных состояниях тушителей люминесценции (активном/пассивном). Для быстрой составляющей люминесценции антигруппировка фотонов не наблюдалась и была близка к пуассоновской  $g^{(2)}(0) \sim 1$ . Более того, статистика не менялась при активации/деактивации эффективного тушителя люминесценции. Этот результат позволил провести критическую оценку двух возможных моделей мерцания в микронных и субмикронных кристаллах [1] и показать, что наблюдаемая статистика противоречит модели локализованных излучающих центров.

В отличие от быстрой компоненты, в замедленной люминесценции был обнаружен провал в кросскорреляционной функции  $g^{(2)}(0) < 1$ . Причем при увеличении времени задержки между возбуждающим лазерным импульсом и анализируемой частью фотонов люминесценции  $T_d$ , наблюдалось постепенное уменьшение  $g^{(2)}(0)$ . Обнаруженный переход от статистики близкой к пуассоновской к субпуассоновской был объяснен наличием малого числа (вплоть до одной) «мелких» ловушечных состояний для носителей заряда в субмикронных  $\text{MAPbI}_3$  и их существенным вкладом в замедленную люминесценцию [2]. Действительно захват носителя заряда мелкой ловушкой (в запрещенной зоне) и его обратный уход в зону приводит к появлению «задержанного» фотона. В отличие от прямой рекомбинации электрон-дырочных пар, общее число которых подчиняется Пуассоновской статистике, число задержанных электрон-дырочных пар будет ограничено числом соответствующих ловушечных состояний. В предельном случае, когда в субмикронном кристалле содержится всего одна ловушка с достаточно длинным временем жизни, число задержанных фотонов не может быть более одного. А, следовательно, статистика фотонов замедленной компоненты будет субпуассоновской. При переходе от быстрой составляющей к замедленной меняется соотношение между вкладами от излучения со статистикой близкой к пуассоновской и субпуассоновской, что приводит к постепенному уменьшению измеряемого значения  $g^{(2)}(0)$ . Для количественного анализа поведения антигруппировки фотонов  $g^{(2)}(0)$  в зависимости от времени задержки  $T_d$  было проведено моделирование методом Монте-Карло. Рекомбинационная динамика рассматривалась в рамках модели Шокли-Рида-Холла с добавлением мелких ловушек, ответственных за замедленную компоненту. Было показано, что предложенная модель позволяет не только качественно, но и количественно описать наблюдаемый эффект. Также были рассмотрены другие возможные варианты механизмов появления антигруппировки. В т.ч. связанные с бимолекулярным характером излучательной рекомбинации, а также с процессами более высокого порядка - Оже-рекомбинацией. Показано, что они не могут быть причиной наблюдаемого эффекта в субмикронных кристаллах, в отличие от ситуации с одиночными нанометровыми кристаллами (квантовыми точками), где подобный механизм может приводить к появлению антигруппировки. В заключение необходимо подчеркнуть, что полученные результаты открывают перспективы для детектирования и прецизионного исследования единичных дефектных состояний в перовскитных материалах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации в рамках темы государственного задания Московского педагогического

государственного университета «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» (AAAA-A20-120061890084-9). Авторы являются членами ведущей научной школы Российской Федерации «Оптико-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. I.Yu. Eremchev, A. O. Tarasevich, J. Li, A. V. Naumov, I. G. Scheblykin, Adv. Opt. Mater. 2021, 9 (3), 2001596
2. I.Yu. Eremchev, A. O. Tarasevich, M. A. Kniazeva, J. Li, A. V. Naumov, I. G. Scheblykin, Nano Letters 2023, 23, 6, 2087–2093

## ANTIBUNCHING IN DELAYED LUMINESCENCE OF SUBMICRON SIZED PEROVSKITE CRYSTALS MAPbI<sub>3</sub>

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

<sup>1</sup>Moscow Pedagogical State University

119435, Russia, Moscow, Malaya Pirogovskaya Str., 29/7

<sup>2</sup>Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences

108840, Russia, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya Str., 5

<sup>3</sup>Lund University

Sweeden, Lund, 221 00, box 124

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

We present the results of the study of luminescence photon statistics of single MAPbI<sub>3</sub> perovskite submicron crystals. It is shown that the delayed component of photoluminescence exhibits photon antibunching effect. The transition from Poisson-like to sub-Poisson statistics was explained by the presence of a small number (up to one) of charge carriers "shallow" traps and their significant contribution to the delayed luminescence. Other possible mechanisms for the appearance of antibunching (including Auger processes) are considered. It is shown that they cannot be the cause of the observed effect in submicron perovskite crystals. The results open new possibilities for detection and precision studies of single defect states in semiconductors.

**Key words:** perovskites, sub-Poisson statistics, delayed luminescence

## КВАНТОВЫЙ ПОВТОРИТЕЛЬ НА МНОГОМОДОВЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЯХ

А.Д. Киселев<sup>1,\*</sup>, Р.К. Гончаров<sup>1</sup>, Э.О. Самсонов<sup>1</sup>, Ф.Д. Киселев<sup>1</sup>, В.И. Егоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО<sup>1</sup>

197101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект 49,

\*e-mail: alexei.d.kiselev@gmail.com

Предложена схема квантового повторителя, протокол которого использует запутанные многомодовые когерентные состояния, полученные в результате электро-оптической модуляции симметричных и антисимметричных состояний типа кот Шредингера. В этом протоколе запутанные моды делятся на две части: одна часть посылается на симметричный светоделитель центрального узла, в то время как другая часть отправляется на хранение в квантовой памяти. Приготовление запутанных когерентных состояний между модами в удаленно расположенных ячейках квантовой памяти обуславливается результатами фотодетектирования числа фотонов на выходе светоделителя. Для генерации запутанности в элементарных звеньях и протокола обмена запутанностью исследуется влияние симметрии котов Шредингера на входе модуляторов, эффектов декогеренции в квантовом канале и эффективности фотодетектора на статистику фотоотчетов, вероятность приготовления запутанных состояний и их точность воспроизведения. Обсуждаются результаты анализа производительности схемы и возможности использования многомодовых состояний в системах распределения запутанности в квантовых сетях.

**Ключевые слова:** генерация запутанности, обмен запутанности, квантовый повторитель, когерентные состояния, кот Шредингера, электро-оптическая модуляция, точность воспроизведения запутанных состояний, частота повторителя.

Известно, что решение основных задач квантовых коммуникаций, понимаемых как искусство передачи квантовых состояний, тесно связано с проблемой генерации квантовых состояний запутанных между пространственно удаленными узлами коммуникационных сетей [1]. В большинстве подходов к решению этой проблемы фотоны играют роль носителей информации, функционирующих в качестве «летающих кубитов», для которых неизбежными являются потери и эффекты декогеренции в квантовых каналах, описывающих распространение света в поглощающих случайно-неоднородных средах, таких как оптическое волокно или турбулентная атмосфера. Эти эффекты негативно влияют на качество запутанности и накладывают существенные ограничения на расстояние между узлами.

Концепция квантовых повторителей (КП), предложенная в [2], предназначена для преодоления этих ограничений и предполагает, что линия передачи разделена на несколько сегментов (элементарных звеньев), между узлами которых генерируются запутанные состояния, а протокол обмена запутанностью используется для переноса запутанности на удаленные концы смежных звеньев. Различные аспекты архитектуры КП разных поколений рассмотрены в обзорах [3-5].

Особенностью рассматриваемой схемы КП является использование электрооптического модулятора, который можно рассматривать как многопортовый светоделитель, трансформирующий одномодовые когерентные состояния (КС) в многомодовые [6]. Такие состояния используются для кодирования в системах квантового распределения ключа на боковых частотах [7-9] и рассматриваются как перспективный источник многочастичной запутанности [10].

В нашей схеме, на узлах элементарного звена приготовление запутанного состояния осуществляется путем модуляции когерентных суперпозиций КС, известных как симметричные и антисимметричные коты Шредингера. После этого часть мод отправляется на светоделитель центрального узла (равноудаленного от узлов звена), на выходах которого расположены фотодетекторы. Другая часть мод хранится в квантовой памяти, и генерация запутанности обуславливается результатом детектирования, который определяется четностью числа срабатываний фотодетектора.

Выполненный нами теоретический анализ процесса производства запутанности для котов Шредингера различной симметрии учитывает как потери в бозонном канале, так и эффективность фотодетектирования. Получены замкнутые аналитические выражения для вероятностей генерации запутанных состояний и их точности воспроизведения, которые оказываются зависящими от двух параметров: доли среднего числа фотонов для мод, отправленных на светоделитель, и ее произведения на эффективность фотодетектирования, умноженную на коэффициент пропускания.

Эти результаты используются для получения соотношений, описывающих обмен запутанности, когда в узлах КП (ближние узлы смежных звеньев) моды извлекаются из памяти и через светоделитель отправляются на фотодетекторы. При этом четность числа срабатываний детектора обуславливает приготовление запутанности между модами, хранящимися на дальних узлах смежных звеньев, а модифицированные параметры зависят от эффективности квантовой памяти.

Результаты численного анализа показывают, что оптимизация баланса между производительностью и точностью воспроизведения состояний ограничивает сверху значение среднего числа фотонов. Основные характеристики КП (частота КП, точность воспроизведения, времена приготовления и ожидания) исследованы в зависимости от параметров канала и фотодетектора, длины элементарного звена и уровня вложенности схемы.

А.Д.К. выражает благодарность Министерству науки и высшего образования РФ за финансовую поддержку в рамках проекта № 2019-0903.

### Литература

1. Gisin N., Thew R.// Nature Photonics 2007. V. 1. P. 165.
2. Briegel, H-J, Dür W., Cirac J.I., Zoller P.// Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5932.
3. Sangouard N., Simon C., de Riedmatten H., Gisin N.//Rev. Mod. Phys. 2011, V. 83, P. 33.
4. Muralidharan S., et al.//Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 26463.
5. Azuma K. et al.//arXiv:2212.10820.
6. Miroshnichenko G.P., Kiselev A.D., Trifonov A.I., Gleim A.V.// JOSA B 2017. V. 34. P. 1177.
7. Merolla J. M. et al.//Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 1656.
8. Gleim A.V. et al.//Opt. Express 2016. V. 24. P. 2619.
9. Miroshnichenko G.P. et al.//Opt. Express 2018. V. 26. P. 11292.
10. Ra Y.-S. et al.// Nature Physics 2020. V. 16. P. 144.

## QUANTUM REPEATER VIA MULTIMODE COHERENT STATES

A.D. Kiselev<sup>1,\*</sup>, R.K. Goncharov<sup>1</sup>, E.O. Samsonov<sup>1</sup>, F.D. Kiselev<sup>1</sup>, V.I. Egorov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ITMO University,

49 Kronverksky Pr., Saint Petersburg, 197101 Russia

\*e-mail: alexei.d.kiselev@gmail.com

We present a scheme of quantum repeater that uses entangled multimode coherent states which are obtained by electro-optic modulation of symmetric and antisymmetric Schrödinger cat states. Part of generated entangled frequency modes are sent to a symmetric beam splitter at the central node, while the remaining modes are stored locally in quantum memories. The entangled coherent states between remote quantum memories are conditionally prepared by photon counting measurements at the output channels of the beam splitter. We study how the effects of decoherence in the quantum channel affect statistics of photocounts and, for the heralding outcomes determined by the parity of photocounts, evaluate the probability of success and the fidelity of the prepared entanglement depending on the symmetry of input cat states.

**Key words:** entanglement generation, entanglement swapping, quantum repeater, coherent state, Schrödinger cats, electrooptic modulation, fidelity, repeater rate.

# ЗООПАРК В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ: СТРАННЫЕ, ОГРАНИЧЕННЫЕ, ИДЕАЛЬНЫЕ, КВАЗИНОРМАЛЬНЫЕ МОДЫ И МОДЫ НЕВИДИМОСТИ В ОПТИКЕ И КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

В.В. Климов<sup>1,\*</sup>

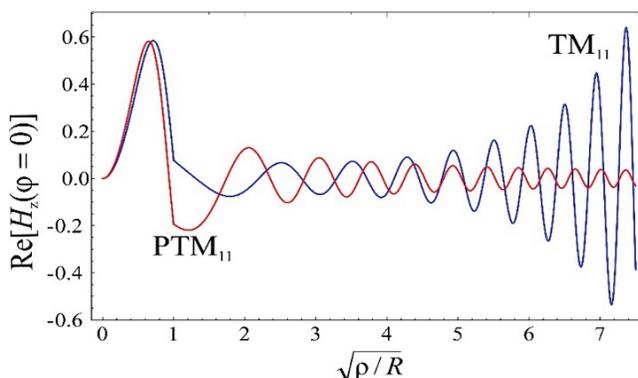
<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
119991, г. Москва, Ленинский проспект, д.53  
\*e-mail: klimov256@gmail.com

Обсуждается целый ряд малоизвестных и неизвестных ранее мод в открытых резонаторах. В частности, обсуждается гипотеза о существовании идеальных неизлучающих мод и мод невидимости в наночастицах произвольной формы. Математически строго доказано, что такие моды существуют в осесимметричных диэлектрических наночастицах и имеют неограниченные радиационные добротности. При оптимальной настройке возбуждающих пучков идеальные моды проявляются в виде глубоких минимумов в спектрах рассеянного излучения (вплоть до полного исчезновения), но при этом имеет место усиление полей внутри частицы. Такие моды не имеют аналогов и могут быть полезны для реализации наносенсоров, низкопороговых нанолазеров и других нелинейных эффектов на основе наночастиц.

**Ключевые слова:** моды невидимости; идеальные неизлучающие моды; ограниченные моды;  $\varepsilon$  моды; странные моды, квазинормальные моды.

В настоящее время активно исследуются свойства диэлектрических наночастиц с высоким показателем преломления и малыми радиационными потерями. Физика оптических явлений в таких наночастицах очень сложна и приводит ко многим интересным приложениям, таким как наноантенны, нанолазеры, невидимые рассеиватели, сенсоры и нелинейная нанофотоника. Как и в любой другой области физики, все эти явления связаны с существованием определенных мод собственных колебаний электромагнитных полей в наночастицах.

Для приложений особый интерес представляют моды с сильной локализацией поля и малыми потерями на излучение. Такого рода моды привлекли к себе самое пристальное внимание ведущих научных групп, обнаруживших несколько типов слабоизлучающих явлений: квази-ВИС, анапольные состояния, суперрезонаторные моды. Все эти моды являются разновидностями квазинормальных мод, частоты которые находятся в предположении выполнения условия Зоммерфельда на бесконечности, что приводит к экспоненциальному возрастанию полей на бесконечности (синяя кривая на рис. 1).



**Рис. 1.** Зависимость  $\text{Re}H_z(\varphi=0)$  от  $\sqrt{\rho/R}$  для идеальных мод невидимости ( $\text{PTM}_{11}$ ,  $H_z \neq 0$ ,  $E_z=0$ ) и для обычных мод ( $\text{TM}_{11}$ ,  $H_z \neq 0$ ,  $E_z=0$ ) в круглом бесконечном цилиндре с  $\varepsilon = 12$  [1].

Однако, условие Зоммерфельда является только одним из возможных вариантов придания однозначности решениям уравнений Максвелла для открытых резонаторов или уравнения Шредингера для надбарьерных состояний. Мы показываем, что в таких системах существуют целый ряд не имеющие аналогов мод, и предлагаем регулярный метод их нахождения в произвольных диэлектрических частицах и квантовомеханических потенциалах [1 - 4].

Для нахождения идеальных неизлучающих мод мы предлагаем вместо условия Зоммерфельда на бесконечности искать решения для поля вне резонатора в виде разложения по несингулярным сферическим функциям Бесселя ( $k_0 = \omega / c$ ):

$$E(r, \theta, \varphi, k_0) = \sum a_{nm} j_n(k_0 r) Y_n^m(\theta, \varphi) \quad (1)$$

или по плоским волнам:

$$E(\mathbf{r}, k_0) = \int d^3 \mathbf{k} a(\mathbf{k}) \delta(k^2 - k_0^2) e^{i\mathbf{r}\mathbf{k}} \quad (2)$$

Несингулярность (1) или (2) внутри резонатора позволяет свести внешнюю задачу нахождения мод к внутренней задаче для двух вспомогательных полей  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  [1-3]

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_1 &= k_0^2 \varepsilon \mathbf{E}_1, \text{ внутри наночастицы} \\ \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_2 &= k_0^2 \mathbf{E}_2, \text{ внутри наночастицы} \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) &= 0; \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = 0, \text{ на границе} \end{aligned} \quad (3)$$

Чрезвычайно важно то, что формулировка задачи о нахождении мод в виде (3) не требует задания условий на бесконечности. Поле  $\mathbf{E}_1$  описывает поле внутри резонатора, в то время как поле вне резонатора описывается аналитическим продолжением поля  $\mathbf{E}_2$  во внешнюю область с помощью (1) или (2). Решение задачи (3) по построению не содержит потерь на излучение и поэтому является чисто действительным или чисто мнимым и убывает на бесконечности. Убывающее решение (3) для сферы показано на рис.1 (красная кривая). Для уравнения Шредингера имеют место аналогичные уравнения.

Неизлучающие моды (3) замечательны не только тем, что они убывают на бесконечности. Эти моды также определяют условия, при которых рассеяние точно равно нулю, поэтому их можно называть модами невидимости. Из Рис.2 видно, что внесение круглого цилиндра в поле моды невидимости (2) не приводит к рассеянию, то есть этот цилиндр является невидимым. Практически полное отсутствие рассеяния может быть положено в основу целого ряда оптических наноустройств и наносенсоров. В качестве примера на рис.3 показана схема сенсора смещения, который позволяет обнаружить смещения оптического волокна на субангстремные расстояния.

В открытых нанорезонаторах существует и целый ряд других мод, которые отличаются в лучшую сторону от обычных квазинормальных мод.

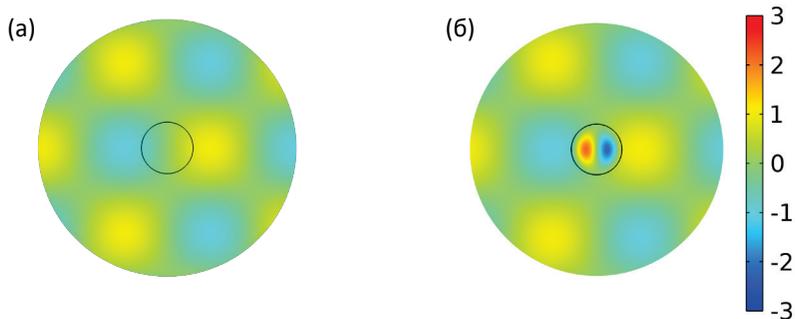
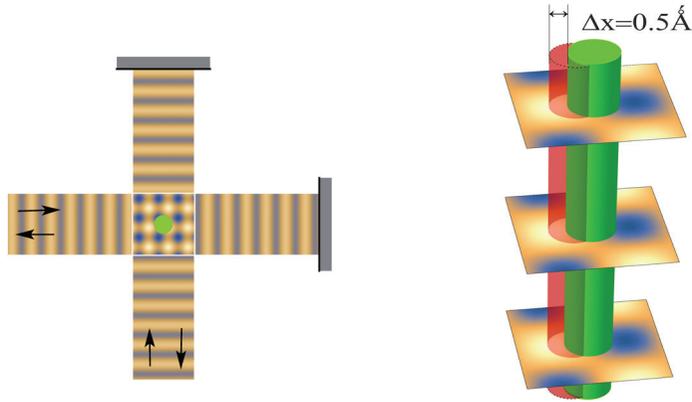


Рис. 2. Пространственное распределение (а) поля возбуждения (2) и (б) полного поля в присутствии наноцилиндра на частоте моды идеальной невидимости РТМ<sub>11</sub> при R=400 нм, ε=12 [1].



**Рис. 3.** (а) Схема эксперимента по демонстрации практически нулевого рассеяния на частоте моды идеальной невидимости. Распределение поля возбуждения формируется на пересечении двух стоячих волн. (б) Схема работы датчика смещения на частоте моды невидимости. Распределение поля возбуждения показано в горизонтальных сечениях. Зеленый диск на а) и зеленый цилиндр на (б) характеризуют положение оптического волокна, обеспечивающее чрезвычайно низкое рассеяние [1].

*ε* моды являются решением уравнений Максвелла, в которых собственным значением является не частота, а диэлектрическая проницаемость:

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_n &= k_0^2 \varepsilon_n \mathbf{E}_n \text{ – в резонаторе} \\ \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_n &= k_0^2 \mathbf{E}_n \text{ – вне резонатора} \end{aligned} \quad (4)$$

и которые удовлетворяют условиям Зоммерфельда на бесконечности. Такие моды, в отличие от квазинормальных мод убывают на бесконечности и образуют полную систему.

В открытых резонаторах с большой диэлектрической проницаемостью важное значение имеют ограниченные моды, в которых только магнитное поле отлично от нуля [3]:

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{H}_n &= \varepsilon k_{0n}^2 \mathbf{H}_n, \text{ внутри наночастицы} \\ \mathbf{H}_n &= 0, \text{ на границе} \end{aligned} \quad (5)$$

В квантовомеханических потенциалах, которые, осциллируя, убывают на бесконечности,

$$V(r) = \frac{-32 \sin r \left( \cos r \left( g(r)^3 + g(r) \right) + \sin^3 r \left( 1 - 3g(r)^2 \right) \right)}{\left( 1 + g(r)^2 \right)^2}, \quad g(r) = 2r - \sin 2r \quad (6)$$

существуют стационарные надбарьерные *странные* моды Неймана-Вигнера [5],

$$\psi(r) = \sin r / r / \left( 1 + g(r)^2 \right) \quad (7)$$

которые также не распадаются в моды континуума.

Таким образом в открытых резонаторах, помимо обычных мод, существует целый ряд ранее неизвестных или практически неизвестных мод и поэтому можно говорить о «зоопарке» мод в открытых нанорезонаторах (см. рис.4).

Благодаря чрезвычайно малой мощности рассеяния («невидимости») и неограниченной добротности идеальных мод, они открывают путь для разработки новых нано-оптических устройств с высокой концентрацией поля внутри наночастиц и нановолноводов и предельно малыми радиационными потерями, включая низкопороговые нанолазеры, биосенсоры, датчики смещения, параметрические усилители и квантовые схемы нанофотоники.

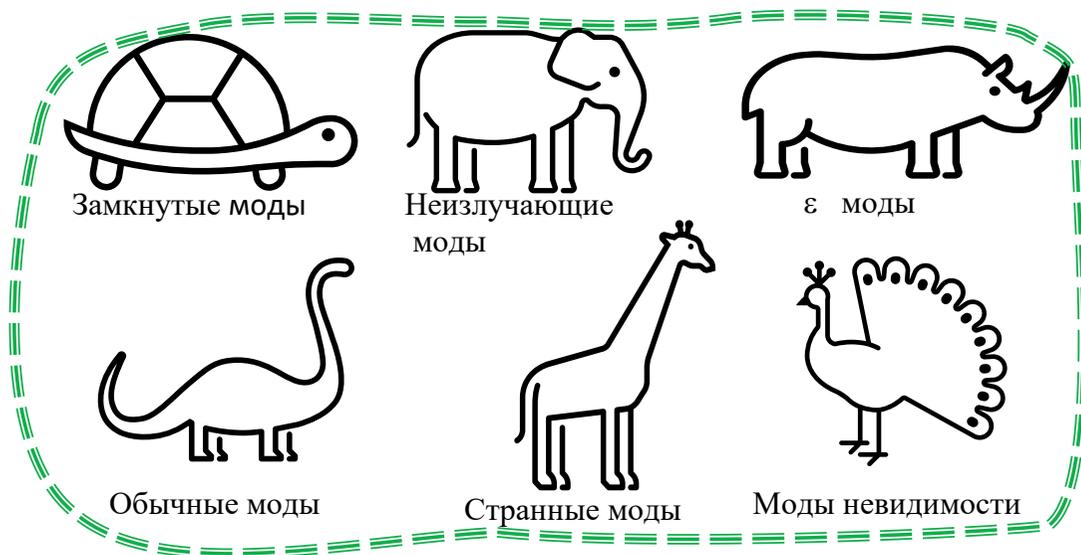


Рис. 4. Зоопарк мод в открытом резонаторе.

### Литература

1. Klimov V.V., Guzatov D.V. // Photonics. 2023. V. 10, P.248.
2. Klimov V.V.// Photonics, 2022.V.9.P.1005.
3. Klimov V.V.// Phys. Usp. 2023. V.66. P.263.
4. Klimov V.V. // Opt. Lett. 2020.V. 45. P.4300.
5. Neumann J. von, Wigner E. P. // Phys. Z. 1929.V.30.P. 465.

## ZOO IN OPEN RESONATORS: STRANGE, CONFINED, PERFECT, QUASINORMAL AND INVISIBILITY MODES IN OPTICS AND QUANTUM MECHANICS

V.V. Klimov<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,  
53 Leninsky Prospekt, Moscow 119991, Russia  
\*e-mail: klimov256@gmail.com*

A number of little-known and previously unknown modes in open resonators are discussed. In particular, the hypothesis of the existence of perfect nonradiating and invisibility modes in nanoparticles of arbitrary shape is put forward. It has been mathematically rigorously proven that such modes exist in axisymmetric dielectric nanoparticles and have unlimited radiative  $Q$ -factors. With a smart tuning of the excitation beams, the perfect invisibility modes appear as deep minima in the spectra of the scattered radiation (up to complete disappearance), but in this case, the fields inside the particle are enhanced. Such modes have no analogues and can be useful for implementing nanosensors, low-threshold nanolasers, and other nonlinear effects on the base of nanoparticles.

**Key words:** invisibility modes; perfect nonradiating modes; confined modes;  $\varepsilon$  modes; strange modes, quasi-normal modes.

# ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА УТРОЕННЫХ ЧАСТОТАХ И ВОЗНИКАЮЩЕГО ЗА СЧЕТ ФАЗОВОЙ САМОМОДУЛЯЦИИ ОСНОВНОЙ ЧАСТИ ИМПУЛЬСА В ПОЛЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

С.А. Козлов<sup>1,\*</sup>, И.Р. Арцер<sup>1</sup>, А.О. Исмагилов<sup>1</sup>, М.В. Мельник<sup>1</sup>, А.Н. Цыпкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр. 49  
\*e-mail: kozlov@mail.ifmo.ru

В докладе обсуждаются пределы применимости метода описания эволюции световых импульсов в оптических средах на основе анализа динамики их огибающих и условия необходимости перехода к рассмотрению динамики непосредственно их поля излучения. Сопоставляются эти методы описания на примере анализа распространения терагерцовых волн из малого числа колебаний. Показано, что модуль степени перекрытия уширенных спектра для предельно короткого по числу колебаний - однопериодного - терагерцового импульса из-за генерации излучения утроенных частот и фазовой самомодуляции основного импульса составляет 0.85. Приводятся результаты экспериментов, в которых наблюдаемый сдвиг максимума спектра, генерируемого в нелинейной среде в поле однопериодных терагерцовых импульсов высокочастотного излучения на учетверённые частоты, объяснён неоднородностью по частоте взаимного ослабления эффектов генерации излучения утроенных частот и фазовой самомодуляции.

**Ключевые слова:** терагерцовые импульсы, нелинейная оптика.

Параксиальное распространение линейно поляризованного импульсного терагерцового (ТГц) излучения в изотропной среде с нерезонансной безынерционной нелинейностью может быть описано с помощью полевого уравнения [1]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \cdot \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + g_2 E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (8)$$

где  $E$  - непосредственно напряжённость электрического поля,  $z$  - координата, вдоль которой происходит распространение излучения,  $c$  - скорость света в вакууме,  $N_0$  и  $a$  - эмпирические постоянные, описывающие зависимость линейного показателя  $n$  преломления от частоты  $\omega$  в виде  $n(\omega) = N_0 + ca\omega^2$ ,  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  - поперечный лапласиан,  $g_2 = 2n_2/c$  - коэффициент,

характеризующий кубическую нелинейность среды,  $n_2$  - её коэффициент нелинейного показателя преломления,  $x$  и  $y$  - поперечные направлению распространения излучения координаты.

Из полевого уравнения (1), которое описывает динамику волн в общем случае с широким спектром, в том числе волн из малого числа колебаний, для квазимонохроматической волны несложно получить уравнение динамики ее огибающей. В докладе обсуждаются пределы применимости метода описания эволюции световых импульсов в оптических средах на основе анализа динамики их огибающих и условия необходимости перехода к рассмотрению динамики непосредственно их поля излучения (1). Сопоставляются эти методы описания на примере описания ими нелинейных явлений в поле терагерцовых волн из малого числа колебаний.

Основное внимание в докладе уделяется рассмотрению явлению перекрытия спектра излучения, генерируемого на утроенных частотах, и спектра основного импульса из малого числа колебаний, уширяемого вследствие эффекта фазовой самомодуляции. Это нелинейное явление характерно для однопериодного излучения [2], но отсутствует для квазимонохроматического излучения даже в условиях генерации спектрального суперконтинуума. Эффект перекрытия спектров основного импульса и генерируемых в

нелинейной среде утроенных частот в докладе теоретически подробно рассмотрен для случая высокоинтенсивного ТГц излучения из малого числа колебаний, когда дисперсионными и дифракционными явлениями по сравнению с нелинейной рефракцией можно пренебречь. В этом случае уравнение (1) сводится к виду

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{z}} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{t}} + \mu_{nl} \tilde{E}^2 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{t}} = 0, \quad (2)$$

где введены безразмерные нормированные переменные  $\tilde{E}(\tilde{t}, \tilde{z}) = E(t, z) / E_0$ ,  $\tilde{z} = (z N_0) / (c \tau_0)$ ,  $\tilde{t} = t / \tau_0$ , здесь  $E_0$  – амплитуда ТГц импульса,  $\tau$  – характерное время нарастания поля импульса от нуля до максимума,  $\mu_{nl} = \frac{4 \Delta n_{nl}}{N_0}$ ,  $\Delta n_{nl} = \frac{1}{2} n_2 E_0^2 (CGC) = n_2 I (CI)$ ,  $I$  – интенсивность ТГц импульса.

Решение уравнения (2) может быть представлено в виде разложения в ряд по малому параметру:

$$\tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t}) = E^{(0)}(\tilde{z}, \tilde{t}) + \mu_{nl} E^{(1)}(\tilde{z}, \tilde{t}) + \mu_{nl}^2 E^{(2)}(\tilde{z}, \tilde{t}) + \dots, \quad (3)$$

где  $E^{(i)}$  –  $i$ -ое приближение. Это решение в работе получено для различных форм импульсов из малого числа колебаний. Например, для однопериодного импульса

$$\tilde{E}(\tilde{t}) = \tilde{t} \exp(-\tilde{t}^2), \quad (4)$$

со спектром

$$\tilde{G}(\tilde{\omega}) = -i \tilde{G}_0 \tilde{\omega} \exp(-\tilde{\omega}^2 / 4), \quad (5)$$

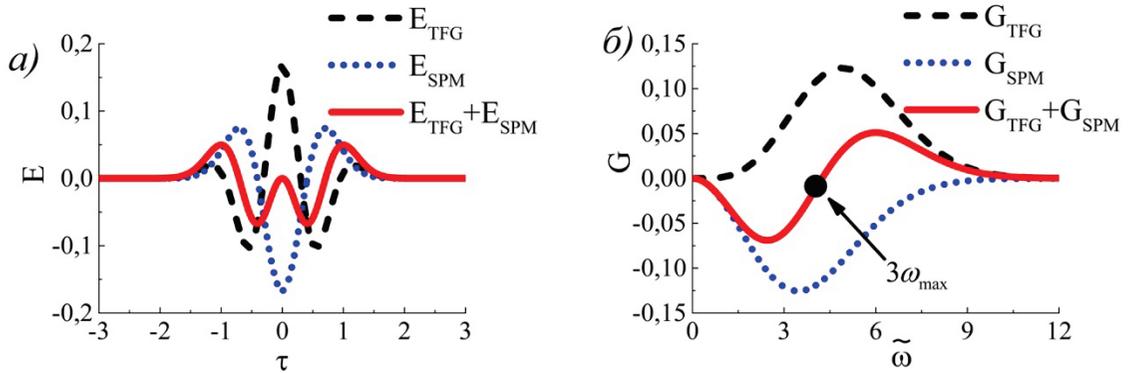
где  $\tilde{G}_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$ ,  $\tilde{\omega} = \omega \tau_0$ , это решение в нулевом приближении сохраняет вид поля и его спектра, а вклады изменения поля излучения из-за генерации излучения на утроенных частотах (ГУЧ) и фазовой самомодуляции (ФСМ), которые рассчитываются в следующем приближении, принимают вид:

$$\begin{cases} E_{TFG}^{(1)}(\tau, z) = \frac{1}{6} z (12\tau^4 - 12\tau^2 + 1) \cdot \exp(-3\tau^2), \\ E_{SPM}^{(1)}(\tau, z) = \frac{1}{6} z (6\tau^2 + 1) \cdot \exp(-3\tau^2), \end{cases} \quad (6)$$

при этом изменение спектральной плотности поля (5) из-за тех же эффектов принимают вид

$$\begin{cases} G_{TFG}^{(1)}(\omega, z) = \frac{\sqrt{\pi}}{648\sqrt{3}} \cdot \omega^4 \cdot \exp\left(-\frac{\omega^2}{12}\right) \cdot z \cdot \exp(-i\omega z), \\ G_{SPM}^{(1)}(\omega, z) = -\frac{\sqrt{\pi}}{36\sqrt{3}} \cdot \omega^2 \cdot \exp\left(-\frac{\omega^2}{12}\right) \cdot z \cdot \exp(-i\omega z). \end{cases} \quad (7)$$

На рис. 1 иллюстрирован вид изменения поля (6) и амплитуды комплексного спектра (7) однопериодной волны из-за ГУЧ  $E_{TFG}^{(1)}$ ,  $G_{TFG}^{(1)}$  и из-за ФСМ волны  $E_{SPM}^{(1)}$ ,  $G_{SPM}^{(1)}$ . При отображении вещественной амплитуды комплексного спектра  $G_{SPM}^1$  учли, что  $e^{i\pi} = -1$ .

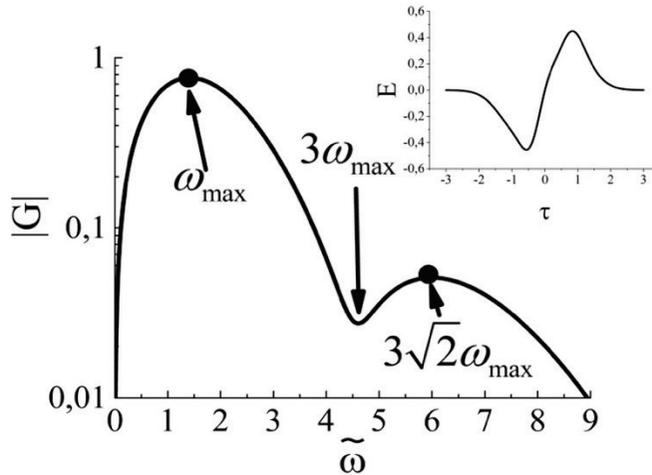


**Рис. 1.** Зависимость изменения поля однопериодного импульса из-за эффекта генерации излучения на утроенных частотах (штриховая линия) и фазовой самомодуляции (линия точками) от времени (а) и его спектра от частоты (б). Сплошные линии описывают результат интерференции.

Величина степени перекрытия:

$$S = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_{TFG}(t) \cdot E_{SPM}(t) dt}{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} E_{TFG}^2(t) dt \cdot \int_{-\infty}^{\infty} E_{SPM}^2(t) dt}} \quad (8)$$

для однопериодного импульса, как посчитано в данной работе, составляет  $-0.85$ . Как видно из рис. 1, отрицательное значение этой величины означает, что нелинейные эффекты ГУЧ и ФСМ взаимно ослабляют друг друга, причем неоднородно по частоте. На рис. 2 приведен спектр однопериодного ТГц импульса в нелинейной среде на расстоянии  $\mu_{nl} \cdot z = 1$ .



**Рис. 2.** Зависимость модуля нормированного спектра  $G$  однопериодного импульса в нелинейной среде от нормированной частоты  $\tilde{\omega}$  при  $\mu_{nl} \cdot z = 1$ . На вставке приведена зависимость в нелинейной среде нормированного поля  $\tilde{E}$  от “запаздывающего времени”  $\tau$ .

Как видно из рис. 2, неоднородность ослабления ГУЧ и ФСМ по частоте приводит к сдвигу максимума спектра генерируемого в нелинейной среде высокочастотного излучения на учетверённые частоты.

В докладе приводятся данные экспериментов, подтверждающие рассмотренный необычный нелинейный эффект - перекрытие и интерференция спектров ГУЧ и ФСМ, –

вследствие которого происходит сдвиг частот генерируемого в изотропных средах излучения с утроенных на учетверенные. Это означает, что для волн из малого числа колебаний мы получаем дополнительные возможности управления эффективностью и характером протекания нелинейных процессов, что перспективно для разработки сверхбыстрых безынерционных устройств ТГц фотоники.

### Литература

1. S.A. Kozlov, S.V. Sazonov // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1997. V. 84. Pp. 221-228.
2. I. Artser et al // Scientific Reports. 2022. V. 12. No. 1. P. 9019.

## INTERFERENCE IN NONLINEAR MEDIA AT THE THIRD FREQUENCIES OF RADIATION OCCURS DUE TO THE PHASE SELF-MODULATION OF THE MAIN PULSE WITHIN THE FIELD OF TERAHERTZ WAVES GENERATED BY A SMALL NUMBER OF OSCILLATIONS

S.A. Kozlov<sup>1,\*</sup>, I.R. Artser<sup>1</sup>, A.O. Ismagilov<sup>1</sup>, M.V. Melnik<sup>1</sup>, A.N. Tsyarkin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ITMO University*  
 197101, Saint Petersburg, Kronverkskiy av. 49  
 \*e-mail: kozlov@mail.ifmo.ru

The report discusses the limits of applicability of the method for describing the evolution of light pulses in optical media based on the analysis of the dynamics of their envelopes. It also addresses the conditions under which it becomes necessary to consider the dynamics of their emitted fields directly. These description methods are compared using the example of analyzing the propagation of terahertz waves generated by a small number of oscillations. It is demonstrated that the magnitude of the spectral broadening overlap factor for an extremely short pulse in terms of oscillations – a single-period terahertz pulse – due to the generation of radiation at triple frequencies and the phase self-modulation of the main pulse is 0.85. The report presents experimental results in which the observed shift of the spectrum maximum, generated in a nonlinear medium under the influence of single-period terahertz pulses, to higher frequencies, is explained by the frequency-dependent non-uniformity of mutual effects in the generation of triple-frequency radiation and phase self-modulation.

**Key words:** terahertz pulses, nonlinear optics.

# ГЕНЕРАЦИЯ ВИХРЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ СЕКТОРНОЙ СПИРАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ НА ОСНОВЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ФЕРРИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

С.П. Котова<sup>1,\*</sup>, Е.П. Пожидаев<sup>2</sup>, С.А. Самагин<sup>1</sup>, Т.П. Ткаченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53

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

Проведено сравнение сегнетоэлектрических и ферриэлектрических жидких кристаллов в качестве электрооптической среды для фазовой модуляции на примере формирования вихревых световых полей. Показано, что оба жидких кристалла при одинаковой толщине ячейки обеспечивают сравнимые значения изменения состояния эллиптичности поляризации модулируемого светового поля. Сегнетоэлектрики обладают большим быстродействием, но требуют более высоких управляющих напряжений, чем ферриэлектрики.

**Ключевые слова:** сегнетоэлектрические жидкие кристаллы, ферриэлектрические жидкие кристаллы, фазовая модуляция света, квадратичный электрооптический эффект, оптические вихри.

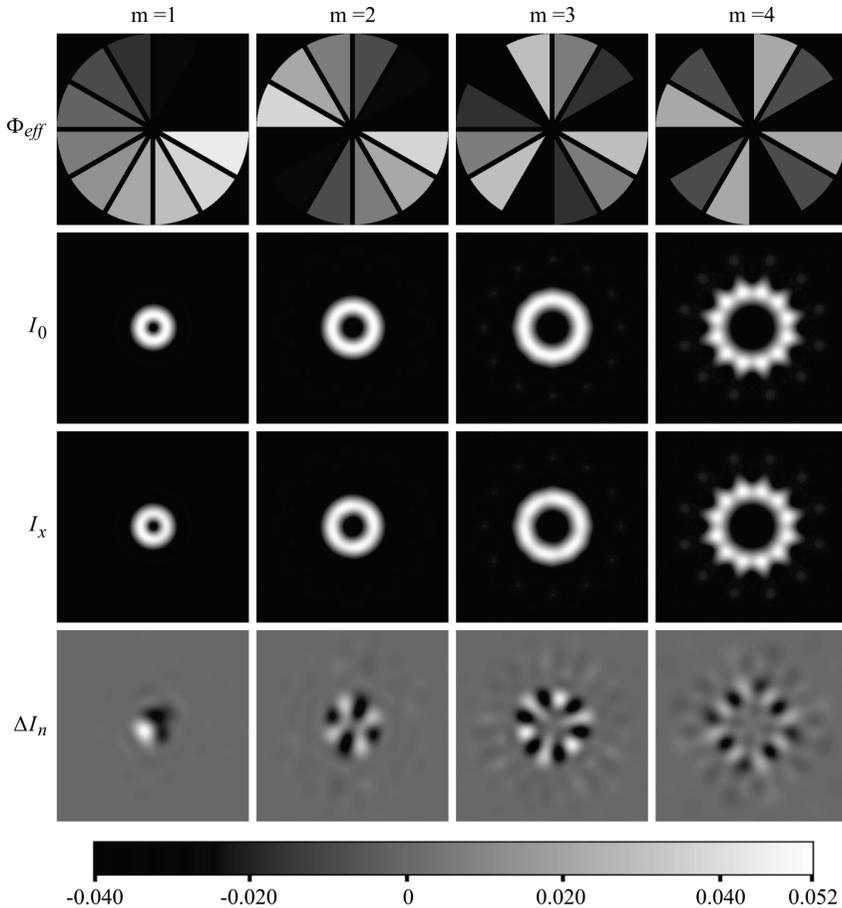
Фазовые пространственные модуляторы света (ПМС) востребованы во многих областях оптики, включая адаптивную оптику, лазерные пинцеты, квантовые системы связи. Наибольшее распространение получили фазовые модуляторы на основе нематических жидких кристаллов, частота модуляции которых составляет несколько десятков Гц. Одним из путей увеличения быстродействия является использование ориентационных эффектов в жидкокристаллических сегнетоэлектриках (ферроэлектриках) и ферриэлектриках с субволновым шагом спиральной структуры, в частности, ориентационного эффекта Керра [1-3]. В работе представлены результаты исследований электрооптических характеристик указанных материалов для задач фазовой модуляции на примере генерации вихревых световых полей с помощью секторной спиральной пластины (СПП).

Жидкокристаллические сегнетоэлектрики по пространственной упорядоченности относятся к хиральным смектическим С\* жидким кристаллам. Ферриэлектрические фазы жидких кристаллов (ЖК) являются промежуточными между ферроэлектрическими и антиферроэлектрическими фазами. Особенностью эффекта Керра в указанных ЖК является двусонная трансформация эллипсоида показателей преломления и поворот его главной оптической оси при приложении электрического поля. Это не позволяет реализовать чисто фазовую модуляцию в ячейках с планарной ориентацией оси геликоида подложкам.

Нами были изучены модуляционные характеристики трёх синтезированных в ФИАН смесевых ЖК сегнетоэлектриков: ЖКС -587, ЖКС -587-F-7, ЖКС -587-F8 [1], а также ферриэлектрического кристалла FerriLCM-1 [3], шаг спирали которых менее 100 нм [4]. Экспериментальные данные показали, что все смеси обеспечивают непрерывную эффективную фазовую задержку в диапазоне от 0 до  $2\pi$  радиан при использовании ячеек со слоем ЖК около 50 мкм. Напряженности электрического поля составили для сегнетоэлектрических ЖК смесей от 1.42, 1.92 и 3.08 В/мкм соответственно при времени переключения меньше 1 мс. Для ферриэлектрика FerriLCM-1 соответствующие значения при толщине ячейки 107 мкм равны 0,47 В/мкм и около 1.5 мс.

С использованием полученных экспериментальных данных проведен расчет характеристик вихревых световых полей, которые можно сформировать с помощью 12 секторной спиральной пластины на основе исследованных ЖК смесей ЖКС -587-F-7 и FerriLCM-1 [5, 6]. Показано,

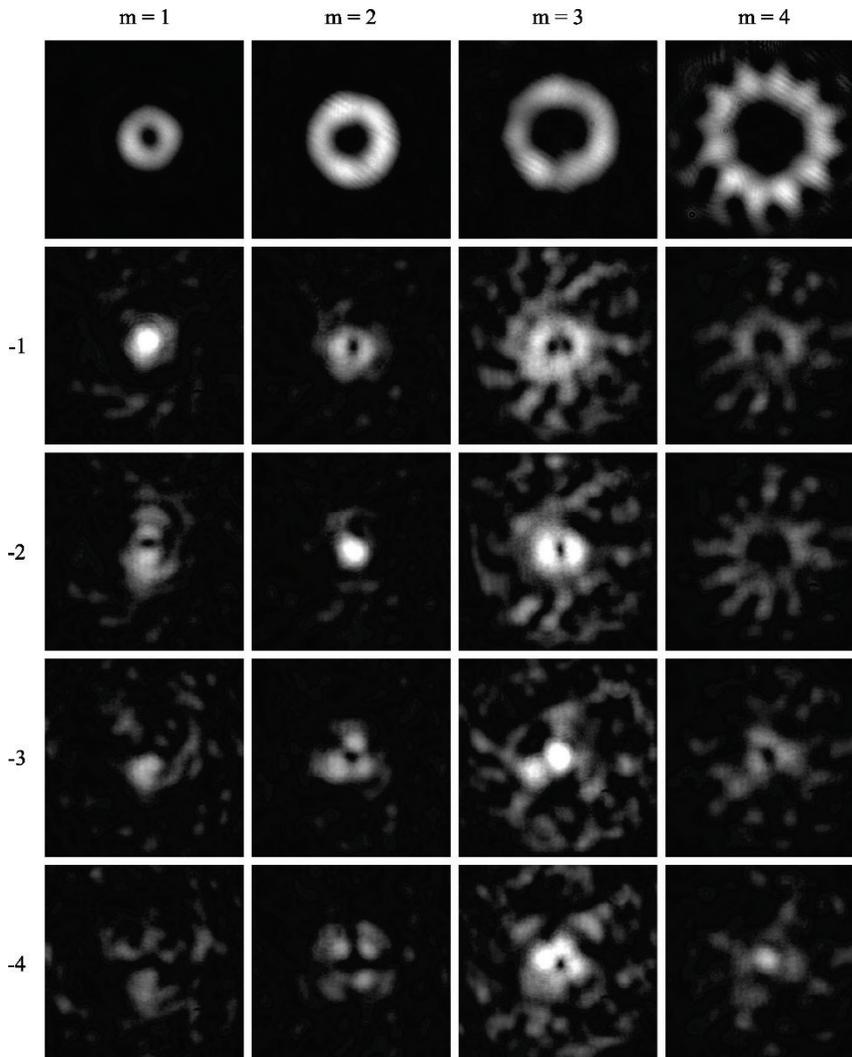
что влияние амплитудной модуляции, возникающей из-за изменения состояния эллиптичности, на формирование вихревых световых полей с помощью ПМС на основе исследованных материалов не является значимой. На рисунке 1 приведены результаты моделирования работы ССП при формировании вихревых полей с топологическим зарядом  $m$  равным 1, 2, 3 и 4 для ферриэлектрика FerriLCM-1.



**Рис. 1.** Результаты моделирования работы ССП на основе ферриэлектрика FerriLCM-1 при формировании вихревых полей с топологическим зарядом  $m$  равным 1, 2, 3 и 4. Первый ряд сверху – распределения эффективной фазовой задержки ( $\Phi_{eff}$ ) в градусах серого, второй ряд – распределения интенсивности в фокальной плоскости для идеального случая, третий ряд – распределения интенсивности в фокальной плоскости при наличии за СПП линейного поляризатора, отсекающего перпендикулярную компоненту светового поля, четвертый ряд – нормированная на максимум разность распределений интенсивности между идеальным случаем (2 строка) и с учетом изменения состояния поляризации (строка3).

Создан экспериментальный образец 12-секторной спиральной пластины с использованием ЖКС -587-F-7 [7]. Толщина слоя ЖК составляла 50 мкм. В экспериментах ССП освещалась линейно-поляризованным коллимированным пучком лазера, электрический вектор которого был направлен вдоль оси спирали ЖКС. СПП управлялась знакопеременным питающим напряжением, частота сигнала варьировалась от 100 до 4000 Гц. Для устранения искажений в картине распределения интенсивности, вызванных рассеянием при переходных процессах, длительность которых составляет около 150 микросекунд, использовался электрооптический затвор, синхронизированный с питанием ССП. Экспериментальные результаты в целом согласуются с расчетными. Продемонстрировано формирование кольцеобразных световых полей с топологическим зарядом от 1 до 4. На рисунке 2 приведены экспериментальные

результаты по измерению топологического заряда сформированных полей. Определение величины топологического заряда производилось компенсационным методом с использованием фазового элемента, формируемого многопиксельным ЖК ПМС. Наличие максимума в центре картины свидетельствует о соответствующей величине топологического заряда.



**Рис. 2.** Результаты измерения топологического заряда светового поля, сформированного с помощью секторной спиральной пластинки на основе сегнетоэлектрического ЖКС -587-F-7. Первый ряд – распределения интенсивности в фокальной плоскости, ряды 2-5 – распределения интенсивности в дальнем поле при компенсации волнового фронта фазовыми элементами с различной величиной топологического заряда от -1 до -4 (указано слева).

Таким образом проведено сравнение сегнетоэлектрических и ферриэлектрических ЖК в качестве электрооптической среды для фазовой модуляции на примере формирования вихревых световых полей. Показано, что оба жидких кристалла при одинаковой толщине ячейки обеспечивают сравнимые значения изменения состояния эллиптичности модулируемого светового поля. Световые потери при отсечении нежелательной компоненты поляризации составляют менее 10 %, что вполне достаточно для ряда прикладных задач. Величина управляющего напряжения, необходимого для достижения фазового сдвига  $2\pi$  при

одинаковых толщинах ЖК слоя, в случае ферриэлектрического ЖК в 2.6 раза меньше, чем в случае сегнетоэлектрического ЖК. По быстродействию исследованный ферриэлектрик занимает промежуточное положение между нематическими и сегнетоэлектрическими ЖК.

### Литература

1. Pozhidaev E.P., Kiselev A.D., Schrivastava A.K. et.al. // Phys. Rev. E. 2013. V. 87, P. 052502.
2. Kotova S.P., Samagin S.A., Pozhidaev E.P. et.al. // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. P. 062502
3. Pozhidaev E.P., Minchenko M.V., Kuznetsov A.V. et al. // Optics Letters. 2022. V. 47. P. 1598.
4. Mikhailenko V., Krivoshey A., Pozhidaev E. et al.//Journal of Molecular Liquids. 2019. V. 281. P. 186
5. Kotova S., Mayorova A., Pozhidaev E., and Samagin S. //EPJ Web of Conferences 2017. V. 161. P. 01007.
6. Pozhidaev E. P., Kotova S. P., and Samagin S. A. // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2023. V. 50. Suppl. 1. P. S85.
7. Kotova S., Pozhidaev E., Samagin S. et al. // Opt. and Laser Techn. 2021. V. 135. P. 106711

## GENERATION OF VORTEX LIGHT FIELDS USING A SECTOR SPIRAL PLATE BASED ON FERROELECTRIC AND FERRIELECTRIC LIQUID CRYSTALS

S.P. Kotova<sup>1,\*</sup>, E.P. Pozhidaev<sup>2</sup>, S.A. Samagin<sup>1</sup>, T.P. Tkachenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Lebedev Physical Institute RAS, Samara Branch  
221, Novo-Sadovaya, Samara, 443011, Russian Federation*

<sup>2</sup> *Lebedev Physical Institute RAS  
53, Leninskiy Prospekt, Moscow, 119991, Russian Federation*

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

Ferroelectric and ferrielectric liquid crystals as an electro-optical medium for phase modulation are compared using the example of the formation of vortex light fields. It is shown that both liquid crystals with the same cell thickness provide comparable values of the change in the state of ellipticity of the polarization of the modulated light field. Ferroelectrics are faster, but require higher control voltages. Ferroelectrics are faster but require higher control voltages than ferrielectrics.

**Key words:** ferrielectric liquid crystals, ferroelectric liquid crystals, phase modulation of light, quadratic electro-optical effect, optical vortices.

# ОДНОНАПРАВЛЕННАЯ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ОТКРЫТОМ АКТИВНОМ ОБРАЗЦЕ

Вл.В. Кочаровский<sup>1,\*</sup>, Е.Р. Кочаровская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН

603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46

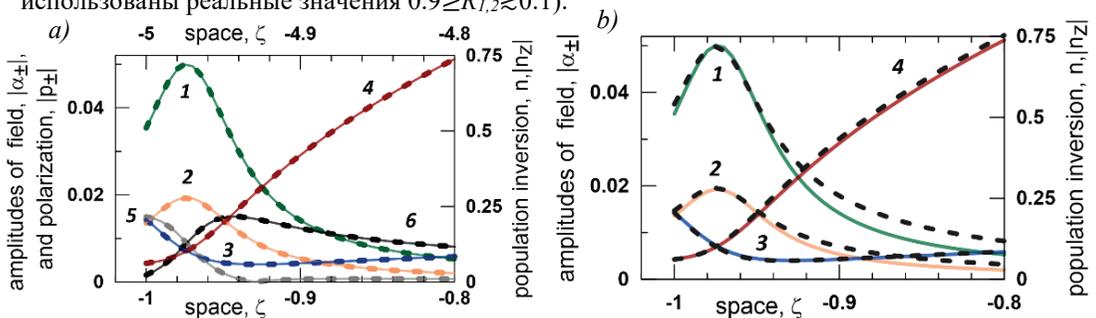
\*e-mail: kochar@appl.sci-nnov.ru

Для сверхизлучающего 2-уровневого лазера с однородным уширением спектральной линии активной среды, меньшим ширины моды резонатора Фабри-Перо, найдена возможность стационарной (предельно монохроматической) генерации не только вблизи порога возбуждения резонансной электромагнитной моды, но и в широкой области параметров при многократном превышении порога генерации. Для рассмотренных параметров, согласно точному решению и моделированию уравнений Максвелла-Блоха, данный режим: 1) реализуется на поляритонной моде, задаваемой дипольными колебаниями активных центров и изменённой полуволновой решёткой их инверсии населённости, 2) является устойчивым в резонаторе с коэффициентами пропускания зеркал, различающимися на величину  $\geq 0.1$  и превышающими величину  $\sim 0.1$ , и 3) отвечает почти однонаправленному излучению даже из слабо асимметричного резонатора.

**Ключевые слова:** сверхизлучающий лазер, электромагнитные и поляритонные моды, решётка инверсии населённости, низкодобротный асимметричный резонатор.

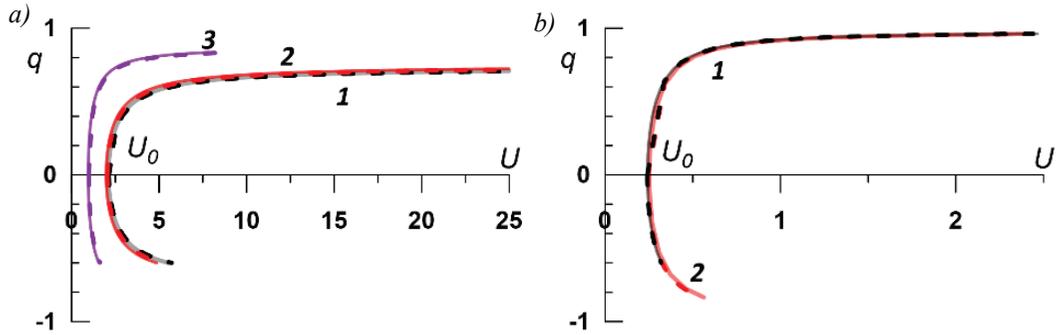
В лазерах классов А и В [1-3] с высокодобротными резонаторами, где время жизни фотонов  $T_E$  много больше времени фазовой релаксации оптических дипольных моментов активных центров  $T_2$ , амплитуда поля излучения внутри резонатора Фабри-Перо практически однородна, а отношение интенсивностей, излучаемых из противоположных торцов, примерно равно квадрату отношения коэффициентов пропускания зеркал (по амплитуде поля)  $(1-R_1)^2/(1-R_2)^2$ .

В сверхизлучающих лазерах (классов С и D) с низкодобротными, открытыми резонаторами, где спектральная ширина электромагнитной моды превышает однородное уширение спектральной линии активной среды, поле стационарного излучения может быть существенно неоднородным, если коэффициенты пропускания зеркал  $(1-R_{1,2}) \geq 0.1$ . Кроме того, встречные электромагнитные волны могут создавать значительную неоднородную полуволновую решётку инверсии населённости активных центров. Переотражаясь и усиливаясь на ней, встречные электромагнитные волны могут усугублять согласованную неоднородность поля в резонаторе и многократно увеличивать асимметрию излучения из противоположных торцов лазера, что особенно важно при небольшом отличии зеркал [3-5] (Рис.1; в расчетах использованы реальные значения  $0.9 \geq R_{1,2} \geq 0.1$ ).



**Рис. 1.** (а) Асимметричная монохроматической генерации сверхизлучающего лазера: численно найденные установившиеся решения уравнений Максвелла-Блоха для плавно неоднородной компоненты  $n$  и полуволновой решётки  $g=|n_z|$  инверсии населённости (линии 1,2), амплитуд встречных волн поля  $|\alpha_{\pm}|$  (3,4) и поляризации  $|p_{\pm}|$  (5,6) при  $R_1=0.3$  (левое зеркало),  $R_2=0.1$  (правое зеркало),  $\Gamma_1=0.01$ ,  $\Gamma_2=0.02$ ,  $n_p=1$ ,  $L=10$  (штриховые линии, верхняя шкала) и  $L=2$  (сплошные линии, нижняя шкала). (б) Сравнение численных (сплошные линии) и точных аналитических (штрихи) профилей  $n$ ,  $|n_z|$  (1, 2) и  $|\alpha_{\pm}|$  (3, 4) при  $L=2$ .

В работе для предсказанного сверхизлучательного состояния лазера найдено точное аналитическое решение уравнений Максвелла-Блоха (Рис. 2) и исследована его устойчивость путем их численного решения в модели двухуровневой активной среды с однородным уширением спектральной линии. Для сверхизлучающего лазера характерные временные и пространственные масштабы процессов определяет так называемая кооперативная частота, квадрат которой превышает величины  $T_{E,1,2}^{-2}$  и равен  $\nu_c^2 = 2\pi d^2 \omega_0 N_0 / \hbar \epsilon_0$  ( $d$  – дипольный момент двухуровневого перехода на частоте  $\omega_0$  в активных центрах с плотностью  $N_0$ ,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость матрицы активной среды,  $\hbar$  – постоянная Планка). Она и связанная с ней кооперативная длина  $B_c = c / (\nu_c \sqrt{\epsilon_0})$  используются ниже как нормировочные коэффициенты для времени  $\tau = \nu_c t$ , координаты  $\zeta = z / B_c$ , длины лазера  $L = B_c / B_c$ , скоростей релаксации поля, инверсии населённости и поляризации активной среды  $\Gamma_{E,1,2} = 1 / (\nu_c T_{E,1,2})$ , а также для значений  $\alpha_{\pm} = dA_{\pm} / (\nu_c \hbar \epsilon_0)$  амплитуд  $A_{\pm}$  встречных волн электромагнитного поля (амплитуды  $P_{\pm}$  встречных волн поляризации нормируются как  $p_{\pm} = P_{\pm} / (dN_0)$ ).



**Рис. 2.** Зависимости относительной разности  $q(U) = (I_+ - I_-) / (I_+ + I_-)$  интенсивностей встречных волн  $I_{\pm}$  от их суммарной интенсивности  $U = (I_+ + I_-)$ , однозначно связанной с координатой вдоль резонатора  $\zeta = z/B_c$ , для различных параметров сверхизлучающих лазеров: (а)  $R_1=0.5, R_2=0.4, L=10, n_p=0.1$  (1),  $R_1=0.5, R_2=0.4, L=2, n_p=0.25$  (2),  $R_1=0.5, R_2=0.3, L=2, n_p=0.1$  (3); (б)  $R_1=0.5, R_2=0.1, L=2, n_p=0.5$  (1),  $R_1=0.3, R_2=0.1, L=2, n_p=1$  (2).  $U_0$  – минимальное значение суммарной интенсивности в точке максимума инверсии населённости  $\zeta_m$ . Численные результаты показаны сплошными линиями, аналитические – пунктирными.

Точное решение показывает, что устанавливающаяся в лазере структура задаётся его одной резонансной поляритонной модой, существенно изменённой сильно неоднородными плавной компонентой  $n$  и полуволновой решёткой  $g$  инверсии населённости, через которые выражаются амплитуды встречных волн поляризации  $p_{\pm} = -i\Gamma_2^{-1}(n\alpha_{\pm} - g\alpha_{\mp}/2)$ . Решётка создается биениями встречных волн поля  $\alpha_{\pm} = \text{Re}\alpha_{\pm}$  и согласованными волнами поляризации.

Согласно Рис. 1 и 2, все указанные профили зеркально симметричны относительно определённой точки  $\zeta_m = z_m/B_c$ , расположенной ближе к более хорошо отражающему зеркалу и отвечающей минимальному значению  $U_0$  суммы  $U = I_+ + I_-$  нормированных интенсивностей  $I_{\pm} \equiv |\alpha_{\pm}|^2 / (2\Gamma_1\Gamma_2) = U(q \pm 1)/2$  встречных волн поля. В этой точке максимальны выражающиеся через них плавно неоднородная и решётчатая компоненты инверсии населённости, профили которых находятся с использованием явной зависимости относительной разности интенсивностей  $q(U) = (I_+ - I_-) / (I_+ + I_-)$  от их суммы  $U$ , являющейся неявной монотонной функцией от расстояния до точки симметрии  $\zeta_m$  (при  $\zeta < \zeta_m$  и  $\zeta > \zeta_m$  соответственно):

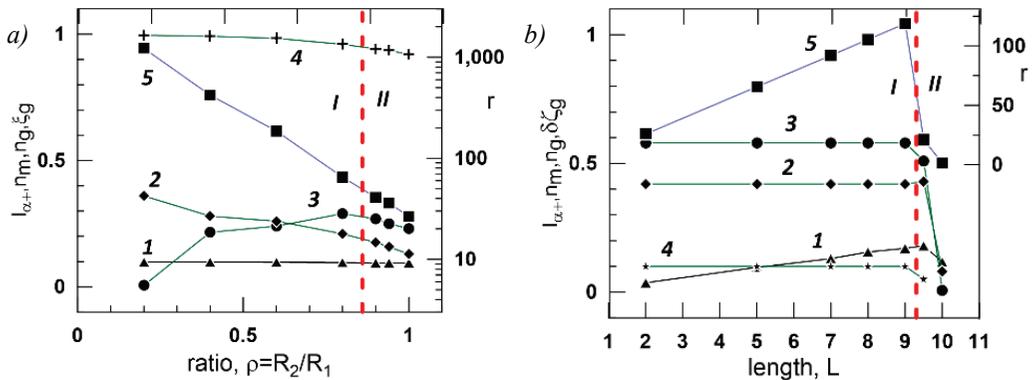
$$n = \frac{n_p(1+I_+ + I_-)}{1+3(I_+ + I_-) + 2(I_+ - I_-)^2}, \quad g = \frac{4n\sqrt{I_+ - I_-}}{1+I_+ + I_-}, \quad \mp(\zeta - \zeta_m) \frac{n_p}{\Gamma_2} = \frac{\sqrt{1+2U_0}}{1+U_0} \sqrt{U^2 - \left(\frac{U_0}{1+U_0}\right)^2 (1+U)^2} + \frac{1+U_0}{2\sqrt{1+2U_0}} \ln \left[ -\frac{U_0}{1+U_0} + \frac{1+2U_0}{U_0(1+U_0)} \left( U + \sqrt{U^2 - \left(\frac{U_0}{1+U_0}\right)^2 (1+U)^2} \right) \right]; \quad q^2 = 1 - \left(\frac{U_0}{1+U_0}\right)^2 \left(\frac{1+U}{U}\right)^2.$$

При этом возможен очень большой фактор асимметрии излучения

$$r = \frac{(1 - R_2^2)|\alpha_+(\zeta = \frac{L}{2})|^2}{(1 - R_1^2)|\alpha_-(\zeta = -\frac{L}{2})|^2} \gg 1.$$

Ранее для сверхизлучающих лазеров [3-7] стационарная (предельно монохроматическая) генерация с шириной спектра, которая существенно меньше спектральной ширины моды резонатора и определяется в основном шириной спектральной линии активной среды, изучалась только недалеко от порога возбуждения резонансной электромагнитной моды. Указанная нами возможность получения самосогласованного неоднородного стационарного сверхизлучательного состояния с хорошо локализованной решёткой инверсии населённостей при большом превышении порога генерации позволяет существенно расширить область параметров, допускающих создание предельно монохроматического сверхизлучения лазера.

С использованием численного решения полученного трансцендентного уравнения для параметра  $U_0$  и независимого моделирования решений уравнений Максвелла-Блоха установлено, что это состояние в целом оказывается гораздо более асимметричным, чем поляритонные моды лазера с однородной инверсией населённостей и соответствующие электромагнитные моды несимметричного резонатора Фабри-Перо. В частности, проанализирована зависимость структуры данного сильно неоднородного диссипативного сверхизлучательного состояния от длины лазера, уровня его непрерывной накачки, коэффициентов отражения зеркал (Рис. 3, 4).

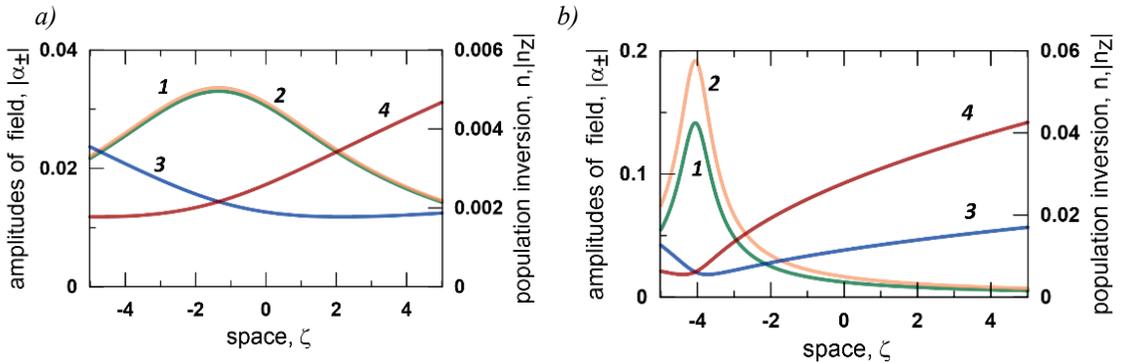


**Рис. 3.** Характеристики установившейся асимметричной генерации сверхизлучающего лазера с  $\Gamma_2=2\Gamma_1=0.02$ , длиной  $L=10$  и накачкой  $n_p=0.5$ : средняя интенсивность излучения  $\langle I_{\alpha+} \rangle_\tau = (1-R_2^2)|\alpha_+|^2$  из правого торца с координатой  $\zeta=L/2$  (линия 1 с треугольниками), среднее значение максимума плавно неоднородной компоненты инверсии населённостей  $n_m$  (линия 2 с ромбами), среднее значение максимума амплитуды  $n_g$  полуволновой решётки инверсии населённостей  $g$  (линия 3 с кружками), его относительное положение внутри лазера  $\xi_g = |\zeta_g|/(L/2)$  или расстояние от него до левого торца  $\delta \xi_g = L/2 + \zeta_g$  (линия 4 с крестами или звездочками), фактор асимметрии излучения  $r = \langle I_{\alpha+} \rangle_\tau / \langle I_{\alpha-} \rangle_\tau$  (линия 5 с квадратами). Даны зависимости указанных величин от (а) асимметрии  $\rho = R_2/R_1$  резонатора Фабри-Перо с коэффициентом отражения левого зеркала  $R_1=0.5$  и (б) от длины  $L$  лазера с коэффициентами отражения зеркал  $R_1=0.5$  (левое),  $R_2=0.4$  (правое). Штриховая вертикальная линия разделяет зоны (I) стационарной (монохроматическое излучение) и (II) нестационарной (автомодуляция или сверхизлучение импульсов) генерации.

Найденные характерные профили двух компонент инверсии населённостей и встречных волн электромагнитного поля и поляризации активной среды: а) слабо зависят от длины лазера, если она превышает кооперативную длину, но не слишком велика по сравнению с ней:  $2 \lesssim L \lesssim 10$ ; б) сильно зависят от уровня накачки, поскольку от него сильно зависят амплитуды встречных волн, а следовательно, их биения и насыщение инверсии населённостей активной среды; в) существенно меняется при уменьшении коэффициента отражения  $R_2$  одного из зеркал (правого), если фиксирован коэффициент отражения  $R_1$  другого, более хорошего зеркала.

Итак, в широком диапазоне параметров сверхизлучающего лазера с несимметричным резонатором Фабри-Перо при большом превышении порога генерации формируется стационарное диссипативное состояние, которое является гораздо более асимметричным, чем моды такого лазера с однородной инверсией населённости. Для рассмотренных параметров лазера, согласно точному аналитическому решению и моделированию уравнений Максвелла-Блоха, найденное одномодовое (монохроматическое) сверхизлучательное состояние:

- 1) реализуется на поляритонной моде, задаваемой дипольными колебаниями активных центров и сильно измененной полуволновой решёткой их инверсии населённости,
- 2) является устойчивым в резонаторе с коэффициентами пропускания зеркал, различающимися на величину больше или порядка 0.1 и превышающими величину  $\sim 0.1$ ,
- 3) позволяет получить практически однонаправленное излучение с фактором асимметрии  $g \gg 1$ , управляемым весьма небольшим изменением накачки и коэффициентов отражения зеркал, даже из слабо асимметричного резонатора и без использования хороших зеркал.



**Рис. 4.** Профили плавно неоднородной компоненты  $n$  и полуволновой решётки  $|n_z|$  инверсии населённости (линии 1, 2) и амплитуд встречных волн поля  $|\alpha_{\pm}|$  (линии 3, 4) для асимметричной генерации сверхизлучающего лазера с  $\Gamma_2 = 2\Gamma_1 = 0.02$ , резонатором Фабри-Перо длиной  $L=10$  и коэффициентами отражения зеркал  $R_1=0.5$  (левое) и  $R_2=0.4$  (правое) при двух уровнях постоянной накачки  $n_p$ : (a) 0.01, (b) 0.1.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

### Литература

1. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. М.: Наука, 1999. 368 с.
2. Arecchi F.T. Instabilities and Chaos in Quantum Optics. London: Springer Verlag, 2011. 268 p.
3. Кочаровский Вл.В., Железняков В.В., Кочаровская Е.Р. и др. // УФН. 2017. Т. 187. С. 367.
4. Кочаровский Вл.В., Кукушкин В.А., Тарасов С.В. и др. // ФТП. 2019. Т. 53. С. 1321.
5. Кочаровская Е.Р., Кочаровский Вл.В. и др. // ФТП. 2023. Т. 57. С. 348.
6. Norcia M.A., Cline J.R.K., Muniz J.A. et al. // Phys. Rev. X. 2018. V. 8. P. 021036.
7. Jager S.B., Liu H., Cooper J. et al. // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. 033711.

## UNIDIRECTIONAL SUPERRADIANT LASING IN OPEN SAMPLE OF ACTIVE MEDIUM

VI.V. Kocharovsky<sup>1,\*</sup>, E.R. Kocharovskaya<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Gaponov-Grekhov institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences*

*603950 Nizhny Novgorod, 46 Ulyanov str., Russia*

\*e-mail: kochar@appl.sci-nnov.ru

For a superradiant two-level laser with a homogeneous broadening of the spectral line of the active medium, smaller than the width of the Fabry-Perot cavity mode, the possibility of steady-state (ultimately monochromatic) lasing is found not only near the excitation threshold of the resonant electromagnetic mode, but also in a wide range of parameters far above the lasing threshold. In this range, according to the exact solution and modeling of the Maxwell-Bloch equations, the steady-state lasing: 1) involves the polariton mode, determined by dipole oscillations of active centers and modified by a half-wavelength grating of their population inversion, 2) is stable in a cavity with mirror transparency factors differing by  $\geq 0.1$  and exceeding  $\sim 0.1$ , and 3) corresponds to almost unidirectional emission even from a weakly asymmetric cavity.

**Key words:** superradiant laser, electromagnetic and polariton modes, population inversion grating, asymmetric low-Q cavity.

## КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

С.П. Кулик<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Центр квантовых технологий, физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова  
Ленинские горы, д. 1, стр. 35, Москва, 119991 Россия

<sup>2</sup>Южно-Уральский государственный университет, лаборатория «Квантовая инженерия  
света», 454080 Россия, Челябинск, проспект Ленина 76

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

Рассмотрены современное состояние и перспективы развития квантовых технологий

**Ключевые слова:** квантовая обработка информации, квантовая технология.

В докладе рассмотрены современное состояние и перспективы междисциплинарной области знаний - Квантовая обработка информации или Квантовые технологии. Упор делается на основных физических принципах, лежащих в основе трех субтехнологий, развиваемых в мире и, особенно в РФ, которые потенциально приведут или уже привели к созданию в ближайшем будущем квантовых симуляторов, систем квантовой связи и высокочувствительных сенсоров.

В области квантовых вычислительных устройств — это технологии, использующие в качестве рабочих физических систем нейтральные атомы и ионы в ловушках, сверхпроводящие системы, примесные структуры и линейно-оптические системы.

В области квантовой связи — это создание глобальной сети на основе волоконно-оптических, атмосферных и космических каналов.

В области квантовой сенсорики — это три группы сенсоров: квантовые часы/гравиметры; датчики электрических и магнитных полей и квантовая метрология/фотометрия.

Отдельно рассматриваются основные проблемы физической и технической реализации тех или иных узлов/элементов систем квантовых симуляторов и квантовой связи.

## QUANTUM TECHNOLOGIES: CURRENT STATE AND PROSPECTS

S.P. Kulik<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Moscow State University,  
Moscow, 119991 Russia

<sup>2</sup>Laboratory of Quantum Engineering of Light, South Ural State University (SUSU),  
Chelyabinsk, Russia.

\*e-mail: gavriilvsh@gmail.com

The current state and prospects for the development of quantum technologies are considered.

**Key words:** quantum information processing, quantum technology.

**НЕМАРКОВСКАЯ ДИНАМИКА И ОБРАЗОВАНИЕ  
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР В ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННЫХ  
КОНДЕНСАТАХ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНА**

**Д.В. Макаров<sup>1,\*</sup>, Н.А. Асриян<sup>2</sup>, А.А. Елистратов<sup>2</sup>, Ю.Е. Лозовик<sup>3,4</sup>**

<sup>1</sup>*Тихоокеанский океанологический институт Дальневосточного отделения Российской академии наук, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43*

<sup>2</sup>*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, 101000, г. Москва, Моспочтамт, а/я 918*

<sup>3</sup>*Институт спектроскопии Российской академии наук, 108840, г. Москва, г. Троицк, ул. Физическая, 5*

<sup>4</sup>*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, г. Москва, ул. Мясницкая, 20*

\*e-mail: makarov@poi.dvo.ru

**NON-MARKOVIAN DYNAMICS AND FORMATION OF SPATIAL  
STRUCTURES IN EXCITON-POLARITON BOSE-EINSTEIN  
CONDENSATES**

**D.V. Makarov<sup>1,\*</sup>, N.A. Asriyan<sup>2</sup>, A.A. Elistratov<sup>2</sup>, Yu.E. Lozovik<sup>3,4</sup>**

<sup>1</sup>*Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, 690041 Vladivostok, Baltiyskaya str., 43*

<sup>2</sup>*All-Russian Research Institute of Automation, 101000, Moscow, Mospochtamt, PO Box 918*

<sup>3</sup>*Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, 108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya str., 5*

<sup>4</sup>*National Research University Higher School of Economics, 101000, Moscow, Myasnitskaya str, 20*

\*e-mail: makarov@poi.dvo.ru

# ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЕДИНИЧНЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ

Е.Ф. Мартынович<sup>1,2,\*</sup>, В.П. Дресвянский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,  
664033, Иркутск, Лермонтова, 130А

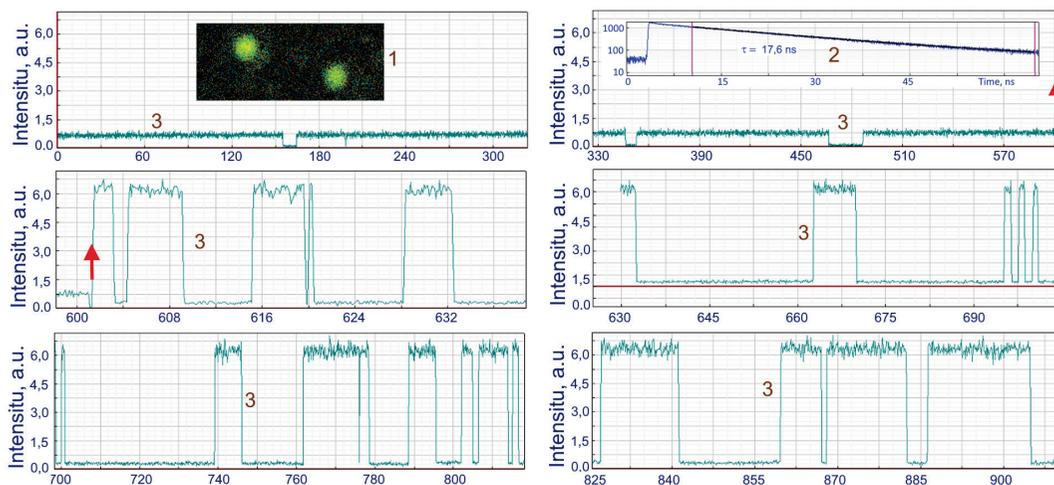
<sup>2</sup>Иркутский государственный университет,  
664003, Иркутск, Карла Маркса, 1

\*e-mail: femto@bk.ru

Измерены параметры траекторий интенсивности люминесценции одиночных центров окраски в кристаллах LiF. Подтверждены экспериментально два механизма группировки фотонов люминесценции: 1 – вследствие синглет-триплетных интеркомбинационных переходов и 2 – вследствие переориентационной динамики центров окраски, определены вероятности различных переходов, рассматриваются возможности конструирования массивов кубитов на центрах окраски в различных кристаллах методами лазерных и лучевых технологий, обнаружены новые центры, в том числе такие, у которых люминесценция не подвержена мерцаниям.

**Ключевые слова:** широкозонный кристалл, ионизирующая радиация, центр окраски, одиночная квантовая система, траектория интенсивности люминесценции, конфокальная микроскопия с временным разрешением, время затухания, группировка фотонов, механизм мерцаний, квантовые технологии.

Исследования одиночных квантовых систем начались в последнем десятилетии прошлого века и их актуальность продолжает нарастать [1, 2]. Такие исследования представляют интерес для фундаментальной физики, а также для различных приложений в физике, химии, медицине и науках о жизни.

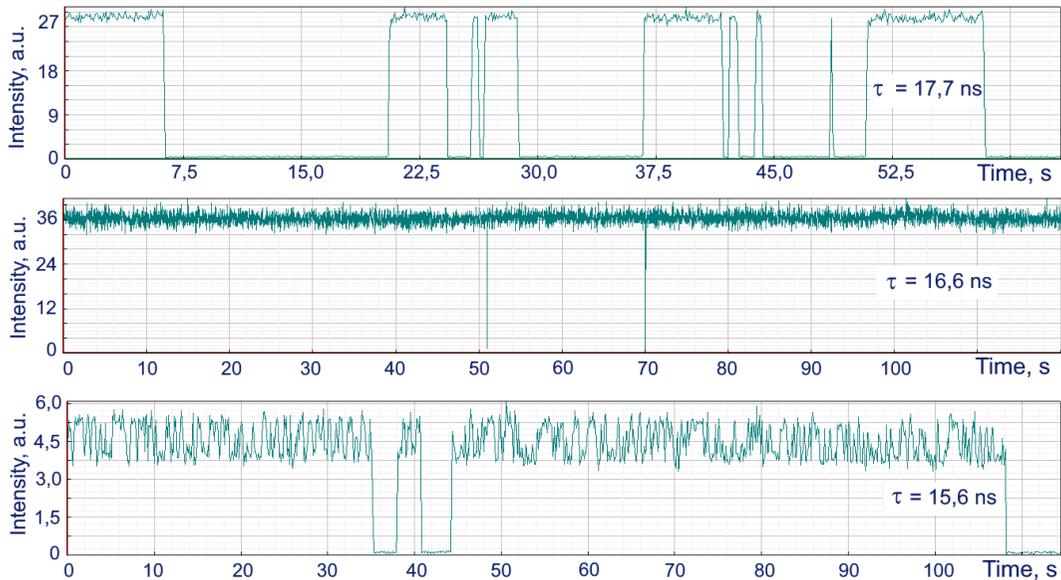


**Рис. 1.** Конфокальные сканированные люминесцентные изображения исследуемых одиночных центров окраски (1), кинетика люминесценции одиночного центра (2), траектория интенсивности люминесценции одного и того же центра в интервале от 0 до 910 секунд (3). Фрагменты траектории представлены в различных временных масштабах, позволяющих измерять длительности on- и off-интервалов. В процессе записи траектории интенсивность возбуждающего излучения изменена на порядок величины в момент времени, показанный красной стрелкой.

Большое значение для решения прикладных задач в области фотоники и других квантовых технологий представляет изучение одиночных люминесцирующих квантовых систем, которые можно адресно создавать сфокусированным лазерным лучом в заданных микрообъемах оптических сред или сфокусированным до размера  $\sim 1$  нм электронным пучком на поверхности оптических сред. Такими квантовыми системами являются собственные и примесные центры окраски в диэлектрических кристаллах.

Центры окраски в различных кристаллах широко используются в качестве рабочих центров детекторов различных излучений, оптических носителей для записи и хранения визуальной и цифровой информации [3-5], в методах исследования высоконелинейного взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом [6,7]. Актуальна разработка новых принципов спектроскопической дифференциации радиационных дефектов и других квантовых систем по характеристикам люминесценции единичных центров [8,9]. В последние годы стали актуальными исследования, направленные на развитие квантовых технологий с применением единичных центров [10].

Траектории интенсивности люминесценции и кинетика люминесценции центров окраски в кристаллах LiF (Рис. 1) измерялись с помощью конфокального сканирующего люминесцентного микроскопа MicroTime 200, работающего в режиме время-коррелированного счета одиночных фотонов. Впервые исследована проблема изменения характеристик траекторий интенсивности люминесценции и величин постоянных времени затухания люминесценции одиночных квантовых систем в конденсированных средах неоднородными внутрикристаллическими полями в условиях, когда невозможно зарегистрировать неоднородное уширение их спектральных линий, вследствие их значительного электронно-колебательного уширения.



**Рис. 2.** Траектории интенсивности фотолюминесценции трех различных одиночных центров окраски, зарегистрированных при фотовозбуждении лазерным излучением с длиной волны 532 нм через светофильтр с полосой пропускания от 655 до 725 нм. Величины постоянных времени затухания люминесценции имеют близкие значения.

Данные эксперимента, приведенные на рис. 2, показывают, что при возбуждении люминесценции излучением одной и той же длины волны и наблюдении её в одной и той же спектральной области регистрируется люминесценция с весьма близкими значениями времени затухания. По этим признакам все три исследованных центра окраски можно было бы считать  $F_2$  центрами. Однако, траектории интенсивности люминесценции этих центров имеют

существенно различные характеристики. Из этого следует, что мы регистрируем здесь три разных типа центров окраски.

Реализованы методы создания единичных центров окраски в широкозонных кристаллах, измерены параметры траекторий интенсивности люминесценции, определены механизмы группировки фотонов, определены вероятности различных переходов, рассматриваются возможности конструирования массивов кубитов на центрах окраски в различных кристаллах методами лазерных и лучевых технологий, обнаружены новые центры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках Плана фундаментальных исследований РАН на период до 2025 г. (проект № 0243-2021-0004).

### Литература

1. Moerner W.E. // Nobel Lecture, December 8, (2014).
2. Ерёмчев И.Ю., Ерёмчев М.Ю., Наумов А.В. // *УФН*, 189, № 3, 312-322, (2019).
3. Martynovich E.F., Chernova E.O., Dresvyansky V.P., et. al. // *Optics & Laser Technology*, 131, 106430, (2020).
4. Мартынович Е.Ф., Нелинейный фотографический материал. Патент РФ на изобретение № 2781512 С1, 12.10.2022.
5. Мартынович Е.Ф., Нелинейный фотографический люминесцентный материал. Патент РФ на изобретение № 2758567 С1, 29.10.2021.
6. Martynovich E.F., Dresvyanskiy V.P., Rakevich A.L., Lazareva N.L., et. al. // *Applied Physics Letters*. 114, № 12, 121901. (2019).
7. Martynovich E.F., Lazareva N.L., Zilov S.A. // *Journal of Luminescence*, 234, 117989 (2021).
8. Krivosheev N.D., Zilov S.A., Dresvyanskiy V.P., Martynovich E.F., // *Journal of Luminescence*, 257, 119688 (2023).
9. Мартынович Е.Ф., Зилов С.А., Дресвянский В.П., // *Онл. и спектр.*, 131, №5, 667-675, (2023).
10. Smith J. M., Meynell S. A., Bleszynski Jayich A.C., Meijer J., // *Nanophotonics*, 8, №11, 1889–1906 (2019).

## LUMINESCENCE OF SINGLE COLOR CENTERS

E.F. Martynovich<sup>1,2,\*</sup>, V.P. Dresvyanskiy<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Irkutsk Branch of the Institute of Laser Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, 664033, Irkutsk, Lermontov, 130A*

<sup>2</sup>*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Karl Marx, 1*

\*e-mail: femto@bk.ru

The parameters of the luminescence intensity trajectories of single color centers in LiF crystals are measured. Two mechanisms of grouping of luminescence photons are experimentally confirmed: 1 - due to singlet-triplet intercombination transitions and 2 - due to the reorientation dynamics of color centers, the probabilities of various transitions are determined, the possibilities of constructing arrays of qubits on color centers in various crystals by laser and beam technologies, new centers have been discovered, including those whose luminescence is not subject to blinking.

**Key words:** wide-gap crystal, ionizing radiation, color center, single quantum system, luminescence intensity trajectory, time-resolved confocal microscopy, decay time, photon bunching, scintillation mechanism, quantum technologies.

## КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ФОТОННОМ ЭХЕ: СПОСОБЫ РЕАЛИЗАЦИИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ДЕМОНСТРАЦИЯ

С.А. Моисеев<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*Казанский квантовый центр, КНИТУ-КАИ  
420111, Казань, ул. К. Маркса 10*

<sup>2</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – ОСП ФИЦ «Казанский  
научный центр Российской академии наук  
420029, Казань, ул. Сибирский тракт 10/7*

\*e-mail: s.a.moiseev@kazanqc.org

Обсуждаются возможности использования фотонного эха в реализации оптической и микроволновой квантовой памяти. Анализируются разрабатываемые протоколы квантовой памяти в оптически плотных средах и в резонаторных схемах, а также результаты их экспериментальной реализации. Изучаются преимущества и недостатки разрабатываемых протоколов квантовой памяти на фотонном эхе и перспективы ее эффективной реализации.

**Ключевые слова:** фотонное эхо, протоколы квантовая память на фотонном эхе.

Квантовая память (КП) на фотонном эхе [1,2] демонстрирует уникальные возможности в сохранении большого числа световых импульсов произвольной временной формы в одной ячейке памяти [3,4]. В оптически плотной среде данный вариант КП основан на использовании обратимой динамики взаимодействия света с системой атомов, обладающих большим неоднородным уширением резонансного перехода. Мы обсуждаем способы реализации обратимой динамики в разрабатываемых протоколах такой КП, отличающиеся характером реализации неоднородного уширения и способами фазировки атомной когерентности, возбуждаемой сигнальными импульсами. Анализируются особенности, а также преимущества и недостатки разрабатываемых протоколов КП на фотонном эхе, играющих большую роль при достижении высокой квантовой эффективности и точности восстановления сигнальных световых полей. Показывается важность использования обратимости в квантовой динамике протоколов памяти для достижения высокой точности восстановления сигнальных световых полей и возможные способы ее достижения за счет реализации нулевой спектральной дисперсии среды [5,6].

КП на фотонном эхе в резонаторе позволяет значительно уменьшить оптическую плотность резонансного перехода [7,8] и открывает пути эффективного соединения в интегральные оптические и микроволновые схемы, что усиливает интерес к разработке различных протоколов КП на фотонном эхе в волноводно-резонаторных схемах. Обсуждаются последние теоретические и экспериментальные результаты. Показывается, что использование системы резонаторов открывает практические возможности в реализации высокоэффективной микроволновой квантовой памяти [9] и обсуждаются пути дальнейшего улучшения ее параметров для использования в квантовом компьютере на сверхпроводящих кубитах.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, рег.№ НИОКТР 121020400113-1.

### Литература

1. S. A. Moiseev and S. Kröll // Phys. Rev. Lett. **87**, 173601 (2001).
2. W. Tittel, M. Afzelius, T. Chanelière et al. // Laser Photon. Rev. **4**, 244 (2009).
3. K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, S.A. Moiseev, R.V. Urmancheev, T. Chaneliere, A. Louchet-Chauvet // Optics and Spectroscopy, **123**, 211 (2017).
4. T. Chanelière, G. Hétet, N. Sangouard, / Quantum Optical Memory Protocols in Atomic Ensembles. In // Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics; Academic Press: Cambridge, MA, USA, 2018; Volume 67, pp. 77–150.

5. N M Arslanov, S A Moiseev. // Optics and Spectroscopy, **126**, 29, (2019).
6. E. S. Moiseev, A.Tashchilina, S. A. Moiseev, B.C. Sanders // New Journal of Physics, **23**, 063071 (2021).
7. S.A.Moiseev, S.N. Andrianov, F.F. Gubaidullin, // Phys. Rev. A, **82**, 022311 (2010).
8. Afzelius, M.; Simon, C. Phys. Rev. A, **82**, 022310 (2010).
9. A.R. Matanin, K.I. Gerasimov, E.S. Moiseev, N.S. Smirnov, A.I. Ivanov, E.I. Malevannaya, V.I. Polozov, E.V. Zikiy, A.A. Samoilo, I. A. Rodionov, and S.A. Moiseev, // Phys. Rev. Applied **19** (3), 034011 (2023).

## **RESONATOR PHOTON ECHO QUANTUM MEMORY: IMPLEMENTATION METHODS AND EXPERIMENTAL DEMONSTRATION**

**S.A. Moiseev<sup>1,2,\*</sup>**

<sup>1</sup>*Kazan National Research Technical University, Kazan Quantum Center,  
10 Karl Marks str., 420111, Kazan, Russia*

<sup>2</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute, Kazan Scientific Center  
of the Russian Academy of Sciences,  
10/7 Sibirsky Tract, 420029 Kazan, Russia*

\*e-mail: s.a.moiseev@kazanqc.org

The possibilities of using photon echo in the implementation of optical and microwave quantum memory are discussed. The developed quantum memory protocols in optically dense media and in resonator circuits are analyzed, as well as the results of their experimental implementation. The advantages and disadvantages of the developed photon echo quantum memory protocols and the prospects for its effective implementation are studied.

**Keywords:** photon echo, photon echo based quantum memory protocols.

## АПКОНВЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ОДИНОЧНОЙ ОКСИДНОЙ ЧАСТИЦЫ $YVO_4:Yb, Er$

В.Г. Никифоров<sup>1,\*</sup>, Д.К. Жарков<sup>1</sup>, А.В. Леонтьев<sup>1</sup>, Л.А. Нуртдинова<sup>1</sup>, А.Г. Шмелев<sup>1</sup>,  
А.П. Чукланов<sup>1</sup>, Н.И. Нургазизов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ  
Казанский научный центр РАН  
420029, г.Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7  
\*e-mail: vgnik@mail.ru

В работе представлены результаты сравнительного анализа характеристик люминесцентного апконверсионных откликов большого ансамбля синтезированных нами гидротермальным методом наночастиц  $YVO_4:Yb, Er$  и одиночной частицы размером 1 мкм из этого ансамбля. Исследование основано на сочетании методов атомно-силовой микроскопии, электронной сканирующей микроскопии и конфокальной оптической микроскопии.

**Ключевые слова:** апконверсионные частицы; наночастицы ванадата иттрия; апконверсионная люминесценция; спектроскопия одиночных частиц; атомно-силовая микроскопия; электронной сканирующей микроскопии; конфокальная оптическая микроскопия.

Представлены результаты исследования люминесцентного отклика одиночной частицы ванадата иттрия  $YVO_4:Yb, Er$  размером 1 мкм. Эти частицы отличаются своей низкой чувствительностью к поверхностным тушителям в водных растворах и представляют большой интерес для биологических задач.

В работе использовался гидротермальный метод для синтеза наночастиц  $YVO_4:Yb, Er$  (в диапазоне размеров от 0,05 мкм до 2 мкм). Наночастицы, нанесенные и высушенные на поверхности стекла, проявляли ярко-зеленую ап-конверсионную люминесценцию. Затем с помощью атомно-силового микроскопа была расчищена площадь поверхности стекла размером  $60 \times 60$  мкм<sup>2</sup>, где не осталось каких-либо частиц крупнее 10 нм. На следующем этапе одна частица размером 1 мкм была помещена в центр расчищенной зоны.

Приготовленный таким образом образец позволил выявить существенное различие между коллективным люминесцентным откликом ансамбля синтезированных наночастиц и одиночной частицы. Интересно отметить, что для одиночной частицы наблюдался ярко выраженный поляризационный отклик ап-конверсионной люминесценции. Отметим, что люминесцентный отклик ансамбля наночастиц не обладал поляризацией. Помимо этого, разными оказались и зависимости люминесценции от мощности лазера для одиночной частицы и ансамбля наночастиц. Эти факты свидетельствуют о том, что ап-конверсионные свойства отдельных частиц весьма индивидуальны. Откуда следует, что для использования ап-конверсионной частицы в качестве единственного датчика локальных параметров среды необходимо дополнительное изучение и калибровка ее индивидуальных фотофизических свойств.

## UPCONVERSION CHARACTERISTICS OF A SINGLE VANADIUM OXIDE PARTICLE $\text{YVO}_4:\text{Yb, Er}$

V.G. Nikiforov<sup>1,\*</sup>, D.K. Zharkov<sup>1</sup>, A.V. Leontyev<sup>1</sup>, A.G. Shmelev<sup>1</sup>, L.A. Nurtdinova<sup>1</sup>,  
A.P. Chuklanov<sup>1</sup>, N.I. Nurgazizov<sup>1</sup>

*<sup>1</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS  
Sibirsky tract, 10/7, 420029, Kazan, Russia*

\*e-mail: vgnik@mail.ru

We have performed a comparative analysis of the luminescent upconversion responses of a large  $\text{YVO}_4:\text{Yb, Er}$  nanoparticle ensemble synthesized by using the hydrothermal method and a single 1  $\mu\text{m}$  particle taken from this ensemble. The study was based on a combination of atomic force microscopy, scanning electron microscopy and confocal optical microscopy.

**Key words:** upconversion particles; yttrium vanadate nanoparticles; upconversion luminescence; single particle spectroscopy; atomic-force microscopy; confocal optical microscopy.

# НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ХОЛОДНЫХ АТОМОВ В ТРЕХМЕРНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

С.В. Працц<sup>1,\*</sup>

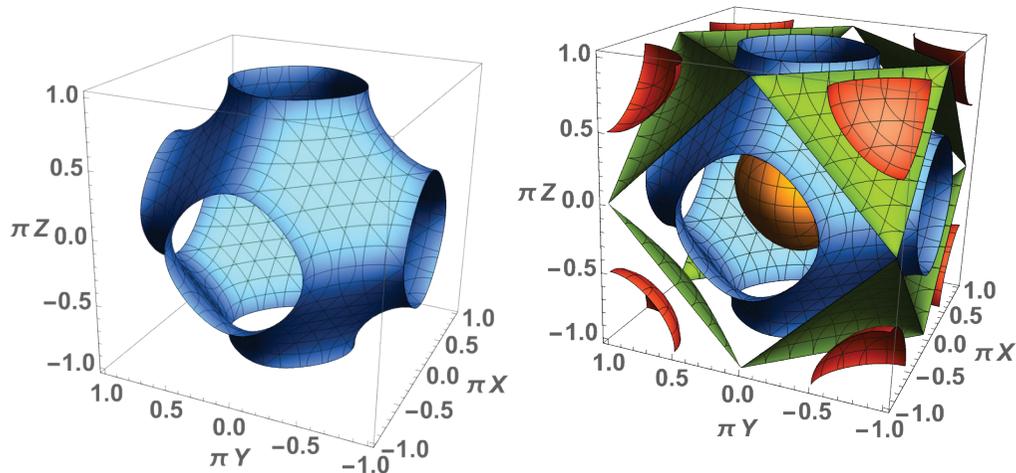
<sup>1</sup>Тихоокеанский океанологический институт Дальневосточного отделения Российской академии наук, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43

\*e-mail: prants@mail.ru

Рассмотрена когерентная динамика холодных двухуровневых атомов в 3D оптической решетке в полуклассическом приближении с учетом связи внутренних и внешних степеней свободы атома. Осцилляции Раби и транспорт атомов являются регулярными или хаотическими в зависимости от значений расстройки резонанса и частоты атомной отдачи. Хаос возникает при положительных значениях максимального показателя Ляпунова девятимерной динамической системы только вблизи оптического резонанса. При приближении атома к узловым поверхностям стоячих волн происходят скачки величины синхронной составляющей атомного диполя. Эти псевдослучайные скачки вызывают хаотическое блуждание атомов в абсолютно жесткой оптической решетке.

**Ключевые слова:** холодные атомы, трехмерные оптические решетки, хаотическое блуждание.

Оптические решетки (ОР) из встречных лазерных лучей создают оптические потенциалы (ОП), которые можно использовать для манипулирования холодными атомами. Регулируя параметры лазерных пучков, экспериментально реализованы ОР различной размерности и геометрии. Хорошо изолированные холодные атомы – идеальные кандидаты для квантовых вычислений и изучения хаоса и квантово-классического соответствия.



**Рис. 1.** Узловые поверхности напряженности электрического поля  $E(x, y, z) = -(\cos x + \cos y + \cos z) = 0$  (слева). Изоповерхности для  $E = -2$  (оранжевый),  $E = 0$  (синий),  $E = 1$  (зеленый) и  $E = 2$  (красный) (справа).

Большинство работ в этой области было проведено вдали от резонанса при  $|\omega_f - \omega_a| \gg 1$ . В этом режиме можно подавить спонтанное излучение, что упрощает проведение экспериментов и расчеты. Различные режимы движения нерезонансных холодных атомов в одномерных ОР наблюдались в экспериментах [1]. Вдали от резонанса, исключаются из рассмотрения интересные динамические эффекты, возникающие в результате взаимодействия внутренних и внешних степеней свободы атомов. В 1D случае были теоретически и численно обнаружены и изучены ряд динамических эффектов: хаотические осцилляции Раби, хаотическое рассеяние

атомов и динамические фракталы, полеты Леви и проч. Теории гамильтонова и диссипативного хаоса в 1D ОР развиты в работах [2] и [3].

Для простоты фазы световых волн выбираются таким образом, чтобы отсутствовала интерференция между встречными пучками,  $E = (\cos x + \cos y + \cos z)$ . В полуклассическом приближении и в системе отсчета, вращающейся с частотой лазеров  $\omega_f$ , гамильтониан двухуровневого атома в такой ОР можно записать следующим образом:

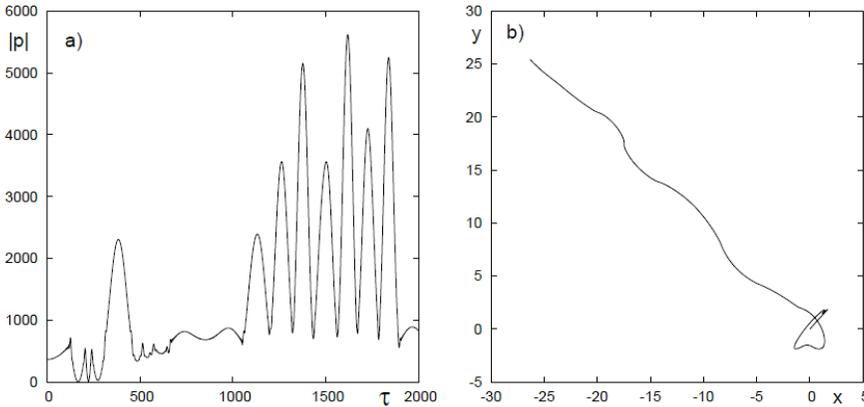
$$\hat{H} = \frac{1}{2m_a}(P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) + \frac{1}{2}\hbar(\omega_a - \omega_f)\hat{\sigma}_w - \hbar\Omega(\hat{\sigma}_- + \hat{\sigma}_+)(e_x \cos k_f X + e_y \cos k_f Y + e_z \cos k_f Z), \quad (1)$$

где  $\hat{\sigma}_{\pm, w}$  – операторы Паули,  $X, Y, Z, P_x, P_y, P_z$  – классические координаты и компоненты импульса,  $\Omega_0 = dE_0/\hbar$  – максимальное значение частоты Раби. Это приближение справедливо, если импульс атома значительно превышает импульс фотона, а энергия взаимодействия с полем значительно больше энергии отдачи. Пренебрегая любой релаксацией, получим уравнения Гамильтона–Блоха

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \omega_r p_x, & \dot{y} &= \omega_r p_y, & \dot{z} &= \omega_r p_z, \\ \dot{p}_x &= -u \sin x, & \dot{p}_y &= -u \sin y, & \dot{p}_z &= -u \sin z, \\ \dot{u} &= \Delta v, & \dot{v} &= -\Delta u + 2w(\cos x + \cos y + \cos z), \\ \dot{w} &= -2v(\cos x + \cos y + \cos z), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $p_x \equiv P_x/\hbar k_f, p_y \equiv P_y/\hbar k_f, p_z \equiv P_z/\hbar k_f$ ,  $u$  и  $v$  – компоненты электрического дипольного момента,  $w$  – инверсия населенностей, точка означает дифференцирование по безразмерному времени  $\tau \equiv \Omega t$ . Управляющие параметры: частота отдачи  $\omega_r$  и расстройка резонанса  $\Delta$ :

$$\omega_r \equiv \hbar k_f^2/m_a \Omega, \quad \Delta \equiv (\omega_f - \omega_a)/\Omega. \quad (3)$$



**Рис. 2.** а) Хаотические колебания импульса атома  $|p|$  в трехмерной ОР и б) соответствующая траектория, спроецированная на плоскость  $x-y$ .  $\Delta=0,25$  и  $\lambda \approx 0,03$ .

Система (2) имеет два интеграла движения: длину вектора Блоха

$$u^2 + v^2 + w^2 = 1 \quad (4)$$

и полную энергию

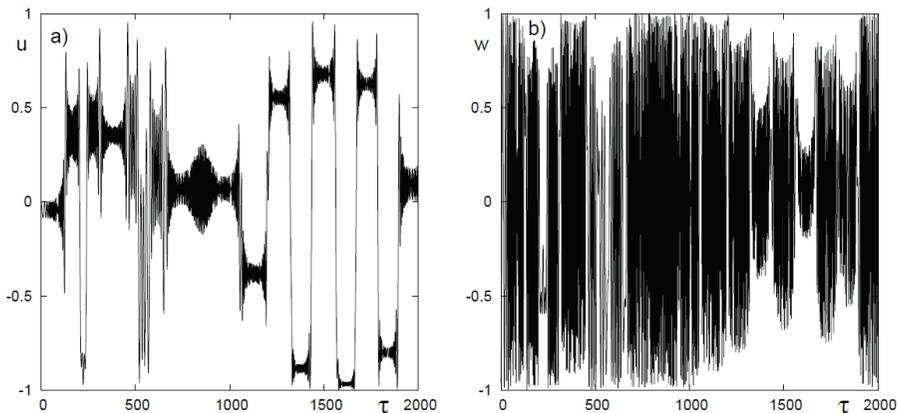
$$H \equiv \frac{\omega_r}{2}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) - u(\cos x + \cos y + \cos z) - \frac{\Delta}{2}w = K + I + W, \quad (5)$$

которая состоит из кинетической энергии  $K \equiv \omega_r/2(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)$ , ОП  $I \equiv u(\cos x + \cos y + \cos z)$  и внутренней энергии  $W \equiv \Delta/2 w$ .  $I+W$  – энергия взаимодействия.

Если кинетическая энергия  $K$  недостаточно велика для преодоления барьера ОП, то атом навсегда заперт в яме ОП, куда он был помещен изначально. Для этого должно выполняться условие  $K(x, y, z, \tau) < |I(x, y, z, \tau) + W(x, y, z, \tau)|$ , т. е.  $H < 0$ . В таком режиме атом колеблется в яме ОП. Если кинетическая энергия атома больше энергии взаимодействия, т. е. если  $K(x, y, z, \tau) > |I(x, y, z, \tau) + W(x, y, z, \tau)|$ , то атом совершает баллистический полет. Максимальное значение ОП равно трем, т.к.  $|u(x, y, z, \tau)| \leq 1$  и  $|E(x, y, r)| \leq 3$ . Баллистический режим движения реализуется если  $H > 3$ . Самый интересный режим движения ожидается при выполнении условия  $0 < H < 3$ . В этом случае энергия взаимодействия с течением времени может быть как больше, так и меньше кинетической энергии атома, и атом может блуждать по решетке, застревая иногда в яме ОП. Т.о., есть три возможных режима движения: 1) регулярные или хаотические колебания в яме ОП (колебательная мода); 2) регулярные или хаотические баллистические полеты (баллистическая мода) и 3) хаотическое блуждание с попеременными полетами и осцилляциями в ямах ОП.

Движение в многомерном фазовом пространстве характеризуется набором показателей Ляпунова, каждый из которых определяет среднюю скорость экспоненциального расхождения или сходимости траекторий в каждой координатной плоскости гиперпространства. Для количественной оценки силы динамического хаоса достаточно вычислить максимальный показатель Ляпунова  $\lambda$  за конечное время. Положительные значения  $\lambda$  были обнаружены в узком диапазоне значений расстройки.

Положим  $\Delta = 0,25$ , когда  $\lambda \approx 0,03$ . В этом случае  $H = 0,3075$ , обеспечивая условие хаотического режима движения. Хаотические колебания импульса атома  $|p|$  и соответствующая траектория в пл.  $x - y$  показаны на рис. 2а и б. Сначала атом колеблется в 1й яме ОП, затем покидает ее и совершает длинный баллистический полет. Светоиндуцированная сила изменяет свое значение по мере движения атома. Наиболее существенные изменения импульса происходят, когда атом приближается к узловым поверхностям 3D стоячей волны, где  $E = 0$  (рис. 1). Эта сила зависит как от координат атома, так и от  $u$ . Поскольку  $u$  является синхронизированной с  $E$  компонентой дипольного момента, то ее значение стремится к нулю при приближении атома к узловым поверхностям в ОР любой размерности.



**Рис. 3.** Колебания а) компоненты электрического дипольного момента атома  $u$  и б) инверсии населенности  $z$  в хаотическом режиме движения.  $\Delta=0,25$  и  $\lambda \approx 0,03$ .

Для 1D ОР в работе [2] было показано, что нерегулярные колебания атомного импульса в хаотическом режиме движения вызваны скачкообразным поведением  $u$  и, следовательно, светоиндуцированной силы по мере приближения атома к узлам стоячей волны. Это скачкообразное поведение можно описать стохастическим отображением

$$u_m = \sin(\Theta \sin \phi_m + \arcsin u_{m-1}), \quad (6)$$

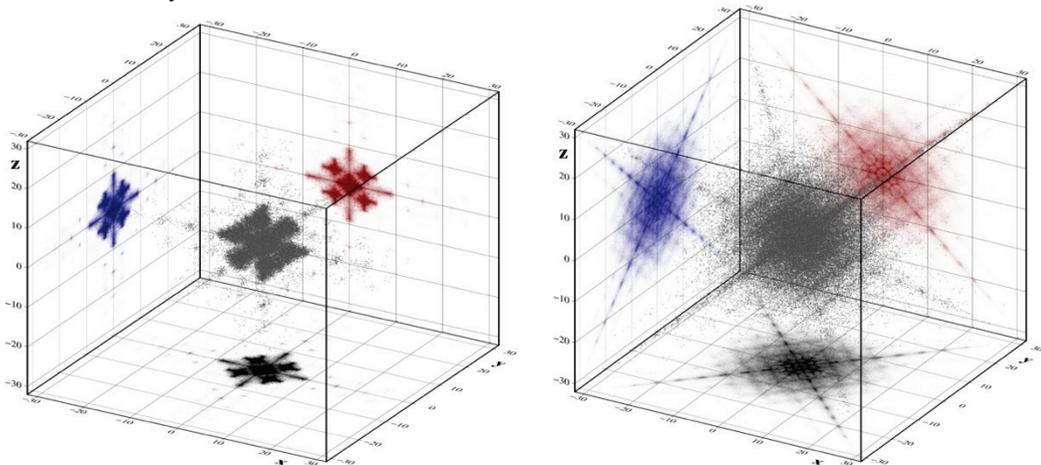
где  $\Theta \equiv |\Delta| \sqrt{\pi/\omega r p_{\text{node}}}$  – угловая амплитуда скачка,  $u_m$  – значение  $u$  сразу после пересечения  $m$ -го узла,  $\phi_m$  – случайные фазы, выбранные из диапазона  $[0, 2\pi]$ ,  $p_{\text{node}} \equiv \sqrt{2H/\omega_r}$  – значение атомного импульса после пересечения любого узла.

Скачки  $u$  вызывают резкие изменения ОП, что, в свою очередь, вызывает изменения кинетической энергии атома  $K$ . Это специфическое взаимодействие между внутренними и внешними степенями свободы является причиной как хаотического транспорта атомов, так и нерегулярных осцилляций Раби.

Сформируем облако из  $N = 10^5$  холодных атомов с гауссовыми начальными распределениями по координатам и импульсам. На левой панели рис. 4 показано распределение атомов в случае их пленения в яме ОП. Плотность атомов максимальна внутри ячеек и минимальна между ячейками, разделенными узловыми поверхностями  $E$  (рис. 1а). Несколько атомов с начальным импульсом, превышающим  $p = 0,25$ , имели достаточно большую кинетическую энергию, чтобы преодолеть потенциальный барьер и совершить регулярный полет.

В режиме слабого хаоса при  $\Delta = 1$  (не показано) атомы занимают в основном области между узловыми поверхностями соседних ячеек, а не внутри их. В режиме более сильного хаоса при  $\Delta = 0,25$  (рис. 4) атомы занимают внутреннюю часть вокруг центров ячеек из-за более неустойчивого движения, хотя расстройка выбрана синей. Для движения атомов в хаотическом режиме также характерны длинные полеты, которые выглядят на рисунке как симметричные лучи, достигающие расстояний порядка 30 безразмерных единиц во всех направлениях. Импульс таких атомов при полете вдоль любой оси можно оценить как  $|px| = x/\omega_r \tau \approx 30$ .

Гамильтонов хаос возникает из-за скачкообразного поведения электрического диполя атомов, когда они приближаются к узловым поверхностям 3D стоячей волны. Спонтанное излучение прерывает когерентную эволюцию в случайные моменты времени. После испускания фотона атом скачком оказывается в основном состоянии с импульсом в диапазоне  $-1 \leq \delta p \leq 1$ . Спонтанное излучение вызывает скачки  $u$  до нуля, которые происходят между скачками, вызванными пересечением узловой поверхности. Это стохастическое поведение маскирует эффект детерминированного хаоса. После многих событий спонтанного испускания траектория любого атома выглядит иначе, чем она была бы в отсутствие релаксации при тех же условиях. Однако, распределение большого количества хаотически блуждающих нерелаксирующих атомов не будет отличаться существенно от распределения атомов со спонтанным излучением.



**Рис. 4.** Лев. Распределение  $N = 10^5$  холодных атомов при  $\tau = 103$  в регулярном режиме движения при красной расстройке  $\Delta = -0,5$  и  $\omega r = 10^{-3}$ . Прав. То же, но в хаотическом режиме для  $\Delta = 0,25$  и  $\lambda \approx 0,025$ . Проекция трехмерного распределения на плоскости  $x, y, x, z$  и  $y, z$ .

Для наблюдения проявлений хаоса в реальных экспериментах нужно провести серию экспериментов для двух близких значений расстройки. При значении  $\Delta$  с  $\lambda = 0$  и при значении  $\Delta$  с  $\lambda > 0$ . Как показывают численные эксперименты, атомы будут рассеяны на большие расстояния в хаотическом режиме по сравнению с регулярным режимом. Вклад квантовых флуктуаций в расплывание атомного облака ожидается примерно одинаковым для близких значений  $\Delta$ . Следовательно, наблюдаемую разницу между двумя распределениями атомных облаков можно рассматривать как сигнатуру детерминированного хаоса.

Работа выполнена по теме госзадания ТОИ ДВО РАН 121021700341-2.

### Литература

1. Bardou F., Bouchaud J. P., Aspect A., and Cohen-Tannoudji C. *Levy Statistics and Laser Cooling*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 199 p.
2. Argonov V.Yu. and Prants S.V. // *Phys. Rev. A*. 2007. V. 75. Art. no. 063428.
3. Argonov V.Yu. and Prants S.V. // *Phys. Rev. A*. 2008. V. 78. Art. no. 043413.

## NONLINEAR DYNAMICS OF COLD ATOMS IN A THREE-DIMENSIONAL OPTICAL LATTICE

S.V. Prants<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Pacific Oceanological Institute of the Russian Academy of Sciences 690041 Vladivostok, 43 Baltiiskaya st.*

\*e-mail: prants@mail.ru

The coherent dynamics of cold two-level atoms in a 3D optical lattice is considered in the semiclassical approximation, taking into account the coupling of internal and external degrees of freedom. Rabi oscillations and transport of atoms are shown to be regular or chaotic in dependence on the resonance detuning and atomic recoil frequency. Chaos occurs at positive values of the maximum Lyapunov exponent of the 9th-dimensional dynamical system only near the optical resonance. When an atom approaches the nodal surfaces of the 3D standing wave, the synchronized component of the atomic dipole changes abruptly. These pseudo-random jumps cause atoms to wander in an absolutely rigid optical lattice.

**Keywords:** cold atoms, three-dimensional optical lattice, chaotic wandering.

## ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫЕ РИДБЕРГОВСКИЕ АТОМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

И.И. Рябцев<sup>1,2,\*</sup>, И.И. Бетеров<sup>1,2,3</sup>, Е.А. Якшина<sup>1,2,3</sup>, Д.Б. Третьяков<sup>1,2</sup>, В.М. Энтин<sup>1</sup>,  
И.Н. Ашкарин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

\*e-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

Высоковозбужденные ридберговские атомы с главным квантовым числом  $n \gg 1$  имеют множество уникальных свойств по сравнению с низковозбужденными атомами. Управление дальнедействующими взаимодействиями ридберговских атомов с помощью лазерного и микроволнового излучений, а также с помощью внешних электрических и магнитных полей, является основой реализации квантовых вычислений и симуляций с захваченными нейтральными атомами. Ридберговские атомы также могут использоваться в качестве высокочувствительных сенсоров постоянных и переменных электрических полей. В докладе будет представлен обзор методов изучения и управления ридберговскими атомами и их мезоскопическими ансамблями, а также возможных применений ридберговских атомов в квантовой информатике и квантовых сенсорах. Также будут представлены наши экспериментальные и теоретические результаты по лазерной и микроволновой спектроскопии холодных ридберговских атомов Rb и их многочастичных взаимодействий.

**Ключевые слова:** ридберговские атомы, лазерная и микроволновая спектроскопия, дальнедействующие взаимодействия, лазерное охлаждение, квантовая информатика, квантовые сенсоры.

Высоковозбужденные ридберговские атомы с главным квантовым числом  $n \gg 1$  имеют множество уникальных свойств по сравнению с низковозбужденными атомами: большой радиус орбиты электрона ( $\sim n^2$ ), большие дипольные моменты переходов между соседними состояниями ( $\sim n^2$ ), сильные дальнедействующие взаимодействия ( $\sim n^4 - n^{11}$ ), большие радиационные времена жизни ( $\sim n^3 - n^5$ ), огромные поляризуемости ( $\sim n^7$ ) и т.д. Лазерная и микроволновая спектроскопия ридберговских атомов позволяет изучать эти свойства путем наблюдения квантовой интерференции, дефазировки, сдвигов или уширений различных резонансов в одиночных ридберговских атомах. Одиночные ридберговские атомы детектируются методом селективной ионизации электрическим полем. Управление дальнедействующими взаимодействиями ридберговских атомов с помощью лазерного и микроволнового излучений, а также с помощью внешних электрических и магнитных полей, является основой реализации квантовых вычислений и симуляций с захваченными нейтральными атомами. Ридберговские атомы также могут использоваться в качестве высокочувствительных сенсоров постоянных и переменных электрических полей.

В данном докладе будет представлен обзор методов изучения и управления ридберговскими атомами и их мезоскопическими ансамблями, а также возможных применений ридберговских атомов в квантовой информатике и квантовых сенсорах. Также будут представлены наши экспериментальные и теоретические результаты по лазерной и микроволновой спектроскопии холодных ридберговских атомов Rb и их многочастичных взаимодействий.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-12-00067, <https://rscf.ru/project/23-12-00067/>.

**HIGHLY-EXCITED RYDBERG ATOMS AND THEIR APPLICATIONS**

**I.I. Ryabtsev<sup>1,2,\*</sup>, I.I. Beterov<sup>1,2,3</sup>, E.A. Yakshina<sup>1,2,3</sup>, D.B. Tretyakov<sup>1,2</sup>,  
V.M. Entin<sup>1</sup>, I.N. Ashkarin<sup>1,2</sup>**

*<sup>1</sup>Institute of Semiconductor Physics SB RAS, 630090 Novosibirsk, Russia*

*<sup>2</sup>Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia*

*<sup>3</sup>Institute of Laser Physics SB RAS, 630090 Novosibirsk, Russia*

*\*e-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru*

Highly-excited Rydberg atoms with the principal quantum number  $n \gg 1$  have many unique properties compared to low-excited atoms. Control of long-range interactions between Rydberg atoms by laser and microwave radiations, as well as by external electric and magnetic fields, forms the basis for quantum information processing with neutral trapped atoms. Rydberg atoms can also be used as high-precision sensors of the dc and ac electric fields. In this talk we will give an overview of the methods to study and manipulate Rydberg atoms and their mesoscopic ensembles, and consider possible applications of Rydberg atoms in quantum information processing and quantum sensors. We will also present our experimental and theoretical results on laser and microwave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms and their many-body interactions.

**Key words:** Rydberg atoms, laser and microwave spectroscopy, long-range interactions, laser cooling, quantum information, quantum sensors.

# ОБ ОПТИЧЕСКИХ АВТОВОЛНАХ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ

С.В. Сазонов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. академика Курчатова, 1

<sup>2</sup>Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

125993, Москва, Волоколамское шоссе, 4

\*e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

Представлен краткий обзор теоретических исследований автора по оптическим автоволнам, включая автосолитоны. Рассмотрены одномерные автоволны, сопровождаемые формированием на их фронтах локализованных квазимонохроматических и униполярных автосолитонов. Автоволны представляют собой волны переключения исходной инверсной населенности квантовых уровней среды в другое состояние с неравновесной населенностью. Роль автосолитонов выполняют электрические поля или огибающие световых импульсов. Времена жизни таких объектов порядка времен релаксации населенностей квантовых уровней неравновесных сред. В то же время характерные длительности автосолитонов много больше характерных времен фазовой релаксации, играющей роль необратимых потерь.

**Ключевые слова:** автоволна, автосолитон, диссипативный солитон, нелинейность, диссипация, необратимость.

Автоволна представляет собой волну, по мере распространения в нелинейной среде переключающая ее из одного (неравновесного) состояния в другое (устойчивое или равновесное) состояние [1]. На переключающем фронте такой волны формируется локализованный сгусток энергии (автосолитон) [2], способный распространяться на большие расстояния. Для формирования таких диссипативных структур необходимо наличие нелинейного автономного источника энергии и ее диссипации [3, 4]. Источником здесь служит сама неравновесная среда, обладающая запасом энергии. В качестве диссипативных процессов могут выступать, например, необратимые явления переноса: диффузия, теплопроводность, вязкость или их аналоги. Автоволны и сопровождающие их распространение автосолитоны могут быть различной физической, в том числе и оптической, природы [5].

В отличие от консервативных солитонов автосолитоны не обладают свободными параметрами. Из-за диссипации необратимо теряется точная информация об условиях на входе в среду. Поэтому зависимость от входных условий является достаточно грубой [3]. С математической точки зрения отсутствие свободных параметров у автосолитона выражается в том, что все его параметры однозначно определяются коэффициентами нелинейного уравнения в частных производных.

На сегодняшний день известно достаточно много нелинейных уравнений, имеющих решения в виде автосолитонов. Особое место здесь занимают параболические уравнения типа «реакция – диффузия» [1, 2].

Нами рассмотрены оптические автосолитоны, формирующиеся в различных физических условиях. Временная длительность рассматриваемых нами автосолитонов меньше времен релаксации населенностей квантовых уровней, но значительно больше времен необратимой фазовой релаксации задействованных квантовых переходов.

При распространении в диссипативной среде вдоль оси  $z$  с инверсной населенностью квантовых состояний нерезонансных квазимонохроматических солитонов огибающая  $\psi$  электрического поля  $E$  оптического поля подчиняется уравнению [6]

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \gamma \psi - \varepsilon \psi \int_{-\infty}^{\tau} \psi^2 d\tau' + \sigma \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2}. \quad (1)$$

Здесь и ниже  $\tau = t - z/c$  - «бегущее» время,  $c$  - скорость света, постоянные коэффициенты при различных слагаемых определяются начальным состоянием среды.

Уравнение (1) обладает точным аналитическим решением в виде автосолитона несимметричного профиля [6].

В случае униполярных (полуволновых) импульсов понятие огибающей уже нельзя использовать. Здесь для электрического поля импульсов, слабо взаимодействующих со средой, справедливо уравнение [7]

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

Данное уравнение обладает точным аналитическим решением в виде униполярного автосолитона симметричного профиля [7].

Исследования показывают, что автосолитоны и сопровождающие их автоволны возникают в неравновесных средах с рамановской (комбинационной) нелинейностью [8].

Во всех случаях автосолитоны сопровождают переход среды из исходного неравновесного в другое неравновесное состояние.

### Литература

1. Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г. Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. 240 с.
2. Кернер Б.С., Осипов В.В. // УФН. 2017. Т. 157. № 2. С. 201.
3. Розанов Н.Н. Диссипативные оптические и родственные солитоны. М.: Физматлит, 2021. 664 с.
4. Akhmediev N., Ankiewicz A., Soto-Crespo J.M., and Grelu Ph. // International Journal of Bifurcation and Chaos. 2009. V. 19. P. 2621.
5. Веретеннов Н.А., Розанов Н.Н., Федоров С.В. // УФН. 2022. Т. 192. № 2. С. 143.
6. Sazonov S.V. // Phys. Rev. A. 2021. V. 103. No 5. 053512.
7. Sazonov S.V. // Laser Phys. Lett. 2021. V. 18. No 10. 105401.
8. Sazonov S.V. // Laser Phys. Lett. 2022. V. 19. No 11. 115402.

## ON OPTICAL AUTOWAVES IN NON-EQUILIBRIUM MEDIA

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

<sup>1</sup>*National Research Centre «Kurchatov Institute»*

*1 Kurchatov Square, Moscow 123182, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Aviation Institute (National Research University)*

*4 Volokolamskoe Shosse, Moscow 125993, Russia*

\*e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

A brief review of the author's theoretical research on optical autowaves, including autosolitons, is presented. One-dimensional autowaves accompanied by the formation of localized quasi-monochromatic and unipolar autosolitons at their fronts are considered. Autowaves are waves of switching of the initial inverted population of the quantum levels of the medium to another state with a nonequilibrium population. The role of autosolitons is performed by electric fields or envelopes of light pulses. The lifetimes of such objects are of the order of the relaxation times of the populations of quantum levels of nonequilibrium media. At the same time, the characteristic durations of autosolitons are much longer than the characteristic times of phase relaxation, which plays the role of irreversible losses.

**Key words:** autowave, autosoliton, dissipative soliton, nonlinearity, dissipation, irreversibility.

# КУДИТНЫЙ КВАНТОВЫЙ КОМПЬЮТЕР НА ИОНАХ. ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

И.А. Семериков<sup>1,2,\*</sup>, И.В. Заливако<sup>1,2</sup>, А.С. Борисенко<sup>1,2</sup>, К.Ю. Хабарова<sup>1,2</sup>  
Н.Н. Колачевский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Российский квантовый центр  
121205, г. Москва, Большой бульвар, д. 30*

<sup>2</sup>*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53*

\*e-mail: [semerikovia@lebedev.ru](mailto:semerikovia@lebedev.ru)

В июле 2023 года на ионной платформе для квантовых вычислений был достигнут рекордный квантовый объем среди всех квантовых компьютеров -  $2^{19}$ . Для дальнейшего масштабирования может быть использован подход по кодированию нескольких кубитов внутри одного иона – кудитный подход. В докладе будет рассказано о текущем прогрессе в создании ионного квантового компьютера (ИКК) на основе кудитов в совместной лаборатории ФИАН-РКЦ, а также об алгоритмах запущенных на этом компьютере

**Ключевые слова:** квантовые вычисления, ультрахолодные ионы, кудиты

Создание масштабируемого квантового компьютера является одной из центральных задач современной экспериментальной физики. Для создания такой системы требуется одновременно большое число кубит и высокая достоверность операций. На сегодня ионная платформа добилась в этой области наиболее впечатляющих результатов продемонстрировав измеренный квантовый объем на уровне  $2^{19}$ [1].

Высокая достоверность операций была достигнута еще почти 10 лет назад [2] и с тех пор фактически не меняется. На сегодня основным вызовом является достижение высоких достоверностей двухкубитных операций на ионных массивах. В мире продемонстрированы два подхода: перемещение пар ионов между ловушками [3] и увеличение числа ионов в ловушках [4]. При этом оба подхода имеют свои физические ограничения. Использование кудитных состояний позволяет увеличить число кубит в процессоре минимум в два раза при сохранении числа ионов.

В докладе будет рассказано о прогрессе в создании ионного квантового компьютера (ИКК) на основе кудитов в совместной лаборатории ФИАН-РКЦ, о дальнейших планах по его модернизации и результатах алгоритмов, проведенных на ИКК. Также будет дан обзор достижений ведущих мировых групп, занимающихся квантовыми компьютерами на основе ионов.

## Литература

1. <https://www.quantinuum.com/news/quantinuum-h-series-quantum-computer-accelerates-through-3-more-performance-records-for-quantum-volume-217-218-and-219>
2. Gaebler, John P., et al. "High-fidelity universal gate set for be 9+ ion qubits." *Physical review letters* 117.6 (2016): 060505
3. Pino Juan M., et al. "Demonstration of the trapped-ion quantum CCD computer architecture." *Nature* 592.7853 (2021): 209-213.
4. Chen Jwo-Sy, et al. "Benchmarking a trapped-ion quantum computer with 29 algorithmic qubits." *arXiv preprint arXiv:2308.05071* (2023).

## **QUDIT ION-BASED QUANTUM COMPUTER. CURRENT STATE AND PROSPECTS**

**I.A. Semerikov<sup>1,2,\*</sup>, I.V. Zalivako<sup>1,2</sup>, A.S. Borisenko<sup>1,2</sup>, K.Yu. Khabarova<sup>1,2</sup>,  
N.N. Kolachevsky<sup>1,2</sup>**

*<sup>1</sup>Russian Quantum Center*

*121205, Moscow, Bolshoy Bulvar, 30*

*<sup>2</sup>P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences*

*119991 GSP-1 Moscow, Leninskiy Prospekt, 53*

*\*e-mail: semerikovia@lebedev.ru*

In July 2023, a record-breaking quantum volume of  $2^{19}$  was achieved on the ion-based platform for quantum computing, surpassing all other quantum computers. To further scale this system, an approach involving the encoding of multiple qubits within a single ion, known as the qudit approach, can be employed. This talk will provide an overview of the current progress in developing an ion-based quantum computer based on qudits in the joint laboratory of LPI-RQC. Additionally, it will cover the algorithms run on this quantum computer.

**Key words:** Quantum computing, ultracold ions, qudits.

## ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМНЫМИ СИСТЕМАМИ В ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

С.Ю. Стремоухов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 2*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182 Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1*

\*e-mail: sustrem@gmail.com

Представлен обзор результатов теоретического исследования нелинейно-оптического преобразования интенсивного многокомпонентного произвольно-поляризованного излучения ближнего и среднего инфракрасного диапазонов в область ультрафиолетового и мягкого рентгеновского спектров (за счет механизма генерации гармоник высокого порядка) и в терагерцовое излучение при взаимодействии с одиночными атомами и газовыми (плазменными) средами. Обсуждаются результаты численного моделирования отклика как одиночного атома, так и протяженных газовых сред на воздействие одно- и двухчастотных фемтосекундных лазерных импульсов. Предложены новые методы управления эффективностью и поляризационными свойствами генерируемого когерентного излучения.

**Ключевые слова:** генерация гармоник высокого порядка, генерация терагерцового излучения, непертурбативная теория, интерференционная модель.

Генерация гармоник высокого порядка (ГВП) и генерация терагерцового (ТГц) излучения в средах при воздействии интенсивного лазерного излучения - одни из наиболее интенсивно исследуемых нелинейно-оптических явлений. Ежегодно публикуется больше тысячи работ, связанных с исследованием особенностей ГВП и генерации ТГц излучения. Интерес к исследованию этих явлений обусловлен не только их фундаментальностью, но и возможностью создания компактных и более доступных (по сравнению с такими установками класса «мегасайенс», как современные источники синхротронного излучения, лазеры на свободных электронах) источников когерентного излучения в ТГц, ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра. Такие источники, обладая несомненно меньшей мощностью, могут использоваться как для проведения предварительных исследований, так и для отработки методик исследования вещества для их последующего масштабирования на станциях установок класса «мегасайенс». Кроме того, использование генерируемого лазерными методами когерентного излучения в качестве затравочного позволяет улучшать как энергетические, так и когерентные свойства излучения, генерируемого лазерами на свободных электронах [1]. Вместе с тем, такое нелинейно-оптическое преобразование лазерного излучения в веществе позволяет создавать импульсы аттосекундной длительности [2].

До недавнего времени считалось, что природа ГВП и природа генерации ТГц излучения находятся на разных пространственных масштабах описания нелинейно-оптического отклика среды на воздействие интенсивного лазерного поля. Так, явление ГВП является результатом отклика одиночного атома, а макроскопические факторы среды оказывают влияние на условия фазового синхронизма [3]. При обсуждении механизмов генерации ТГц излучения в газовых средах, взаимодействующих с двухчастотными лазерными полями, в основном, выделяют вклады фототока, создаваемого движением в лазерном поле ионизованных электронов, и нейтральной среды за счет учета ее тензоров нелинейной восприимчивости [4], компоненты которого, как правило, описаны феноменологически. Вместе с тем экспериментальные исследования демонстрируют общие черты у этих двух явлений [5], что позволяет предположить их единую природу.

В рамках проведенных исследований впервые разработан единый теоретический подход к описанию указанных явлений, который учитывает динамику изменения населенностей уровней дискретного и непрерывного спектров атомов, распределенных в среде, при их взаимодействии

с интенсивными лазерными полями, параметры которых зависят от положения атомов в среде за счет эффектов распространения лазерного излучения. Он объединяет два пространственных масштаба описания отклика среды на воздействие интенсивного лазерного излучения: микроскопический (отклик одиночного атома) и макроскопический (отклик среды как целого).

Описание отклика одиночного атома на воздействие лазерных полей околоатомных напряженностей реализуется с помощью уникального непертурбативного теоретического подхода [6, 7]. Он основан на использовании точных решений краевой задачи «об атоме в поле» при разложении волновой функции уравнения Шредингера, описывающего взаимодействие одиночного атома с электромагнитным полем в дорелятивистском приближении. Использование точных решений краевой задачи «об атоме в поле» позволяет учесть трансформацию симметрии задачи взаимодействия электрона, находящегося в сферически симметричном кулоновском потенциале, с лазерным полем, напряженность электрической компоненты которого становится соразмерной с внутриатомной. Благодаря этому, с помощью непертурбативного теоретического подхода представляется возможным описать отклик одиночного атома на воздействие многокомпонентного произвольно поляризованного многочастотного лазерного поля.

Отклик протяженной среды моделировался в рамках предложенной интерференционной модели [8-9]. Она позволяет описывать отклик газовой (плазменной) среды, учитывая, как некоторые особенности распространения излучения в среде (в первую очередь, связанные с дисперсией среды), так и рассчитанные с помощью разработанной непертурбативной теории отклики одиночных атомов, расположенных в среде и взаимодействующих с лазерными полями, параметры которых, в общем случае, зависят от координат атомов. Это позволяет проследивать модификации фотоэмиссионных спектров при распространении лазерного излучения в среде, учитывая особенности спектров откликов одиночных атомов. Вместе с тем, интерференционная модель может служить альтернативой моделям сред, которые используют тензоры нелинейной восприимчивости среды, определенных, как правило, феноменологически.

В качестве апробации предложенного согласованного теоретического подхода к описанию нелинейно-оптического отклика протяженных газовых сред на воздействие интенсивного произвольно поляризованного многокомпонентного лазерного поля были проведены экспериментально ориентированные теоретические расчеты, которые продемонстрировали хорошее качественное, а в некоторых случаях, и количественное согласование с соответствующими экспериментальными результатами по исследованию особенностей генерации гармоник в газах [10,11], в плазме [12], а также по генерации ТГц излучения (CO<sub>2</sub>) [13].

С использованием развитой непертурбативной теории и предложенной интерференционной модели проведена серия численных исследований эффектов, связанных с генерацией когерентного излучения при воздействии интенсивного лазерного излучения на атомарные среды. Основные результаты проведенных исследований представлены и обсуждаются в рамках настоящей работы.

Проведенный цикл исследований, разработанный теоретический и численный аппарат открывает широкие перспективы для дальнейшего изучения особенностей отклика одиночных атомов и протяженных сред на воздействие многочастотного многокомпонентного произвольно поляризованного излучения, поскольку в нем не содержится жестких ограничений на спектральный состав многокомпонентного лазерного поля, величину интенсивности лазерной волны (вплоть до релятивистских значений), длительности импульсов и т.д. В результате чего, возможны теоретические исследования отклика атомов и газовых (плазменных) сред как на непосредственно излучение рентгеновских лазеров на свободных электронах, так и на последовательное воздействие фемтосекундного оптического лазерного излучения и фемтосекундного излучения рентгеновских лазеров на свободных электронах, а также на последовательное воздействие фемтосекундного оптического лазерного излучения и мощного ТГц излучения. Такие исследования приведут к развитию новых методов

генерации когерентного излучения с заданными свойствами, изучению каналов релаксации энергии в веществе и др.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (грант №19-29-12030).

### Литература

1. Lambert G., Hara T., Garzella D., et al. // Nat. Phys. 2008. V. 4. P. 296–300.
2. Corkum P., Krausz F. // Nat. Phys, 2007, V.3, pp.381.
3. Стрелков В.В., Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф., Рябикин М.Ю. // Усп. Физ. наук. 2016. Т. 86. №5. С. 449-470.
4. Borodin A.V., Panov N.A., Kosareva O.G., et al. // Opt. Lett. 2013. V. 38. P. 1906-1908.
5. Zhang D., Lü Z., Meng C., et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 243002.
6. Андреев А.В. // Журн. эксп. теор. Физ.. 1999. Т.116. №3(9). С.793–806.
7. Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A. // Eur. Phys. J. D. 2012. V.66 p.16.
8. Stremoukhov S.Yu., Andreev A. V. // Las. Phys. Lett. 2015. V.12. p. 015402.
9. Stremoukhov S.Yu., Andreev A.V. // Las. Phys. 2018. V. 28. P. 035403.
10. Stremoukhov S., Andreev A., Vodungbo B., et al // Phys. Rev. A. 2016. V.94. p. 013855.
11. Migal E.A., Stremoukhov S.Yu., Potemkin F.V. // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. p. 021401(R).
12. Ganeev R.A., Stremoukhov S.Y., Andreev A.V., Alnaser A.S. // Appl. Sc. 2019. V. 9. P. 1701.
13. Andreev A.V., Angeluts A.A., Balakin A.V., et.al. // IEEE Trans. Ter. Sc. Tech. 2020. V. 10. P. 85-92.

## COHERENT RADIATION GENERATION BY ATOMIC SYSTEMS IN INTENSE LASER FIELDS

S.Yu. Stremoukhov<sup>1,2,\*</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 review of the results of a theoretical study of intense multicomponent arbitrarily polarized near- and Mid-IR radiation nonlinear optical conversion into the region of the UV and soft X-ray spectra (due to the mechanism of high-order harmonics generation) and into terahertz radiation upon interaction with single atoms and gas (plasma) is presented. The results of numerical simulation of both a single atom and extended gas media responses to the action of single- and two-color femtosecond laser pulses are discussed. New methods for controlling the efficiency and polarization properties of the generated coherent radiation are proposed.

**Key words:** high-order harmonics generation, terahertz radiation generation, non-perturbative theory, interference model

# ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ФИЛАМЕНТАЦИЯ В КВАНТОВОМ СЛЕДЕ, ИНДУЦИРОВАННОМ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ БЛИЖНЕГО И КОРОТКОВОЛНОВОГО ИК ДИАПАЗОНА В МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ

С.В. Чекалин<sup>1,\*</sup>, В.О. Компанец<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк Физическая 5  
\*e-mail: schekalin@yandex.ru

При филаментации фемтосекундного импульса на 800 нм в газообразном азоте после неадиабатического выстраивания молекул импульсами на 1400 нм в однофиламентном режиме зарегистрированы сдвиги спектра и изменение длительности импульса, связанные с изменениями показателя преломления в возникшем квантовом следе. В режиме множественной филаментации обнаружена устойчивая и воспроизводимая локализация излучения в отдельные филаменты с субдифракционной расходимостью и уширением спектра более, чем на октаву, при выстраивании молекул перпендикулярно поляризации импульса. При инвертировании порядка следования импульсов для пробного импульса на 1400 нм в филаменте возникает сильная плазменная линза, и сигнал возрождения наблюдается только в его видимой области (суперконтинуум и 3 гармоника) из-за сильной частотной зависимости показателя преломления плазмы.

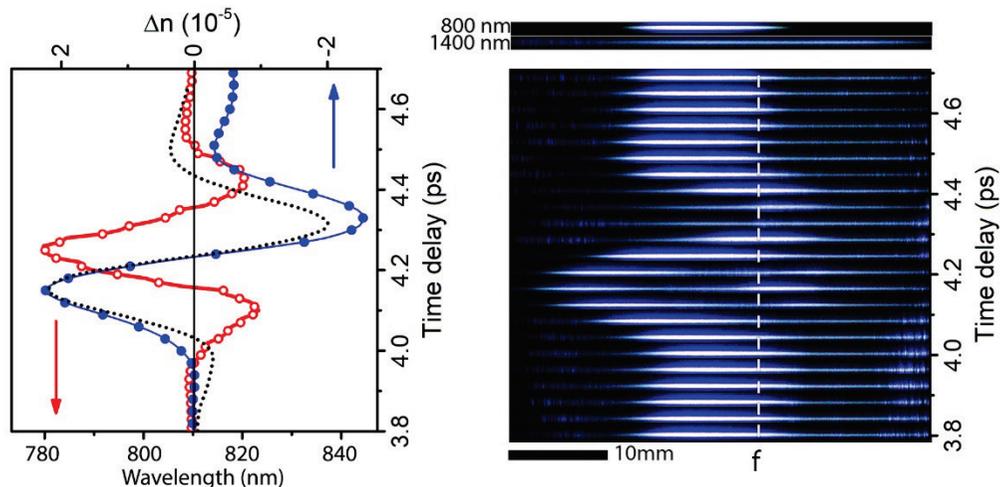
**Ключевые слова:** филаментация, вращательный волновой пакет, квантовый след, неадиабатическое выстраивание молекул.

Выстраивание молекул с анизотропной поляризуемостью лазерным импульсом, позволяет менять условия филаментации для импульса, следующего в том же направлении с определенной задержкой [1]. Если длительность лазерного импульса много короче типичного вращательного периода молекулы, то процесс выстраивания будет неадиабатическим [2], и характерная временная эволюция созданного вращательного волнового пакета («фазировка» и «дефазировка»), определяемая только инерцией возбужденных молекул, происходит уже после окончания лазерного импульса [3].

В молекулярных газах с анизотропной поляризуемостью наблюдается *повторная фазировка (или «возрождение», revival) вращательных волновых пакетов* [2, 3] с периодом  $T_{rev}$  от единиц до десятков пикосекунд, определяемым вращательной постоянной молекул газа  $B$  ( $T_{rev} = 1/2Bc$ ). Возрождение волновых пакетов может происходить также на четверти, половине и трех четвертях этого периода, приводя к изменению с соответствующими временными задержками показателя преломления в сечении пучка уже прошедшего импульса, называемому "квантовым следом". Поскольку это изменение показателя преломления имеет разный знак в случае молекул, выстраивающихся параллельно (увеличение) и перпендикулярно (уменьшение) вектору поляризации лазерного излучения, изначально изотропная среда в области квантового следа становится двулучепреломляющей. Согласно расчету [4], максимальные изменения длительности и спектра импульса должны наблюдаться в те моменты времени, когда производная показателя преломления максимальна, т.е. когда добавка к показателю преломления близка к нулю, что не согласуется с выводами многих авторов экспериментальных результатов (см., например, [5] и ссылки в ней).

Целью настоящей работы было одновременное определение максимумов спектрального сдвига и изменения показателя преломления, индуцированных при филаментации фемтосекундных импульсов в азоте при зондировании разных областей вращательного квантового следа. В экспериментах использовались импульсы на 800 и 1400 нм. Меняя порядок следования импульсов, можно было использовать одну из длин волн для накачки, другую для зондирования. Использование длины волны накачки 1400 нм вместо традиционно

используемой в предыдущих экспериментах 800 нм позволяет сформировать более длинный и толстый филамент, чтобы в него хорошо вписывался импульс зондирования, а также увеличить вкладываемую в филамент энергию за счет роста порога филаментации и уменьшения вероятности ионизации, происходящего при увеличении центральной длины волны импульса. При этом увеличение длины взаимодействия зондирующего импульса с областью квантового следа усиливает индуцируемый им сигнал, а роль нелинейных эффектов, возникающих в генерируемой лазерной плазме, уменьшается. Кроме того, за счет существенной разницы длин волн возбуждения и зондирования, можно четко выделить сигнал зондирующего импульса и при их одинаковой поляризации, когда эффект выстраивания максимален.

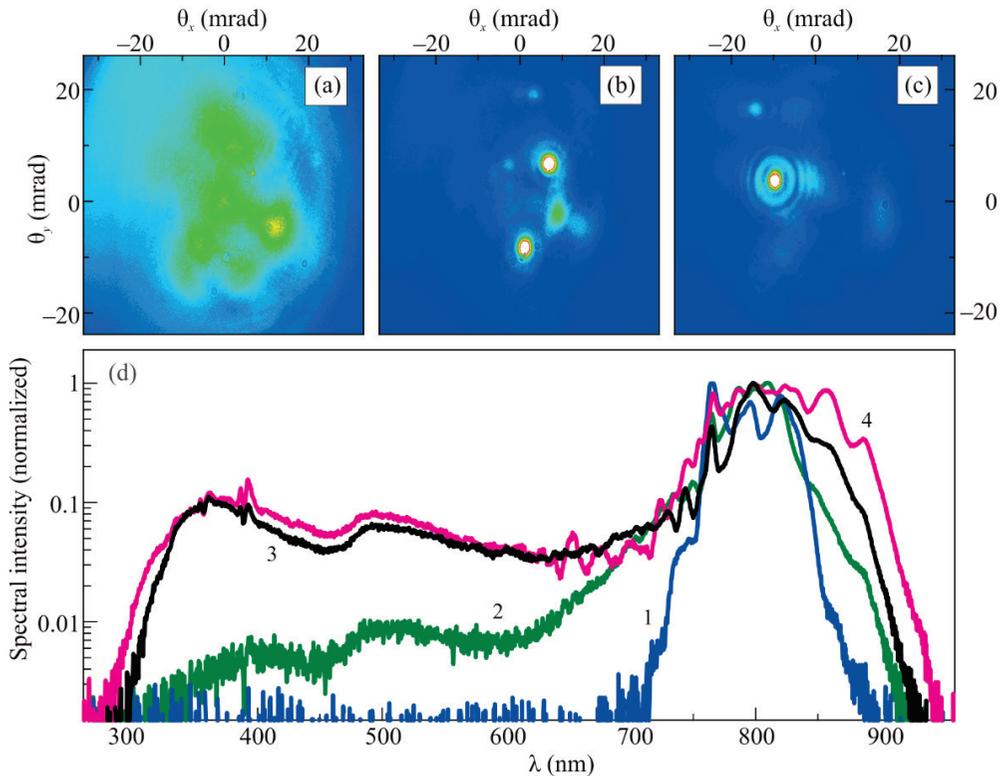


**Рис. 1.** Слева - зависимости центра тяжести спектрального распределения (пустые кружки) и изменения показателя преломления (кружки) от времени задержки зондирующего импульса, определенные из экспериментальных данных на пороге образования филамента. Пунктирная кривая – качественный ход показателя преломления в квантовом следе по данным [4]. Справа - изображения светящихся плазменных каналов филаментов, сформированных пробным импульсом, зарегистрированные вместе с филаментом накачки при разных задержках. Над ними - вид филаментов накачки и пробного импульса по отдельности. Лазерное излучение распространялось слева направо. Пунктиром указано положение геометрического фокуса для излучения 800 и 1400нм.

В экспериментах одновременно регистрировались спектры и параметры филамента зондирующего импульса, прошедшего через газ, при изменении его задержки относительно импульса накачки, выстраивающего молекулы. Увеличение давления в кювете до 3 атм, давало возможность превзойти порог филаментации для доступной в нашем эксперименте энергии импульса на 1400 нм и тем самым увеличить его интенсивность, а также пропорциональную ей степень выстраивания молекул в области квантового следа. В одинаковых условиях подробно исследованы спектры и параметры филаментов пробного импульса вблизи задержки 4 пс, соответствующей приблизительно половине периода восстановления вращательного волнового пакета для молекул азота (рис.1).

Полученные из спектральных данных зависимости центра тяжести спектра зондирующего импульса [6] от времени задержки представлены на рис. 1а. При этом надежно регистрируются синий и красный спектральные сдвиги, отношение максимумов которых близко к 2 - теоретически рассчитанному отношению сдвигов при задержках, соответствующих revival и anti-revival вращательного волнового пакета, доказывающие определяющую роль выстраивания молекул в изменении показателя преломления газа. При задержках, соответствующих прохождению пробного импульса вне области квантового следа (вблизи 3,8 и 4,8 пс), при неизменном стартовом расстоянии устойчиво регистрируются филаменты одинаковой длины и яркости (рис.1 б), что свидетельствует о хорошей стабильности

используемого в эксперименте лазера. При задержках, соответствующих попаданию пробного импульса в квантовый след (от 4 до 4,5 пс), наблюдается зависящее от задержки изменение стартового расстояния на величину до более, чем 7 мм. Положение задержки, при котором стартовое расстояние пробного импульса минимально (4,15 пс), соответствующее максимальному инкременту показателя преломления в квантовом следе, не совпадает с положением, при котором возникает максимальный коротковолновый сдвиг пробного импульса. Такой же вывод следует о соотношении положений максимального длинноволнового сдвига и минимального показателя преломления в квантовом следе. Эти заключения согласуются с результатами моделирования [4]. Наблюдалось удлинение импульса в области роста показателя преломления в квантовом следе (4.00 – 4.15 пс) и укорочение в области его спада (4.15 – 4.30 пс), что можно объяснить разницей показателя преломления для переднего и заднего фронтов, которая ведет к удлинению импульса в первом случае и укорочению во втором. При этом эффект существенно больше для 110 фс импульса: сжатие в 3, а уширение в 1.5 раза по сравнению с 1.4 и 1.2 для импульса с исходной длительностью 55 фс.



**Рис. 2.** Профиль зондирующего пучка на 800 нм в угловых координатах после кюветы с газом при временных задержках а) 3.5, б) 4.32 и в) 4.4 пс. Виден захват и перекачка энергии в дочерний филамент. д) Спектры зондирующего импульса: кривая 1 - вне области квантового следа при временной задержке 3.5 пс, кривые 2, 3 и 4 – спектры излучения, захваченного дочерним филаментом, при энергии импульса 175, 205 и 336 мкДж, соответственно, и временной задержке 4.4 пс.

При увеличении интенсивности пробного импульса возникал режим множественной филаментации. Наблюдалось избирательное стимулирование отдельных филаментов при синхронном распространении импульса и области квантового следа (Рис.2). При этом в выбранном филаменте происходила генерация широкополосного излучения, а его расходимость была лучше дифракционной. Вероятно, такая селективность связана с уменьшением взаимодействия между дочерними филаментами в расходящемся пучке,

который формируется при образовании отрицательной линзы в газе с выстроенными молекулами. Такое предположение подтверждается отсутствием эффекта в моменты времени, соответствующие возникновению положительной линзы, когда реализуется более плотная упаковка дочерних филаментов, усиливающая их взаимодействие, обмен энергией и приводящая к их слиянию [6]. Дальнейшая самофокусировка и фазовая самомодуляция, приводящая к генерации широкополосного суперконтинуума и образованию плазменного канала в филаменте, происходит за счет керровской нелинейности. При инвертировании порядка следования импульсов в филаменте, созданном импульсом на 800 нм, для следующего за ним импульса на 1400 нм возникает сильная плазменная линза. При этом из-за сильной частотной зависимости показателя преломления плазмы сигнал возрождения наблюдается только для видимой области (суперконтинуум и 3 гармоника) в области квантового следа, где молекулы ориентированы параллельно направлению поляризации лазерного излучения.

### Литература

1. Varma S., Chen Y. H., and Milchberg H. M., // Phys. Rev. Lett. 2008. V.101, P. 205001.
2. Seideman T., // Phys. Rev. Lett. 1999. V.83, P. 4971.
3. Averbukh I. S. and Perelman N. F., // Phys. Lett. A 1989. V.139, P. 449.
4. Wu J., Cai H., Zeng H., Couairon A., // Opt. Lett. 2008. V.33, P. 2593.
5. Kaya N., Kaya G., Boran Y., et al. // Optik 2021. V.242, P. 167360.
6. Компанец В. О., Архипова А. А., Мельников А. А., Чекалин С. В., // Письма в ЖЭТФ, 2022. Т. 116, вып. 4, С. 217.

## FEMTOSECOND FILAMENTATION IN NIR- AND SWIR-LASER-INDUCED ROTATIONAL QUANTUM WAKES IN GAS MOLECULES

S.V. Chekalin<sup>1,\*</sup>, V.O. Kompanets<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, 108840, Troitsk, Moscow, Russia*

\*e-mail: schekalin@yandex.ru

Under filamentation of a femtosecond 800 nm laser pulse in gaseous nitrogen via nonadiabatic molecular alignment induced by pulses at the wavelength of 1400 nm in single filament regime spectral shifts and variation of pulse duration associated with changes of the refractive index during revivals of the rotational wave packet were detected. In the regime of multiple filamentation we have found robust and reproducible localization of the radiation in specific filaments with subdiffractive divergence and more than one octave spectral broadening if the molecules were aligned perpendicular to the polarization of the pulse. Under excitation at 800 nm a strong plasma lens seen by the probe pulse arised. In this case due to a strong wavelength dependence of plasma refractive index the revival signal was observed mainly in visual spectral parts of the probe radiation (third harmonic and supercontinuum).

**Key words:** filamentation, rotational wave packet, quantum wake, nonadiabatic molecular alignment

# ФОТОННОЕ ЭХО В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

И.А. Югова<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория оптики спина Санкт-Петербургского государственного университета  
198504, Санкт-Петербург, Ульяновская ул., д.1

\*e-mail: i.yugova@spbu.ru

Фотонное эхо является мощным инструментом исследования полупроводниковых наноструктур. В докладе представлен обзор по спектроскопии спин-зависимого фотонного эха от ансамблей экситонов и их заряженных комплексов в наноструктурах с квантовыми ямами и квантовыми точками III-V, II-VI. Представлена поляриметрическая методика на основе измерения фотонного эха, которая позволяет различить разные экситонные комплексы в полупроводниках. Рассматриваются особенности возбуждения разных экситонных комплексов (*V*- и *A*-схемы) и возможности увеличения их времен когерентности. Показано применение методики фотонного эха для исследования магнитной анизотропии валентной зоны и ее природы.

**Ключевые слова:** полупроводниковые наноструктуры, когерентная динамика, спин, спиновая динамика, экситон, трион, фотонное эхо.

В полупроводниках элементарными оптическими возбуждениями являются экситонные комплексы (связанные электронно-дырочные пары) [1-3]. Экситоны обладают большой силой осциллятора, что позволяет осуществлять быстрое и эффективное оптическое возбуждение при помощи субпикосекундных импульсов. Наличие флуктуаций состава наноструктур и размера локализуемого потенциала для носителей заряда и экситонов приводят к неоднородному уширению оптических переходов.

Исследования экситонов и их заряженных комплексов в полупроводниковых структурах с помощью техники спин-зависимого четырёхволнового смешения и фотонного эха позволяют получить богатую информацию об энергетической структуре и динамике состояний [4]. Времена запаздывания, на которых можно наблюдать фотонное эхо, определяются когерентными свойствами одиночного квантово-механического возбужденного состояния излучателя, и, следовательно, изучение сигналов фотонного эха позволяет преодолеть неоднородное уширение оптических переходов в большом ансамбле излучателей и получить информацию о когерентной динамике одиночного оптического возбуждения.

Особый интерес привлекают системы с более чем двумя электронными состояниями, взаимодействующими со светом. Здесь наиболее яркими примерами являются энергетические уровни с порядком *V*- (*A*-) типа в нашем случае экситон, трион или экситон, локализованный на доноре), где одно основное (или возбужденное) состояние оптически связано с двумя возбужденными (или основными) состояниями [4,5]. В частности, основной особенностью *A*-схемы является длительное время когерентности основных состояний. В полупроводниках *A*-схема может быть реализована при оптическом возбуждении локализованных резидентных носителей с использованием их спиновой степени свободы.

Методика фотонного эха дает возможность различить разные экситонные комплексы в полупроводниках, что является нетривиальной задачей оптической спектроскопии. Для этого недавно разработан простой подход на основе поляриметрии фотонного эха, при котором измеряются полярные графики амплитуды фотонного эха как функция угла  $\phi$  между линейными поляризациями двух возбуждающих импульсов. Полярные графики в виде розеток с разным количеством лепестков показывают четкое различие между нейтральными и заряженными экситонами (трионами) в полупроводниковых наноструктурах [6].

Локализация экситонных комплексов приводит к увеличению их времен когерентности. При этом многочастичные взаимодействия подавлены и появляется возможность когерентного управления экситонными состояниями при помощи интенсивных лазерных импульсов. Примером такого когерентного управления может служить демонстрация осцилляций Раби в двухуровневой системе [4, 7]. Ларморовская прецессия спинов электрона и тяжелой дырки в

экситоне (*V*-схема) приводит к периодическому переносу когерентности между светлыми (излучающими) и темными (неизлучающими) состояниями экситона в полупроводниковой наноструктуре с квантовой ямой [8,9]. При этом возможно возникновение неосциллирующего режима фотонного эха, наблюдаемого в случае разных скоростей дефазировки светлых и темных состояний. Этот режим позволяет наблюдать за долгоживущей когерентностью темного состояния, иначе недоступной.

При резонансном возбуждении двумя оптическими импульсами локализованных заряженных экситонных комплексов в полупроводниках (*I*-схема) можно осуществить когерентный перенос оптического возбуждения в спиновый ансамбль резидентных электронов и наблюдать долгоживущее фотонное эхо [4,10,11]. Долгоживущее эхо отражает локальную динамику основного состояния системы и позволяет получать информацию о спиновых процессах в ансамбле резидентных электронов даже для объектов с большим спектральным уширением оптических переходов. При этом выбор материала и размерность квантовой системы играют важную роль. Это влияет на правила отбора для оптических переходов, степень локализации, а также на процессы спиновой релаксации как для оптически возбужденного, так и для основного состояния. Применение спин-зависимого фотонного эха позволило исследовать квантовые биения в поляризации двухимпульсного фотонного эха от ансамбля экситонов, связанных на донорах в полупроводниковых квантовых ямах [12]. При этом, применяя определенный протокол возбуждения эха, можно переключать круговую поляризацию фотонного эха между  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  контролируемым образом путем изменения либо напряженности магнитного поля, либо задержки между импульсами. Из наблюдаемых осцилляций в амплитуде эха можно точно извлечь как электронный, так и дырочный *g*-факторы. Этот метод особенно эффективен для систем, в которых спин дырки слабо взаимодействует с магнитным полем, и для которых другие оптические методы, такие как спектроскопия фотолюминесценции, магнитооптический эффект Фарадея в экспериментах накачка-зондирование или Рамановское рассеяние с переворотом спина не дают результата.

Когерентная оптическая спектроскопия в виде фотонного эха может быть успешно использована для оценки магнитной анизотропии состояний валентной зоны, которая проявляется резкими изменениями формы сигнала фотонного эха при изменении ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей кристалла [13,14]. В полупроводниках кристаллическое поле и потенциал локализации приводит к тому, что *g*-фактор описывается тензором. При этом оси оптической анизотропии (собственные поляризации) не обязательно совпадают с направлением магнитного поля, но зависят от взаимной ориентации вектора *B* и оси образца [14].

Изучение уникальных угловых зависимостей спин-зависимого фотонного эха в поперечном магнитном поле позволило определить, что неожиданно большой *g*-фактор дырок в плоскости в ансамбле сильно отождженных квантовых точек (In,Ga)As/GaAs появляется из-за локализации дырок и искривления валентной зоны, которые приводят к однородной оптической анизотропии, индуцированной магнитным полем для всего ансамбля квантовых точек. Однородность оптической анизотропии в ансамбле квантовых точек, индуцированная магнитным полем, является неожиданным свойством и открывает новые горизонты для приложений этой системы в квантовых информационных устройствах. Хотя был продемонстрирован значительный прогресс на уровне одиночных квантовых точек [15-18], но ансамбли квантовых точек до сих пор не рассматривались как объекты для возможной реализации спин-фотонной запутанности или квантовой памяти. Поскольку предыдущие исследования показали, что ориентация собственных поляризаций для оптических переходов в низкосимметричных квантовых точках сильно флуктуировала от одной квантовой точки к другой [19,20]. Однако, как показали наши исследования [14] ансамбль симметричных квантовых точек в поперечном магнитном поле может быть инициализирован линейно поляризованным оптическим полем детерминистическим образом, и большая часть квантовых оптических подходов могут быть применены к ансамблям квантовых точек, которые обладают гораздо большей эффективностью.

Автор выражает благодарность Российскому Научному Фонду за финансовую поддержку

(грант № 22-22-00439).

### Литература

1. Экситоны. под ред. Э.И. Рашба, М.Д. Стерджа. Москва: Наука, 1985. 616 с.
2. Ю Питер, Кардона Мануэль // Основы физики полупроводников. Москва: Физматлит, 2002. 560 с.
3. Ivchenko E. // Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures. Springer: Berlin, 2005. 427 p.
4. Полтавцев С.В., Югова И.А., Акимов И.А., Яковлев Д.Р., Байер М. // Физика твердого тела. 2018. Том 60. № 8. С. 1587-1596.
5. Scully M.O., Zubairy M.S. // Quantum Optics. Cambridge, England: Cambridge University Press, 1997 630 p.
6. Poltavtsev S.V., Kapitonov Y.V., Yugova I.A., Akimov I.A., Yakovlev D.R., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Bayer M. // Scientific Reports. 2019. V. 9. № 1. Art. no. 5666.
7. Poltavtsev S. V., Salewski M., Kapitonov Yu. V., Yugova I. A., Akimov I. A., Schneider C., Kamp M., Höfling S., Yakovlev D. R., Kavokin A. V., and Bayer M. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. no. 121304(R).
8. Solovev I.A., Yanibekov I.I., Efimov Y.P., Eliseev S.A., Lovcjus V.A., Yugova I.A., Poltavtsev S.V., Kapitonov Y.V. // Physical Review B. 2021. V. 103. № 23. Art. no. 235312.
9. Solovev I. A., Yanibekov I. I., Babenko I. A., Stroganov B. V., Eliseev S. A., Lovcjus V. A., Efimov Yu. P., Poltavtsev S. V., Kapitonov Yu. V., and Yugova I. A. // Physical Review B. 2022. V. 106. № 11. Art. no. 115401.
10. Langer L., Poltavtsev S.V., Yugova I.A., Salewski M., Yakovlev D.R., Karczewski G., Wojtowicz T., Akimov I.A., and Bayer M. // Nature Photonics. 2014. Vol. 8. Pp. 851-857.
11. Kosarev A. N., Trifonov A. V., Yugova I. A., Yanibekov I. I., Poltavtsev S. V., Kamenskii A.N., Scholz S.E., Sgroi C., Ludwig A., Wieck A. D., Yakovlev D.R., Bayer M., and Akimov I. A. // Communications Physics 2022. V.5. Art. no. 144.
12. Poltavtsev S.V., Yugova I.A., Babenko I.A., Akimov I.A., Yakovlev D.R., Karczewski G., Chusnutdinov S., Wojtowicz T., Bayer M. // Physical Review B. 2020. V. 101. № 8. Art. no. 081409.
13. Poltavtsev S.V., Yugova I.A., Kosarev A.N., Yakovlev D.R., Karczewski G., Chusnutdinov S., Wojtowicz T., Akimov I.A., Bayer M. // Physical Review Research. 2020. V. 2. № 2. Art. no. 023160.
14. Trifonov A. V., Akimov I. A., Golub L. E., Ivchenko E. L., Yugova I. A., Kosarev A. N., Scholz S. E., Sgroi C., Ludwig A., Wieck A. D., Yakovlev D. R., Bayer M. // Physical Review B. 2021. V. 104. № 16. Art. no. L161405.
15. Gao W. B., Imamoglu A., Bernien H., and Hanson R. // Nat. Photonics. 2015. V. 9. P. 363.
16. Gao W. B., Fallahi P., Togan E., Miguel-Sanchez J., and Imamoglu A. // Nature (London). 2012. V. 491. P. 426.
17. De Greve K., Yu L., McMahon P. L., Pelc J. S., Natarajan C. M., Kim N. Y., Abe E., Maier S., Schneider C., Kamp M., Höfling S., Hadfield R. H., Forchel A., Fejer M. M., and Yamamoto Y. // Nature (London). 2012. V. 491. P. 421.
18. Schaibley J. R., Burgers A. P., McCracken G. A., Duan L.-M., Berman P. R., Steel D. G., Bracker A. S., Gammon D., and Sham L. J. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. no.167401.
19. Koudinov A. V., Akimov I. A., Kusrayev Y. G., and Henneberger F. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. Art. no. 241305(R).
20. Bogucki A., Smolénski T., Goryca M., Kazimierzczuk T., Kobak J., Pacuski W., Wojnar P., and Kossacki P. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. no. 235410.

**PHOTON ECHO IN SEMICONDUCTOR NANOSTRUCTURES****I.A. Yugova<sup>1,\*</sup>**

*<sup>1</sup>Spin Optics Laboratory, St. Petersburg State University  
198504, St. Petersburg, Ul'yanovskaya 1  
e-mail: i.yugova@spbu.ru*

Photon echo is a powerful tool for studying semiconductor nanostructures. The report presents an overview of spin-dependent photon echo spectroscopy from ensembles of excitons and their charged complexes in nanostructures with quantum wells and quantum dots III-V, II-VI. A polarimetric technique based on photon echo measurements is presented, which makes it possible to distinguish different exciton complexes in semiconductors. The features of the excitation of various exciton complexes (*V*- and *A*-schemes) and the possibility of increasing their coherence times are considered. The application of the photon echo technique to study the magnetic anisotropy of the valence band of semiconductor nanostructures and its nature is shown.

**Key words:** semiconductor nanostructures, coherent dynamics, spin, spin dynamics, exciton, trion, photon echo.

## ATOM OPTICS WITH COLD BOSONS

V.I. Yukalov<sup>1,2,\*</sup>, E.P. Yukalova<sup>3</sup>

*Bogolubov Laboratory of Theoretical Physics,  
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 141980, Russia*

<sup>2</sup>*Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, CP 369, São Carlos 13560-970, São Paulo, Brazil*

<sup>3</sup>*Laboratory of Information Technologies,  
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 141980, Russia*

\*e-mail: yukalov@theor.jinr.ru

Trapped bosonic atoms can be cooled down to temperatures where the atomic cloud experiences Bose-Einstein condensation. Almost all atoms in a dilute gaseous system can be Bose-condensed, which implies that this system is in a coherent state. The coherent atomic system enjoys many properties typical of coherent optical systems. It is possible to generate different atomic coherent modes similarly to the generation of optical modes. Several effects can be observed, such as mode locking, Rabi and Josephson regimes, Interference patterns and interference current, atomic squeezing, harmonic generation and parametric conversion, as well as formation of directed atomic beams.

**Key words:** boson, atom optics.

## **Устные доклады**

# ГАММА-ВСПЛЕСКИ И ПЕРЕХОДНЫЕ СИГНАЛЫ В МОДЕЛЯХ ФРАКТАЛЬНОЙ КОСМОЛОГИИ

В.С. Абрамов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
«Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»  
283048, г. Донецк, ул. Розы Люксембург, 72  
\*e-mail: vsabramov2018@gmail.com

Теоретически установлены основные параметры гамма-всплеска (GRB 221009A) и релятивистского суперджета, возникающих в результате взрыва сверхновой. Выполнены оценки основных параметров (характерных энергий, длин волн, плотностей) частиц Ферми и Бозе типа, входящих в состав суперджета. Установлено наличие конденсатных состояний реликтовых фотонов. Выполнены оценки вклада от стохастического фона и процесса рассеяния фотонов на фонах, энергий фотолюминесценции. Показано, что наличие конденсатных состояний приводит к явлению сверхфотолюминесценции.

**Ключевые слова:** гамма-всплески, бинарные черные дыры и нейтронные звезды, бозон Хиггса, реликтовые фотоны, релятивистские джеты, фотонная люминесценция, сверхфотолюминесценция, фрактальная космология.

Самый сильный в истории гамма-всплеск (GRB 221009A) экспериментально зафиксирован в октябре 2022 года [1] с энергией фотонов вблизи 18ТэВ на длине волны  $\lambda_{bJ} = 22100.9 \text{ нм}$  [2]. Этот всплеск связывают со взрывом сверхновой на расстоянии около 2.4 миллиардов световых лет от нас, который сопровождается появлением релятивистского суперджета (выброса потока частиц материи). На основе  $\lambda_{bJ}$  находим оценки основных параметров суперджета (энергетической щели  $\Delta_{bJ} = 56.09020492 \text{ мэВ}$ , частоты  $\nu_{bJ} = 13.56471718 \text{ ТГц}$ , длительности  $\tau_{bJ} = 73.72066712 \text{ фс}$ ) по формулам

$$\Delta_{bJ} = a_\lambda / \lambda_{bJ} = 2\pi\hbar\nu_{bJ}; \quad a_\lambda = 1239644.01 \text{ мэВ} \cdot \text{нм}. \quad (1)$$

Здесь  $\hbar$  - постоянная Планка. В работе [3] исследованы гамма-всплески на длинах волн  $\lambda_{\gamma b} = 17081.7 \text{ нм}$  и  $\lambda_{\gamma h} = 15091.4 \text{ нм}$  от бинарных нейтронных звезд (БНЗ) и черных дыр (БЧД), соответственно. При слиянии БЧД [4] наблюдают переходные сигналы как серию импульсов, частота которых увеличивается с 35Гц до 250Гц. При этом амплитуда сигналов возрастает до максимального значения, а затем резко падает до уровня шума. Экспериментально детекторы LD и HD фиксируют появление гравитационных волн (GW). Сигнал GW на детекторе HD появляется позже на время задержки  $\tau_0 = 6.993405045 \text{ мс}$ , чем на детекторе LD. При слиянии БНЗ [4] детектор LD фиксирует увеличение частоты импульсов, начиная с 24Гц. По аналогии с (1) находим оценки основных параметров гамма-всплесков от БНЗ (энергетической щели  $\Delta_{\gamma b} = 72.57146596 \text{ мэВ}$ , частоты  $\nu_{\gamma b} = 17.55050481 \text{ ТГц}$ , длительности  $\tau_{\gamma b} = 56.97841806 \text{ фс}$ ) и от БЧД (энергетической щели  $\Delta_{\gamma h} = 82.1424129 \text{ мэВ}$ , частоты  $\nu_{\gamma h} = 19.86511907 \text{ ТГц}$ , длительности  $\tau_{\gamma h} = 50.33949187 \text{ фс}$ ). Отметим, что для основных параметров гамма-всплесков выполняются неравенства

$$\begin{aligned} \lambda_{\gamma h} < \lambda_{\gamma b} < \lambda_{bJ}; \quad \Delta_{bJ} < \Delta_{\gamma b} < \Delta_{\gamma h}; \quad \nu_{bJ} < \nu_{\gamma b} < \nu_{\gamma h}; \\ \tau_{\gamma h} < \tau_{\gamma b} < \tau_{bJ}; \quad \Delta_{bJ} \tau_{bJ} = \Delta_{\gamma b} \tau_{\gamma b} = \Delta_{\gamma h} \tau_{\gamma h} = 2\pi\hbar. \end{aligned} \quad (2)$$

Из (2) следует, что гамма-всплеск для суперджета является самым длинным. Различные энергетические щели указывают на неоднородную структуру источников гамма-всплеска и суперджета. С другой стороны, из (2) следует необходимость и возможность описания

переходных сигналов как серии импульсов с переменными амплитудами и частотами на стохастическом фоне. Для регистрации таких сигналов необходимо создание датчиков на основе новых материалов. При этом возможно использование методов когерентной фемтосекундной лазерной спектроскопии и люминесцентной спектроскопии [5].

Для описания GW и реликтовых фотонов от БЧД и БНЗ в [4] использовалась модель сверхизлучения Дикке. Для реликтовых фотонов [6] введены функции плотностей распределения в основном  $f_{ra}$  и возбужденном  $f'_{ra}$  состояниях соотношениями

$$f_{ra} = \langle \hat{c}_{ra}^+ \hat{c}_{ra} \rangle = z'_{\mu} / (N_{ra} - z'_{\mu}); \quad f'_{ra} = \langle \hat{c}_{ra} \hat{c}_{ra}^+ \rangle = N_{ra} / (N_{ra} - z'_{\mu}); \quad f'_{ra} - f_{ra} = 1, \quad (3)$$

где  $\hat{c}_{ra}^+$ ,  $\hat{c}_{ra}$  – операторы рождения, уничтожения реликтовых фотонов;  $\langle \dots \rangle$  – символ операции усреднения. Здесь число реликтовых фотонов  $N_{ra} = z'_{A2} + z'_{\mu}$  связано с обычным  $z'_{A2} = 1034.109294$  и космологическим  $z'_{\mu} = 7.18418108$  красными смещениями. Численные значения  $f_{ra} = 0.006947216$  и  $f'_{ra} = 1.006947216$  из (3) указывают на малые плотности реликтовых фотонов в таких состояниях, что приводит к малым амплитудам переходных сигналов на стохастическом фоне.

Для описания переходных сигналов с большими амплитудами вводим функции плотностей распределения в основном  $f_{rc}$  и возбужденном  $f'_{rc}$  конденсатных состояниях

$$f_{rc} = \langle \hat{c}_{rc}^+ \hat{c}_{rc} \rangle = z'_{A2} / (N_{ra} - z'_{A2}); \quad f'_{rc} = \langle \hat{c}_{rc} \hat{c}_{rc}^+ \rangle = N_{ra} / (N_{ra} - z'_{A2}); \quad f'_{rc} - f_{rc} = 1. \quad (4)$$

Численные значения  $f_{rc} = 143.942552$  и  $f'_{rc} = 144.942552$  подтверждают большую плотность (наличие конденсата) реликтовых фотонов в таких состояниях. Появление конденсатных состояний у реликтовых фотонов возможно за счет импульсного внешнего источника (например, взрыва сверхновой). При этом частицы релятивистских джетов приобретают большие энергии [6]. В нашей модели оценки энергий  $E'_{rc}$ ,  $E_{rc}$  частиц релятивистского суперджета выполним по формулам

$$E'_{rc} = f'_{rc} E_{H0}; \quad E_{rc} = f_{rc} E_{H0}; \quad E'_{rc} - E_{rc} = E_{H0}. \quad (5)$$

Здесь  $E_{H0} = 125.03238 \text{ ГэВ}$  – энергия покоя бозона Хиггса. Численные значения  $E'_{rc} = 18.12251224 \text{ ТэВ}$ ,  $E_{rc} = 17.99747986 \text{ ТэВ}$  из (5) подтверждают факт увеличения энергий частиц релятивистского суперджета. Отметим, что на БАКе максимальная энергия частиц была вблизи  $13 \text{ ТэВ}$ .

Знание функции  $f'_{rc}$  и параметра  $\bar{\xi}_{0J} = 0.601316027$  вблизи сверхмассивных черных дыр из нашей модели  $B_2$  [7] дает возможность выполнить оценки характерного числа квантов  $\bar{N}_{\xi J} = 11.00867912$  и числа эмитированных фотонов  $N_{em} = 5000.02701$  для релятивистского суперджета по формулам

$$\bar{\xi}_{0J} + \ln \bar{N}_{\xi J} = 3; \quad (N_{em} + 0.5) + 0.5 n_g = 0.5 f'_{rc} (n_{A0} + \bar{N}_{\xi J}). \quad (6)$$

Здесь  $n_{A0} = 58.04663887$  – число квантов черной дыры;  $n_g = 8$  – число глюонов.

В рамках нашей кварк-глюонной модели [8] получен основной параметр  $\bar{n}_{fv} = N_{f1} / N_{f2} = 1.976777974$ , который описывает процесс рассеяния числа квантов фотонов  $N_{f1} = 3158.105541$  на фонах  $N_{f2} = 1597.602554$ . С учетом такого рассеяния выражение из (6) принимает вид

$$\begin{aligned} \xi_{AJ} + \ln N_{AJ} = n_Q^*; \quad \xi_{AJ} = 1 + \chi_{AJ}; \quad \chi_{AJ} = (N_{f1} \bar{\xi}_{0J} - N_{f2}) / N_{f2}; \\ \ln N_{AJ} = \bar{n}_{f\nu} \ln \bar{N}_{\xi J}; \quad n_Q^* = (n_G + n'_G) + n_{0G}^*; \quad \Delta_{AJ} = \chi_{AJ} \varepsilon_{HG}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь эффективная восприимчивость  $\chi_{AJ} = 0.188668278$  близка к восприимчивости со сдвигом  $\bar{\chi}_{bA}$  из [5, 6] для корональных дыр на Солнце и связана с энергетической щелью  $\Delta_{AJ} = 52.83580554$  мэВ, где энергия покоя нейтрино  $\varepsilon_{HG} = 280.0460475$  мэВ. Из (7) следует, что параметр  $\bar{n}_{f\nu}$  допускает интерпретацию как фрактальной размерности поперечных сечений частиц джетов с характерными числами заполнения  $N_{AJ} = 114.6249672$  и  $\bar{N}_{\xi J}$ . Параметр  $n_Q^* = 5.930333922$  описывает число квантов составной частицы из пентакварка с  $n_G + n'_G = 5$  и стохастического аттрактора с  $n_{0G}^* = 0.930333922$ . При этом параметр  $n_Q^* = (n_d^* - \Omega_d^*) + n_{0G}^*$  также допускает интерпретацию в терминах квантовых чисел  $n_d^* = 5.002894423$ ,  $\Omega_d^* = 0.002894423$  из [9] и описывает дополнительный вклад в наблюдаемые сигналы от стохастического фона.

Для частиц суперджета на основе структурных параметров  $S_{iu}$  (где  $i = 1, 2, 3, 4$ ) [4] и характерной энергии  $\varepsilon_{bJ} = 848.5329181$  мэВ находим энергетический спектр  $\varepsilon_{bJi}$ , длины волн  $\lambda_{bJi}$ , плотности  $\rho_{bJi}$  по формулам

$$\varepsilon_{bJi} = 2\varepsilon_{bJ} S_{iu}; \quad \lambda_{bJi} = a_\lambda / \varepsilon_{bJi}; \quad \rho_{bJi} = (2 / \lambda_{bJi})^2. \quad (8)$$

Отметим, что в данной модели строго выполняется резонансное условие: энергетическая щель  $\Delta_{bJ}$  суперджета из (1) равна энергии  $\varepsilon_{bJ2}$  акустической ветви спектра. Энергия другой акустической ветви спектра  $\varepsilon_{bJ1} = 79.32353006$  мэВ находится в интервале между  $\Delta_{yb}$  и  $\Delta_{yh}$  из (2) для гамма-всплесков от БНЗ и БЧД. Энергии оптических ветвей спектра  $\varepsilon_{bJ3} = 769.209388$  мэВ,  $\varepsilon_{bJ4} = 904.6231229$  мэВ дают возможность выполнить оценки длин волн  $\lambda_{bJ3} = 1.611582008$  мкм,  $\lambda_{bJ4} = 1.370343051$  мкм, плотностей  $\rho_{bJ3} = 1.540122164$  мкм<sup>-2</sup>,  $\rho_{bJ4} = 2.130106844$  мкм<sup>-2</sup>.

На основе параметров  $\bar{\xi}_{0J}$  из (6) и  $\xi_{mc}$  из [8] вводим вероятности  $P_W$ ,  $P'_W$  и  $P_{mc}$ ,  $P'_{mc}$

$$P_W = 2 / (2 + \bar{\xi}_{0J}) = \cos^2 \theta_W; \quad P'_W = \bar{\xi}_{0J} / (2 + \bar{\xi}_{0J}) = \sin^2 \theta_W; \quad P_W + P'_W = 1;$$

$$P_{mc} = 1 / (1 + \xi_{mc}); \quad P'_{mc} = \xi_{mc} / (1 + \xi_{mc}) = \sin^2 \theta_{mc}; \quad P_{mc} + P'_{mc} = 1; \quad \xi_{mc} = S_{12u}. \quad (9)$$

Численные значения  $P'_W = 0.231158391$ ,  $P'_{mc} = 0.013505396$ . Здесь угол  $\theta_W$  имеет смысл угла Кабибо. Учитывая (8), (9) далее находим плотности  $\rho_{mc}$ ,  $\rho'_{mc}$  для частиц Ферми типа и  $\rho_{ex}$ ,  $\rho'_{ex}$  для частиц Бозе типа

$$\begin{aligned} \rho_{mc} = P_{mc} \rho_{bJ4}; \quad \rho'_{mc} = P'_{mc} \rho_{bJ4}; \quad \rho_{mc} + \rho'_{mc} = \rho_{bJ4}; \\ \rho_{bJ3} = P_W \rho_{ex}; \quad \rho'_{ex} = P'_W \rho_{ex}; \quad \rho_{ex} - \rho'_{ex} = \rho_{bJ3}. \end{aligned} \quad (10)$$

Численные значения  $\rho_{mc} = 2.101338903 \text{ мкм}^{-2}$ ,  $\rho_{ex} = 2.003172235 \text{ мкм}^{-2}$ . С учетом (8), (10) находим характерные энергии  $\varepsilon_{mc} = 898.4937097 \text{ мэВ}$  и  $\varepsilon_{ex} = 877.2555744 \text{ мэВ}$  для частиц Ферми и Бозе типов, соответственно. На основе квантовых чисел  $N_{b0}^* = 41.02315538$  [9],  $n_{A0}$  из (6),  $n_g$  вводим параметр  $\sin \varphi_{b\alpha}^*$ , вероятности  $P_g, P'_g$  по формулам

$$\sin \varphi_{b\alpha}^* = 1 / N_{b\alpha}^*; \quad N_{b\alpha}^* = N_{b0}^* + 0.5 n_{A0}; \quad P_g = n_g / (n_g + \sin \varphi_{b\alpha}^*); \quad P_g + P'_g = 1. \quad (11)$$

Численные значения  $\sin \varphi_{b\alpha}^* = 0.014276236$ ,  $N_{b\alpha}^* = 70.04647444$ ,  $P'_g = 0.017532424$ . С учетом (11) находим функции плотностей распределения для частиц Бозе типа и энергии  $\varepsilon_{bJ}^*, \varepsilon_{PL}$

$$\begin{aligned} f'_g &= 1 / P_g; \quad f_g = P'_g / P_g; \quad f'_g - f_g = 1; \quad \varepsilon_{bJ}^* = f'_g \varepsilon_{bJ}; \\ f'_{gc} &= 1 / P'_g; \quad f_{gc} = P_g / P'_g; \quad f'_{gc} - f_{gc} = 1; \quad \varepsilon_{PL} = \varepsilon_{bJ}^* - (\varepsilon_{bJ1} + \varepsilon_{bJ2}). \end{aligned} \quad (12)$$

Численные значения  $f'_g = 1.017845295$ ,  $f'_{gc} = 57.03717954$ ,  $2\varepsilon_{bJ}^* = 1700.0943 \text{ мэВ}$ , энергия люминесценции  $2\varepsilon_{PL} = 1429.26683 \text{ мэВ}$ .

Введем функции плотностей распределения  $f_{PL}$  и  $f'_{PL}$  для описания фотолюминесценции (PL),  $f_{PLC}$  и  $f'_{PLC}$  для описания сверхфотолюминесценции (SPL) в основном и возбужденном состояниях, соответственно, по формулам

$$\begin{aligned} f_{PL} &= \langle \hat{c}_{PL}^+ \hat{c}_{PL} \rangle = \sin \varphi_{b\alpha}^*; \quad f'_{PL} - f_{PL} = 1; \quad \varepsilon_{PL}^* = f'_{PL} \varepsilon_{PL}; \\ f_{PLC} &= \langle \hat{c}_{PLC}^+ \hat{c}_{PLC} \rangle = N_{b\alpha}^*; \quad f'_{PLC} - f_{PLC} = 1; \quad N_{SPL} = 2f'_{PLC} + \bar{n}_{f\nu}. \end{aligned} \quad (13)$$

Численное значение энергии PL равно  $2\varepsilon_{PL}^* = 1449.671381 \text{ мэВ}$ . Учет процесса рассеяния фотонов на фонах приводит к числу квантов SPL равному  $N_{SPL} = 144.0697269$ , которое практически совпадает с числом квантов  $f_{rc}$  из (4), (5) для основного конденсатного состояния реликтовых фотонов. Это указывает на то, что для частиц суперджета наблюдается SPL.

### Литература

1. Dichiaro S, Gropp J.D., Kennea J.A. et.al. // The Astronomer's Telegram. 15650: 1. 2022.
2. Zhi-Chao Zhao, Yong Zhou, Sai Wanga et.al. // arXiv:2210.10778v3 [astro-ph.HE]. 29 Jan 2023
3. Абрамов В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 1. С. 138.
4. Абрамов В.С. // Вестник ДонНУ. Сер. А: Естественные науки. 2018. № 1. С. 55.
5. Абрамов В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 7. С. 1047.
6. Abramov V.S. // In book Springer Proceedings in Complexity 14th Chaotic Modeling and Simulation International Conference, (Eds. C.H. Skiadas, Y. Dimotikalos). Springer Nature Switzerland AG 2022. P. 1.
7. Абрамов В.С. // Вестник ДонНУ. Сер. А: Естественные науки. 2021. № 3. С. 16.
8. Абрамов В.С. // Вестник ДонНУ. Сер. А: Естественные науки. 2022. № 1. С. 66.
9. Абрамов В.С. // Вестник ДонНУ. Сер. А: Естественные науки. 2023. № 1. С. 58.

## GAMMA RAY BUST AND TRANSITION SIGNALS IN MODELS OF FRACTAL COSMOLOGY

V.S. Abramov<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Donetsk Institute of Physics and Technology*

*283048, Donetsk, st. Roza Luxembourg, 72*

\*e-mail: vsabramov2018@gmail.com

Theoretically, the main parameters of a gamma ray burst (GRB 221009A) and a relativistic superjet, resulting from a supernova explosion are established. The main parameters (characteristic energies, wavelengths, densities) of the Fermi and Bose type particles included in the superjet are estimated. The presence of condensate states of relic photons has been established. The contributions from the stochastic background and the process of photon scattering on phonons, and photoluminescence energies are estimated. It is shown, that the presence of condensate states leads to the phenomenon of photoluminescence.

**Key words:** gamma ray bursts, binary black holes and neutron stars, Higgs boson, relic photons, relativistic jets, photon luminescence, superphotoluminescence, fractal cosmology.

# МОЙ УЧИТЕЛЬ ПРОФЕССОР У.Х. КОПВИЛЛЕМ И ЕГО НАУЧНОЕ НАСЛЕДИЕ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ КОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ НА КВАЗИЧАСТИЦАХ

В.С. Абрамов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
«Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»  
283048, г. Донецк, ул. Розы Люксембург, 72  
\*e-mail: vsabramov2018@gmail.com*

Рассмотрены некоторые особенности когерентных эффектов типа бозонных эха, лавины на квазичастицах. Современные экспериментальные исследования подтверждают научную дальновидность профессора У.Х. Копвиллема и дают возможность развития теории когерентных эффектов на квазичастицах типа легкого и тяжелого бозона Хиггса.

**Ключевые слова:** когерентные эффекты типа бозонных эха, лавины на квазичастицах, квазичастицы типа легкого и тяжелого бозона Хиггса, составные частицы, гамма-всплески, тетранейтронный резонанс, нейтрино, стохастический фон.

В настоящее время большой интерес представляют задачи создания новых теоретических моделей для описания фрактальных квантовых систем [1, 2], новых материалов с фрактальной структурой и использование их в качестве элементной базы (например, датчиков) в квантовой электронике, а также для изучения быстротекущих физических и химических процессов [3], процессов рассеяния элементарных частиц, потоков частиц (релятивистских джетов) на когерентных мишенях [4]. Это связано с тем, что экспериментально сигналы наблюдаются на стохастическом фоне. При этом необходим учет процессов распада нейтронов на пары электрон-протон и нейтрино [5], появления сверхбезызлучательных состояний бозонных полей (темных фотонов и фононов) [6], привлечение кварк-глюонной модели для описания составных частиц (типа агрегатов, кластеров) [7]. Последние эксперименты по наблюдению тетранейтронного резонанса [8], обнаружение мюонного нейтрино на БАКе [9] стимулируют необходимость таких теоретических исследований и привлечения научного наследия У.Х. Копвиллема об особенностях когерентных эффектов на квазичастицах.

Теоретически световое эхо было впервые предсказано У.Х. Копвиллемом в работе [10]. Далее У.Х. Копвиллем вместе с В.Р. Нагибаровым теоретически исследовали переходные процессы типа фононных индукции и эха [11], сверхизлучение бозонной лавины [12]. Основное внимание уделялось системе атомов и молекул, взаимодействующих через поле излучения (фотонное, фононное). В 1969 году появилась работа [13], где исследовались электрические и магнитные свойства полупроводника в поле сильной электромагнитной волны. В мае 1969 года я был студентом кафедры теоретической физики Казанского государственного университета. Для выполнения дипломной работы У.Х. Копвиллем предложил мне изучить статью [13] и выступить с докладом на семинаре в отделе квантовой акустики ФТИ КФ АН СССР. После выступления У.Х. Копвиллем утвердил мне тему дипломной работы, которая была связана с когерентными эффектами на квазичастицах в полупроводниках на переходе зона-зона. Так началась моя научная деятельность, учеба в аспирантуре под руководством У.Х. Копвиллема, защита диссертации и тесное научное сотрудничество с моим Учителем У.Х. Копвиллемом.

Совместно с У.Х. Копвиллемом в работе [14] исследована роль локальных фононных мод в высокотемпературном сегнетомагнетике-сверхпроводнике (ВТСП) и появление спонтанной деформации. Установлена возможность существования угловых состояний магнитных моментов ионов в магнитной структуре ВТСП. Предложена модель сегнетоэлектрического и сверхпроводящего фазовых переходов. Отмечено, что плазменная, магнитная, фононная и электронно-дырочная подсистемы ВТСП сильно взаимодействуют между собой, что приводит

к существованию нелинейных связанных нормальных мод, к существенной перестройке энергетического спектра квазичастиц с образованием новых ветвей. Предложено использовать микроскопическую модель, основанную на представлениях о конденсации мягких локальных колебательных мод валентных связей. Отличительной особенностью данной квантовой модели является принципиальный учет анизотропных косвенных обменных взаимодействий (внутри и межзонных) между дырочной (электронной) и ядерной подсистемами. Такой подход дает возможность описать реальную неоднородную кристаллохимическую структуру, кластеры, зарядовые и магнитные состояния, локальную спонтанную деформацию обменно связанных ионов в квазилинейных цепочках, образующих своеобразные «струны». В сочетании со спектроскопическими методами исследования предложенная модель может служить основой для проведения диагностики различных состояний ВТСП.

Дальнейшее развитие модели для установления взаимосвязей локальных параметров активных центров и основных параметров сверхпроводников выполнено на примерах металла (Pb) и ВТСП в работе [15]. Была введена предельная скорость распространения виртуальных акустических фононов, которые ответственны за появление статической спонтанной деформации. Реальные образцы ВТСП содержат ионы в различных зарядовых и магнитных состояниях, что является причиной появления набора мягких колебательных мод валентных связей, энергетические уровни которых расположены вблизи уровня Ферми внутри энергетической щели  $E_g$ . Эти уровни могут перекрываться, приводя к эффекту неоднородного уширения с образованием зон активных колебательных мод. В отличие от донорных и акцепторных уровней (мелкие уровни), в полупроводниках и диэлектриках указанные выше уровни в ВТСП можно называть глубокими уровнями, так как они расположены глубоко внутри запрещенной зоны. Мягкие колебательные моды являются нормальными колебаниями своеобразной квазиодномерной решетки (из-за направленного характера валентных связей в пространстве), в узлах которой поочередно расположены легкий электрон и тяжелая дырка (протон). Противофазные и синфазные колебания дают оптическую и акустическую моды, соответственно. При определенных температурах происходит конденсация указанных мод с образованием макроскопически заполненного основного состояния, то есть можно говорить об образовании «струны». Метастабильным состояниям соответствуют отклоненные положения струны, а при распространении даже слабой внешней звуковой волны по такой струне возможно ее открепление и когерентная релаксация в основное состояние с излучением фононов (образуется сигнал фононной лавины). Возможны также связанные состояния двух различных струн через диамагнитный ион, участвующий в косвенном анизотропном обмене. При этом характерно появление квазидвухмерных структур, квантовых точек [16]. Поле деформации таких квазидвухмерных структур представляет собой шероховатые поверхности. При этом возникает необходимость использования фрактальных методов [1, 2] для описания полей деформации таких многослойных структур и совокупности квантовых точек. Оценки энергетических щелей  $\Delta$  между ветвями активных колебательных мод при комнатной температуре дают значения порядка  $50 \div 60$  мэВ, что попадает в область гамма квантов. У.Х. Копвиллем в работе [3] высказал предположение, что перенос когерентности в рентгеновскую и гамма спектроскопию будет способствовать идея Дикке [17] о фотонной лавине, которая спонтанно возникает в квантовых системах с инверсными заселенностями энергетических уровней вне каких-либо резонаторов. Тогда в 1973 году отсутствовали экспериментальные данные о наблюдении гамма и рентгеновских лавин в лабораторных условиях, что было связано с трудностями инвертирования заселенностей энергетических уровней в квантовых системах. Однако, У.Х. Копвиллемом было отмечено, что в космических условиях такие процессы возможны. Обнаружение гамма всплесков [18], зафиксированные экспериментально в октябре 2022 года подтверждают правильность и научную дальновидность У.Х. Копвиллема о возможном появлении гамма и рентгеновских лавин в космических условиях. Для исследования таких бозонных лавин и связанных с ними фазовых переходов необходимо создание датчиков на основе новых материалов и использование методов когерентной фемтосекундной лазерной спектроскопии [19] и люминесцентной спектроскопии

[20].

В работе [21] развита полуклассическая теория когерентных эффектов световых индукций и эха на прямом межзонном переходе в полупроводниках с учетом дисперсии активных зон и величины расстройки ( $\hbar\omega - E_g$ ), где  $\hbar$  - постоянная Планка,  $\omega$  - частота возбуждающего когерентного классического прямоугольного электромагнитного импульса. Был предложен новый квазичастичный способ описания эффектов индукции и эха. Новые квазичастицы, образующиеся при мгновенном включении классического электромагнитного импульса в полупроводнике, представляют собой квантовую суперпозицию электрона и дырки. Связывание в пары электронов и дырок осуществлялось за счет обмена фотонами возбуждающего импульса. Возникающая энергетическая щель в спектре квазичастиц определяет угол поворота макроскопического дипольного момента электронно-дырочной подсистемы полупроводника. При мгновенном выключении возбуждающего импульса квазичастицы также мгновенно исчезают. Однако результат действия этих квазичастиц сохраняется в виде осциллирующего макродиполя. За процессы формирования сигналов индукции и эха здесь отвечает обратимая фазовая релаксация, для которой характерными являются механизмы расфазировки и фазировки микродиполей.

В работе [22] исследована возможность эффекта светового эха на малых металлических частицах, внедренных в диэлектрическую матрицу. Показано, что роль элементарных возбуждений в таких системах играют дипольные плазмоны, для которых получен основной гамильтониан (описывающий спектр) и гамильтониан взаимодействия с внешним электромагнитным полем. Обсуждались механизмы обратимой и необратимой релаксаций системы дипольных плазмонов. Выполнен краткий анализ эффектов типа эха в металлах.

В работе [23] предложена квантовая теория когерентных эффектов на квазичастицах в полупроводниках. Элементарными возбуждениями здесь являлись новые квазичастицы типа “частицы плюс кванты возбуждающего поля”. Когерентный распад связанной системы “частицы плюс кванты возбуждающего поля” сопровождался наведением корреляций в системе излучающих частиц, которые взаимодействуют друг с другом через поле излучения. В отличие от работы [21] в данной работе [23] за образование когерентных эффектов типа бозонных эха, лавины, переходных сигналов (нутации, сверхнутации) отвечает механизм когерентной спонтанной релаксации.

В работе [24] был предложен новый подход к описанию термодинамических свойств полупроводника при наличии конденсата фотонного поля, основанный на учете конденсатных фотонов путем проведения операции сдвига Боголюбова у поля. Основное состояние полупроводника здесь являлось сверхбезызлучательным. Элементарными возбуждениями являлись новые квазичастицы, представляющие собой сильно скоррелированные возбуждения пар электрон-дырка всего кристалла и фотона. Процессы распада новых квазичастиц и превращение их друг в друга играют основную роль при формировании когерентных эффектов типа бозонных эха, лавины, переходных сигналов (нутации, сверхнутации).

Научная дальновидность моего Учителя профессора У.Х. Копвиллема нашла подтверждение в современных экспериментальных работах [8, 9, 18], связанных с обнаружением гамма-всплесков, тетранейтронного резонанса, мюонного нейтрино. С другой стороны, теоретические модели [1, 2, 5-7] позволяют установить связи с квазичастицами типа легкого и тяжелого бозона Хиггса, что является предметом создания новой физики на основе бозона Хиггса и поля Хиггса.

### Литература

1. Abramov V.S. // Applied Non-Linear Dynamical Systems. 2014. V. 93. P. 337.
2. Abramov V.S. // CMSIM Journal. 2017. No 1. P. 3.
3. Копвиллем У.Х. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. № 10. С. 2010.
4. Копвиллем У.Х. // // В кн. Гравитация. Изд-во «Наукова думка», Киев. 1972. С. 100.
5. Абрамов В.С. // Вестник ДонНУ. Сер. А: Естественные науки. 2023. № 1. С. 58.
6. Абрамов В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84, № 3. С. 371; Abramov V.S. // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 3. P. 284.

7. Abramov V.S. // In book Springer Proceedings in Complexity 15th Chaotic Modeling and Simulation International Conference, (Eds. C.H. Skiadas, Y. Dimotikalis). Springer Nature Switzerland AG 2023. P. 1.
8. Duer M., Aumann T., Gernhäuser R. et al. // Nature. 2022. No 606. P. 678.
9. Albanese R. et al. SND@LHC Collaboration // Phys. Rev. Lett. V. 131, 031802. 19 July 2023.
10. Копвиллем У.Х. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1333.
11. Нагибаров В.Р., Копвиллем У.Х. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. № 4. С. 936.
12. Нагибаров В.Р., Копвиллем У.Х. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 312.
13. Галицкий В.М., Гореславский С.П., Елесин В.Ф. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 1. С. 207.
14. Абрамов В.С., Копвиллем У.Х. // Изв. ВУЗов. Сер. Физ. 1993. Т. 36. № 7. С. 5.
15. Абрамов В.С. // Физика низких температур. 1996. Т. 22. № 5. С. 531.
16. Абрамов В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81, № 5. С. 625; Abramov V.S. // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 5. P. 579.
17. Dicke R.H. // Phys. Rev. 1954. V. 93. No 1. P. 99.
18. Dichiara S, Gropp J.D., Kennea J.A. et.al. // The Astronomer's Telegram. 15650: 1. 2022.
19. Самарцев В.В., Никифоров В.Г. Фемтосекундная лазерная спектроскопия. М.: Тровант, 2017. 401 с.
20. Каримуллин К.Р., Аржанов А.И., Наумов А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. №12. С. 1581; Karimullin K.R., Naumov A.V., Arzhanov A.I. // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No 12. P. 1396.
21. Абрамов В.С., Копвиллем У.Х. // Оптика и спектроскопия. 1973. Т. 35. № 6. С. 1143.
22. Абрамов В.С., Копвиллем У.Х. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. № 10. С. 2198.
23. Абрамов В.С., Копвиллем У.Х. // В кн. Ядерный квадрупольный резонанс. Калининград. 1976. № 1. С. 134.
24. Абрамов В.С., Забелина В.С., Копвиллем У.Х. // В кн. Когерентные методы в акустических и оптических измерениях. Владивосток. ДВНЦ АН СССР. 1981. С. 58.

## MY TEACHER PROFESSOR W.H. COPWILLEM AND HIS SCIENTIFIC HERITAGE ABOUT THE FEATURES OF COHERENT EFFECTS ON QUASIPARTICLES

V.S. Abramov<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Donetsk Institute of Physics and Technology  
283048, Donetsk, st. Roza Luxembourg, 72  
\*e-mail: vsabramov2018@gmail.com*

Some features of coherent effects such as bosonic echoes and avalanches on quasiparticles are considered. Modern experimental studies confirm the scientific foresight of Professor W.H. Copwillem and make it possible to develop the theory of coherent effects on quasiparticles such as the light and heavy Higgs boson.

**Key words:** coherent effects such as bosonic echoes, avalanches on quasiparticles, quasiparticles like the light and heavy Higgs boson, composite particles, gamma-ray bursts, tetra-neutron resonance, neutrino, stochastic background.

## УПРАВЛЯЕМАЯ РАМАНОВСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ С ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ МОД В ТЕЛЛУРИТНЫХ МИКРОСФЕРАХ

Е.А. Анашкина<sup>1,\*</sup>, А.В. Андрианов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46  
\*e-mail: elena.anashkina@gmail.com*

Диэлектрические микрорезонаторы с модами шепчущей галереи с огромными добротностями и малыми объемами мод предоставляют уникальные возможности управления свойствами когерентного света. Использование новых материалов расширяет возможности таких фотонных устройств. Мы экспериментально и теоретически исследовали различные стационарные режимы каскадной рамановской генерации в теллуридных микросферах, в том числе, нетривиальные режимы с управляемым переключением рамановских длин волн в 1м и 2м каскадах при изменении параметров накачки. Максимально достигнутая в эксперименте рамановская длина волны во 2м каскаде составила 2.01 мкм при накачке на 1.57 мкм. Также теоретически показана возможность генерации каскадного излучения до 4го порядка (на 3.59 мкм). Экспериментально реализовано термо-оптическое включение/выключение рамановской генерации.

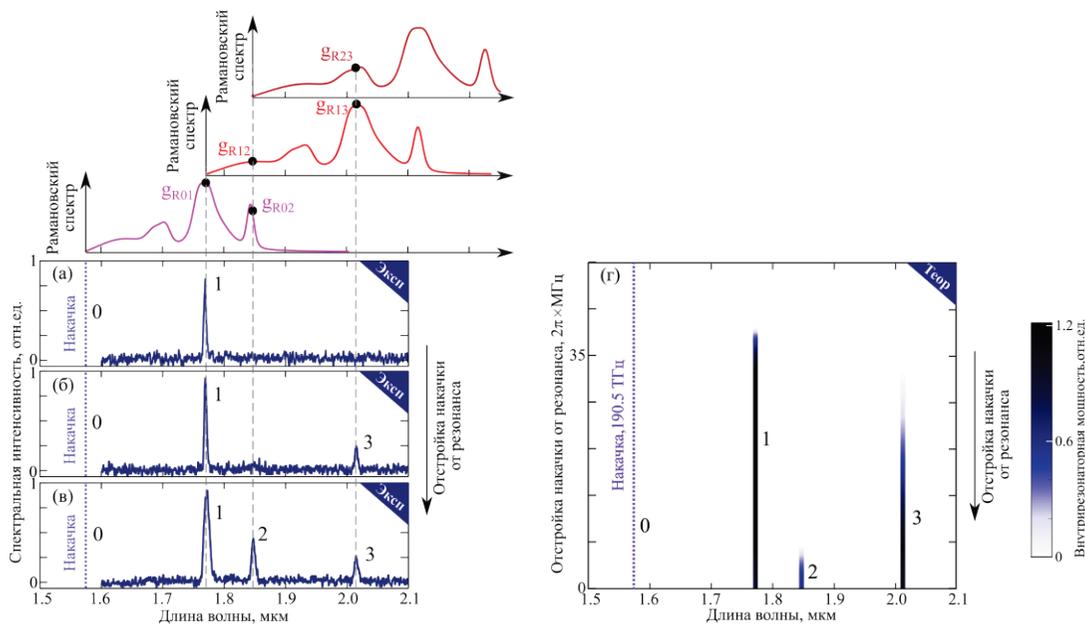
**Ключевые слова:** оптические микрорезонатор, микросфера, моды шепчущей галереи, теллуридные стекла, рамановская нелинейность, микролазер, переключение мод.

Интерес к оптическим диэлектрическим микрорезонаторам с модами шепчущей галереи (МШГ) возрастает с каждым годом. Они обладают огромной добротностью ( $10^5$ - $10^{10}$ ) и сильной локализацией полей мод, что позволяет даже при очень малых мощностях непрерывной накачки (порядка 0.1-1 мВт) реализовывать в них разнообразнейшие нелинейные и даже квантовые эффекты [1]. Их уникальные свойства находят широчайшие применения в исследованиях фундаментальных физических явлений и в различных высокотехнологичных приложениях: оптическом переключении и фильтрации, обужении линии генерации, высокочувствительных микро-сенсорах и др. Лазеры на излучательных переходах и рамановские лазеры представляют особый интерес, в том числе, с точки зрения детектирования биомаркеров и вирусов. Рамановские микролазеры могут генерировать на длинах волн во всем диапазоне прозрачности материала (при наличии соответствующих источников накачки), в отличие от микролазеров на излучательных переходах. Кроме того, динамика внутрирезонаторного излучения под действием рамановского рассеяния может быть весьма богатой и сложной, и ее понимание очень важно с прикладной и фундаментальной точек зрения. Использование новых материалов расширяет возможности микрорезонаторов [1], в том числе, с использованием рамановских эффектов.

В качестве материалов для изготовления микрорезонаторов с модами шепчущей галереи (МШГ) с целью реализации в них нелинейно-оптических, в том числе, рамановских эффектов огромный интерес представляют вольфрам-теллуридные стекла  $\text{TeO}_2$ - $\text{WO}_3$ - $\text{La}_2\text{O}_3$  (TWL). Эти стекла обладают подходящими физико-химическими свойствами, устойчивы против кристаллизации, могут быть изготовлены с рекордно низким содержанием примесей и гидроксильных групп. Их нелинейный показатель преломления  $n_2$  в 30 раз выше, чем  $n_2$  кварцевого стекла. Но, что наиболее важно в данной работе, рамановская функция отклика TWL стекол имеет три ярко выраженных максимума (вблизи 14 ТГц, 21 ТГц и 27 ТГц, причем абсолютный максимум расположен около 21 ТГц). Особый вид рамановских спектров позволил нам впервые наблюдать переключаемые режимы каскадной рамановской генерации с учетом нелинейного взаимодействия мод, генерируемых вблизи 2го и 3го максимумов в первом и втором каскадах [2].

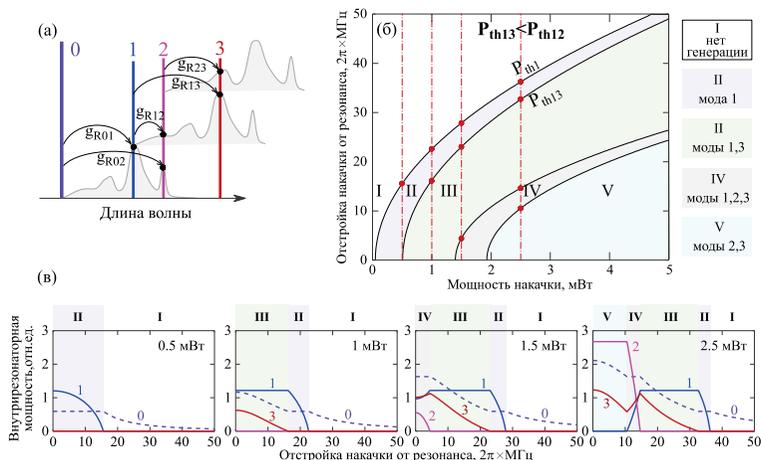
Мы изготовили микросферы из специального высоко нелинейного TWL стекла с добротностями  $\sim 2.5 \times 10^7$ , в которых реализовали различные режимы рамановской генерации. В микросфере диаметром 30 мкм при накачке на 1.57 мкм (190.5 ТГц) была экспериментально

достигнута рамановская длина волны 2.01 мкм во втором каскаде [2]. Экспериментально исследованы различные стационарные режимы каскадной генерации, в том числе, режим с переключением рамановских длин волн при изменении параметров накачки. При большой отстройке частоты накачки от точного резонанса происходила генерация рамановской волны только в первом каскаде на длине волны 1.77 мкм вблизи абсолютного максимума функции отклика (рис. 1(а)); при уменьшении отстройки достигался порог генерации волны во втором каскаде на 2.01 мкм (рис. 1(б)); при дальнейшем уменьшении отстройки достигался порог генерации волны на 1.85 мкм в первом каскаде вблизи локального максимума рамановской функции, после чего все три рамановские волны (в первом каскаде на 1.77 и 1.85 мкм и во втором каскаде на 2.01 мкм) генерировались одновременно (рис. 1(в)) [2].



**Рис. 1.** Каскадная рамановская генерация в TWL микросфере. Экспериментальные (Эксп) спектры при различных значениях отстройки частоты накачки от резонанса, демонстрирующие переключение между стационарными режимами рамановской генерации: (а) генерация моды 1 в первом каскаде; б) одновременная генерация моды 1 в первом каскаде и моды 3 во втором каскаде; в) одновременная генерация в модах 1 и 2 в первом каскаде и в моде 3 во втором каскаде. (г) Теоретически смоделированные (Теор) переключаемые спектры в зависимости от частоты отстройки, качественно согласующиеся с экспериментальными данными. Функции рамановского отклика, иллюстрирующие взаимодействие между модами, показаны сверху темно-красной, красной и пурпурной кривыми.

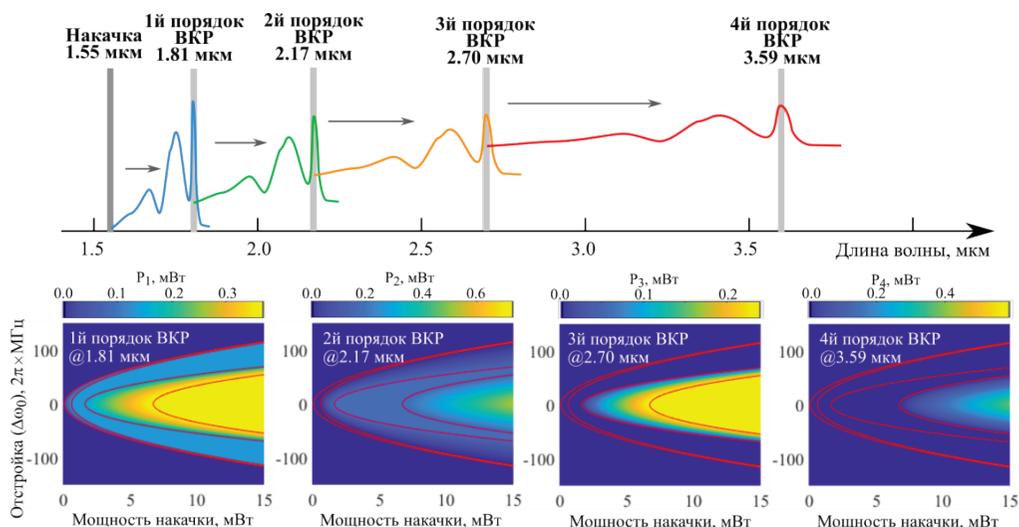
В численном моделировании в рамках уравнения Луджиато-Лефевра были достигнуты режимы стационарной генерации, соответствующие экспериментальным результатам. Для объяснения и более глубокого понимания наблюдаемых нелинейных процессов была построена аналитическая модель с рамках теории связанных мод, учитывающая конкуренцию мод и их взаимодействие как с волной накачки, так и между собой за счет вынужденного рамановского рассеяния [2]. В рамках аналитической модели было получено объяснение наблюдаемым экспериментальным эффектам (рис. 1(г)), и, более того, аналитически исследованы нетривиальные режимы с управляемым переключением мод, которые могут наблюдаться в системы [2]. Были построены диаграммы режимов рамановской генерации и рассчитаны мощности рамановских волн в зависимости от мощности накачки и частоты отстройки (рис. 2) [2].



**Рис. 2.** Теоретический анализ каскадной рамановской генерации с переключением мод в TWL микросфере в рамках модели связанных мод. (а) Схема рамановского взаимодействия между модами (0 – накачка). Серым цветом показана модельная функция рамановского отклика. (б) Диаграмма, показывающая различные стационарные состояния рамановской генерации для случая, когда порог для моды 3 ниже, чем для моды 2 ( $P_{th13} < P_{th12}$ ): I – нет генерации; II – генерация в моде 1; III – генерация в модах 1 и 3; IV – генерация в модах 1, 2 и 3; V – генерация в модах 2 и 3. Вертикальные штрихпунктирные линии соответствуют постоянным мощностям накачки, а точки показывают границы между областями. (в) Внутррезонаторные мощности в модах 1, 2 и 3 зависимости от отстройки частоты накачки при мощностях накачки 0.5, 1, 1.5 и 2.5 мВт (соответствуют вертикальным линиям на рис. (б)).

Теоретически в рамках теории связанных мод исследованы возможности каскадной рамановской генерации в среднем ИК диапазоне в микросфере из стекла  $TeO_2-WO_3-Bi_2O_3$  (TWB), для которого наибольший коэффициент рамановского усиления, в 120 раз превосходящий коэффициент для кварцевого стекла, достигается вблизи 3го максимума функции отклика около 27.5 ТГц (в отличие от TWL с абсолютным максимумом около 21 ТГц и вдвое более слабым максимумом вблизи 27 ТГц) [3]. В разработанной модели из-за особенностей функции отклика в TWB микросфере происходит генерация только одной волны в каждом каскаде и не наблюдается сложная нелинейная динамика с конкуренцией и переключением мод. Результаты численного моделирования демонстрируют возможности каскадной генерации до 4го порядка на длинах волн 1.81 мкм, 2.17 мкм, 2.70 мкм и 3.59 мкм для 1-го, 2-го, 3-го и 4-го рамановских порядков соответственно при непрерывной накачке на длине волны 1.55 мкм (рис. 3). В системе не ожидается генерация волн 5го и более высоких порядков из-за больших потерь резонаторов на соответствующих длинах волн, обусловленных высокими потерями стекла. Рассчитана диаграмма пороговых мощностей, а также выходные мощности рамановских волн в зависимости от мощности накачки и отстройки ее частоты (рис. 3).

Мы также экспериментально продемонстрировали надежный, простой и дешевый способ термо-оптического управляемого включения/выключения рамановской генерации в TWL микросфере с помощью вспомогательного лазерного диода. При постоянно работающем узкополосном лазере накачки на 1.55 мкм включение/выключение 405-нм диода приводило к выключению/включению рамановской генерации из-за эффекта затягивания мод. Ранее данный способ был реализован нами для включения/выключения лазерной генерации в теллуридной микросфере, легированной ионами эрбия [4].



**Рис. 3.** Верхний ряд – схема рамановского преобразования длин волн при каскадной генерации в TWB микросфере. Нижний ряд – теоретически рассчитанные мощности для различных каскадов рамановской (ВКР) генерации до 4го порядка включительно 100-мкм микросфере с добротностью  $10^7$  при накачке на длине волны 1.55 мкм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-72-10188-П.

### Литература

1. Kovach A., Chen D., He J. et al., // Adv. Opt. Photonics. 2020. V. 12. P. 135.
2. Anashkina E.A., Andrianov A.V. // ACS Photonics. 2023. V. 10. P. 1485.
3. Okhrimchuk A.G., Yatsenko Y.P., Smayev M.P. et al. // Opt.Mater.Express. 2018. V. 8. P. 3424.
4. Andrianov A.V., Anashkina E.A. // Opt. Lett. 2022. V. 47. P. 2182.

## CONTROLLED RAMAN GENERATION WITH MODE SWITCHING IN TELLURITE MICROSPHERES

E.A. Anashkina<sup>1,\*</sup>, A.V. Andrianov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences  
603950, Russia, Nizhny Novgorod, 46 Ulyanov Street

\*e-mail: elena.anashkina@gmail.com

Whispering gallery mode dielectric microresonators with huge Q-factors and small mode volumes provide unique capabilities for controlling properties of coherent light. The use of new materials expands the possibilities of photonic devices. We experimentally and theoretically investigated various steady-state regimes of cascade Raman generation in tellurite microspheres, including nontrivial regimes with controlled switching of Raman wavelengths in the 1st and 2nd cascades with varying pump parameters. The maximum wavelength achieved in the experiment in the 2nd cascade was 2.01 μm with pump at 1.57 μm. The possibility of generating cascade Raman radiation up to the 4th order (at 3.59 μm) is also theoretically shown. The thermo-optical on/off switching of Raman generation was experimentally implemented.

**Key words:** optical microresonator, microsphere, whispering gallery modes, tellurite glasses, Raman nonlinearity, microlaser, mode switching.

# ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ КВАНТОВОГО СЖАТИЯ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

А.В. Андрианов<sup>1,\*</sup>, Е.А. Анашкина<sup>1</sup>, Н.А. Калинин<sup>2</sup>, А.А. Сорокин<sup>1</sup>, Г. Лойхс<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46*

<sup>2</sup>*Max Planck Institute for the Science of Light  
91058 Erlangen, Germany*

\*e-mail: alex.v.andrianov@gmail.com

Одним из основных применений сжатого света является повышение чувствительности интерферометрических измерений лучше стандартного квантового предела. Несмотря на многочисленные демонстрации повышения чувствительности интерферометров с помощью сжатых вакуумных состояний, до недавнего времени не сообщалось об экспериментальной демонстрации использования для этих целей ярких сжатых состояний, получаемых за счет эффекта Керра. Мы предложили и реализовали способ повышения чувствительности интерферометра с использованием сжатого света, генерируемого в керровской среде. В демонстрационном эксперименте с использованием высокостабильной волоконной системы для генерации сжатого света продемонстрировано повышение чувствительности на 4 дБ.

**Ключевые слова:** квантовый сжатый свет, высокочувствительные интерферометрические измерения, нелинейные световоды.

Среди различных применений неклассических состояний света измерения с чувствительностью лучше стандартного квантового предела являются одними из наиболее известных. Квантовые сжатые состояния света, необходимые для таких измерений, были впервые обнаружены в 1985 году [1] и с тех пор используются во все более совершенных установках. В настоящее время сжатый свет используется для таких высокочувствительных измерений, как детектирование гравитационных волн [2]. Хотя сжатые состояния света были получены в различных оптических системах, до сих пор для повышения фазовой чувствительности оптических интерферометров использовались только сжатые вакуумные состояния, генерируемые в процессе параметрического преобразования с понижением частоты. Яркие сжатые состояния, генерируемые в средах с керровской нелинейностью, не использовались для интерферометрии, поскольку распределение неопределенности в фазовом пространстве для этих состояний наклонено относительно среднего значения амплитуды так, что эти состояния не являются сжатыми ни по фазовой, ни по амплитудной квадратурам. Тем не менее, такие состояния представляют большой интерес, поскольку существует удобный способ генерировать их с помощью нелинейных волокон. При этом не требуется выполнения условий фазового синхронизма (в отличие от параметрического преобразования в квадратичных средах) и можно обеспечить большую длину взаимодействия. Степень сжатия может достигать значительного уровня благодаря высокой локализации поля в волокне и большой длине взаимодействия. Более того, в солитонном режиме можно поддерживать высокую пиковую мощность по всей длине волокна. В данной работе представлена стабильная полностью волоконная система для генерации квантового сжатого света, а также продемонстрировано повышение интерферометрической чувствительности выше стандартного квантового предела с использованием сжатых в керровской среде состояний.

Один из способов упрощения работы с керровски-сжатыми состояниями заключается в создании состояния со сжатием флуктуаций состояния поляризации. Это достигается путем объединения двух керровски-сжатых пучков в ортогональных поляризациях. В поляризационно-сжатом состоянии флуктуации одного конкретного параметра Стокса меньше, чем в когерентном состоянии с тем же средним состоянием поляризации и интенсивности. Подготовить это состояние можно при распространении двух импульсов в поляризационных

модах нелинейного волокна, сохраняющего поляризацию. Однако в данной схеме необходимо компенсировать разницу групповой задержки между модами. Наибольшее сжатие в оптических волокнах до сих пор было достигнуто при использовании этого подхода [3], где для компенсации групповой задержки использовалась достаточно сложная схема с системой стабилизации и обратной связи. В данной работе мы усовершенствовали эту идею и устранили необходимость в компенсаторе групповых задержек [4]. Для этого волокно разделено на две половины и сварено с поворотом на  $90^\circ$  вокруг своей оси в точке сварки. В этой системе любая групповая задержка, возникающая в первой половине волокна, компенсируется во второй половине. Таким образом, сжатое состояние полностью генерируется внутри волокна, что значительно снижает сложность системы и делает ее гораздо более стабильной.

Используя этот источник сжатого света, мы предложили способ повысить чувствительность интерферометрических измерений. Отметим, что простая попытка улучшить чувствительность в стандартном интерферометре Маха-Цендера с помощью добавления кубичной нелинейной среды в обоих плечах для получения сжатия оказывается неудачной. В конфигурации, в которой возможно уменьшение уровня квантового шума за счет сжатия, также происходит уменьшение чувствительности к полезному сигналу из-за наклона сжатого распределения в фазовом пространстве. Для преодоления этой проблемы мы предложили добавить дополнительное преобразование мод внутри интерферометра с помощью добавления еще одного делителя пучка (что эквивалентно преобразованию базиса). Это фактически делит интерферометр на две части: часть для генерации сжатия и сенсорную часть. При правильном изменении базиса любая разница в длине плеч, возникающая в сенсорной части интерферометра, смещает распределение неопределенности в направлении сжатия. Таким образом, детектируемый квантовый шум уменьшается без изменения величины сигнала, а отношение сигнал/шум увеличивается.

Мы реализовали повышение чувствительности интерферометра с помощью керровски-сжатого света в демонстрационном эксперименте [5]. Экспериментальная установка представлена на рис. 1.

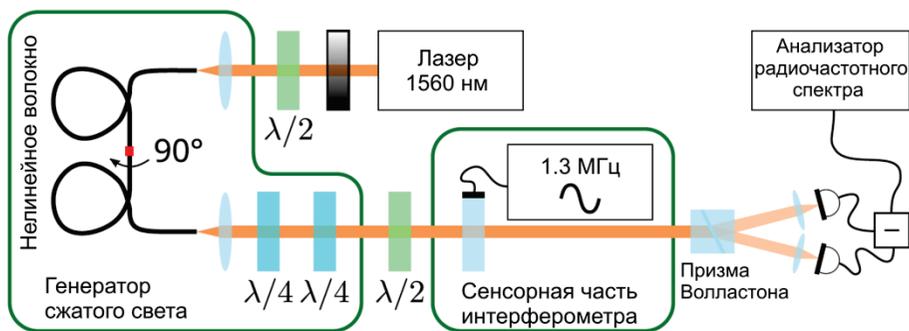
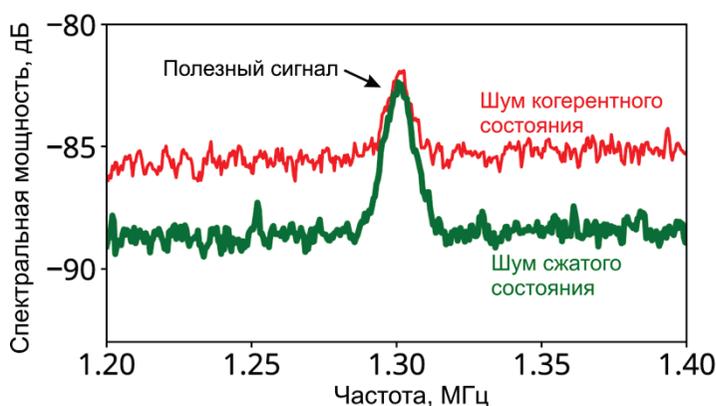


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Мы рассмотрели поляризационный интерферометр, в котором плечи соответствуют двум ортогональным линейным поляризационным модам волокна. В качестве источника излучения используется фемтосекундный лазер (длительность импульсов 200 фс) на длине волны 1560 нм. Лазер имеет шум на уровне стандартного квантового предела на интересующих частотах. Импульсы ослабляются до 160 пДж, поляризация устанавливается диагональной относительно осей волокна, сохраняющего поляризацию. Дисперсия волокна аномальная  $-10.5 \text{ ps}^2/\text{км}$ , нелинейность  $3 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ . Волокно имеет сварку посередине с поворотом осей на  $90^\circ$  для компенсации разницы групповой задержки в поляризационных модах. После волокна средняя поляризация импульса подстраивается до круговой с помощью двух четвертьволновых пластинок. Данная часть схемы генерирует сжатый свет в двух поляризационных модах. Степень сжатия составляет более 5 дБ. Генерация была стабильной в течение нескольких дней без подстроек, что обеспечивается волоконным форматом системы для генерации сжатого

света. Последующая часть схемы моделирует сенсорную часть интерферометра с улучшенной чувствительностью. Необходимое для улучшения чувствительности изменение базиса (поворот всех состояний на сфере Пуанкаре) достигается с помощью полуволновой пластинки. В качестве элемента, моделирующего разность плеч интерферометра, используется стеклянная пластина с закрепленным на одной стороне пьезоэлектрическим преобразователем. Преобразователь оказывает давление на пластину, что приводит к наведению небольшого двулучепреломления, вносящего разность фаз между плечами интерферометра, которая и является полезной измеряемой величиной в нашем демонстрационном эксперименте. Модуляция пьезоэлектрического преобразователя осуществляется на частоте 1.3 МГц. Измерение выходного состояния осуществляется с помощью двух балансных детекторов и анализатора радиочастотного спектра. Измеряются флуктуации одного из параметров Стокса, который соответствует сжатой оси распределения неопределенности на сфере Пуанкаре. Измеренные спектры флуктуаций и полезного сигнала при использовании в сенсорной части интерферометра когерентного и сжатого состояний света показаны на рис. 2.



**Рис. 2.** Радиочастотные спектры измеренных флуктуаций параметра Стокса при использовании в сенсорной части интерферометра когерентного состояния (верхняя кривая) и сжатого состояния (нижняя кривая).

Спектральный пик на частоте 1.3 МГц соответствует полезному сигналу, а фон определяется квантовым шумом. Мощность сигнала практически одинакова при использовании сжатого и когерентного состояний, тогда как уровень шума намного ниже при использовании сжатого света. Улучшение отношения сигнал/шум при использовании сжатого состояния составляет  $4 \pm 0.5$  дБ. В принципе, при уменьшении дополнительных потерь в сенсорной части максимально достижимое значение улучшения отношения сигнал/шум должно быть равно величине сжатия. Мы предполагаем, что за счет оптимизации параметров системы, таких как энергия и длительность импульса, длина волокна и его состав, это значение можно существенно улучшить.

Следует отметить, что с использованием сжатого вакуумного состояния недавно были продемонстрировано впечатляющее увеличение интерферометрической чувствительности на уровне 10 дБ [6]. Тем не менее, все предшествующие работы использовали для генерации сжатого света квадратичные среды, тогда как в нашей работе использована кубичная нелинейная среда. Мы предполагаем, что наша новая схема претерпит такое же развитие с заметными улучшениями, как и предшествующие схемы на основе квадратичной нелинейности. Присущая керровскому сжатию простота вполне может быть преимуществом для приложений. Мы считаем, что предложенная концепция интерферометра хорошо совместима с нанофотонными волноводными интегрированными платформами на основе материалов с высокой керровской нелинейностью и низкими потерями, таких как нитрид кремния. Для таких платформ разработаны все ключевые блоки для построения

интерферометров (волноводные разветвители и сумматоры и т. д.), а также была продемонстрирована возможность генерации квадратурного сжатого света [7].

### Литература

1. Slusher R.E., Hollberg L.W., Yurke B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2409.
2. Acernese G., Agathos M., Aiello L. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. P. 231108.
3. Corney J.F., Heersink J., Dong R. et al. // Phys. Rev. A. 2008. V. 78. P. 023831.
4. Kalinin N., Dirmeier T., Sorokin A.A. et al. // Adv. Quantum. Technol. 2023. V. 6. P. 2200143.
5. Kalinin N., Dirmeier T., Sorokin A.A. et al. // Nanophotonics. 2023. V. 12. P. 2945.
6. Zander J., Rembe C, Schnabel R. // Quant. Sci. Technol. 2022. V. 8. P. 01LT01.
7. Dutt A, Miller S., Luke K. et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 223.

## ENHANCING SENSITIVITY OF INTERFEROMETRIC MEASUREMENTS USING QUANTUM SQUEEZING IN KERR NONLINEAR MEDIUM

A.V. Andrianov<sup>1</sup>, E.A. Anashkina<sup>1</sup>, N. Kalinin<sup>2</sup>, A.A. Sorokin<sup>1</sup>, G. Leuchs<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences  
603950, Russia, Nizhny Novgorod, 46 Ulyanov Street*

<sup>2</sup>*Max Planck Institute for the Science of Light  
91058 Erlangen, Germany*

\*e-mail: alex.v.andrianov@gmail.com

One of the main applications of squeezed light is to increase the sensitivity of interferometric measurements beyond the quantum shot-noise limit. Despite numerous demonstrations of increasing the sensitivity of interferometers using squeezed vacuum states, until recently no experimental demonstration using bright squeezed states obtained due to the Kerr effect for this purpose has been reported. We proposed and implemented a method for increasing the sensitivity of the interferometer using squeezed light generated in a Kerr medium. In a proof-of-concept experiment using a highly stable fiber system to generate squeezed light a 4 dB increase in sensitivity was demonstrated.

**Key words:** squeezed light, highly sensitive interferometric measurements, nonlinear optical fibers

# БЫСТРАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ТРЕХУРОВНЕВОМ АТОМЕ В РЕЗОНАТОРЕ

Ю.А. Харламова<sup>1</sup>, Н.М. Арсланов<sup>1,\*</sup>, С.А. Моисеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Казанский квантовый центр, КНИТУ-КАИ

420111 г. Казань, ул. К. Маркса, 10

\*e-mail: narkis@yandex.ru

Анализируются возможности реализации протокола быстрой однофотонной квантовой памяти на атоме в интегральной резонаторной схеме. В условиях влияния атомной релаксации и потерь резонатора находятся оптимальные параметры протокола, позволяющие максимально повысить эффективность сохранения однофотонного волнового пакета с гауссовой временной модой.

**Ключевые слова:** быстрая квантовая память в интегральной схеме, нанофотоника.

Квантовая память является базовым устройством для универсального квантового компьютера и квантовых коммуникаций на большие расстояния. Простой интегральной ячейкой квантовой памяти для однофотонных полей может выступать высокодобротный резонатор с трехуровневым атомом, соединенный с оптическим волноводом [1-5]. В такой схеме памяти можно реализовывать адиабатический и неадиабатический (быстрый) режимы сохранения однофотонного волнового пакета. В настоящее время ведутся экспериментальные работы по реализации быстрой квантовой памяти [2], эффективность которой пока остается ниже 8%. Теоретические расчеты, учитывающие релаксационные и резонаторные потери, показывают максимальную эффективность не выше 62% в адиабатическом режиме и 25% для неадиабатического режима работы [3] для экспериментально реализуемых параметров. Для повышения эффективности памяти мы развиваем подход к оптимизации параметров изучаемой схемы памяти на основе аналитического решения и выполнения условия минимизации отражения фотона от ячейки квантовой памяти [5]. Благодаря такому подходу и учитывая реальные значения релаксационных и резонаторных потерь, мы определили параметры системы, при которых эффективность памяти может достигать 74% в адиабатическом и 42% в неадиабатическом режиме.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, рег.№ НИОКТР 121020400113-1.

## Литература

1. Reiserer A., Rempe G. // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87, p. 1379
2. Macha T., Uruñuela E., Alt W. et.al.// Phys. Rev. A., 2020. V. **101**, pp.053406-5.
3. Giannelli L., Schmit T., Calarco T. et al. // New J. Phys. 2018. V. 20. P.105009.
4. Arslanov N.M., Andrianov S.N., Kharlamova Y.A., Moiseev S.A. // Proc.SPIE 2022, V. **12157**, pp. 666-672.
5. Kharlamova Yu.A., Arslanov N.M., Moiseev S.A. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2022. V. **86**, pp. 1507–1510.

## FAST QUANTUM MEMORY ON A THREE-LEVEL ATOM IN A RESONATOR

Yu. Kharlamova<sup>1</sup>, N. Arslanov<sup>1,\*</sup>, S. Moiseev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Kazan National Research Technical University, Kazan quantum center,  
420111 Kazan, 10 K. Marksa St.*

\*e-mail: narkis@yandex.ru

The possibilities of implementing the protocol of fast single-photon quantum memory on an atom in an integrated resonator circuit are analyzed. Under the influence of atomic relaxation and resonator losses, optimal protocol parameters are found that allow maximizing the storage efficiency of a single-photon wave packet with a Gaussian time mode.

**Keywords:** fast quantum memory in integrated circuit, nanophotonics.

# РЕЗОНАНСЫ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ, ДЕТЕКТИРУЕМЫЕ МЕТОДОМ РЭМСИ В ЯЧЕЙКАХ С ПАРАМИ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

Г.В. Волошин<sup>1,\*</sup>, А.Н. Литвинов<sup>1</sup>, К.А. Баранцев<sup>1</sup>, А.П. Аммосов<sup>1</sup>, А.С. Курапцев<sup>1</sup>,  
И.М. Соколов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (СПбПУ)  
ул. Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург, 195251  
\*e-mail: gavrilvsh@gmail.com*

Явление когерентного пленения населенностей находит приложения в различных практических областях, в частности, благодаря крайне узкой частотной ширине своего резонанса. Метод детектирования Рэмси позволяет добиться дополнительного сужения данного резонанса благодаря импульсному возбуждению. Известно, что для корректного теоретического описания процесса возбуждения данного резонанса зачастую недостаточно рассмотрения простой трехуровневой лямбда-схемы, а необходим учет «реальной» структуры атомных уровней. В данной работе построена теория детектирования резонанса когерентного пленения населенностей методом Рэмси в горячих ячейках, учитывающая магнитную структуру атомных уровней. В результате показана возможность интерференции различных каналов возбуждения резонансов Рэмси, наблюдаемая при варьировании величины магнитного поля.

**Ключевые слова:** Когерентное пленение населенностей, газовая ячейка, схема Рэмси, Зеemanовское расщепление.

Взаимодействие бихроматического лазерного излучения со средами атомов щелочных металлов при определенных условиях приводит к возникновению эффекта когерентного пленения населенностей [1, 2]. Это явление носит резонансный характер по отношению к разности частот между двумя компонентами излучения. Ширина таких резонансов оказывается значительно меньше ширины естественной линии поглощения, что во многом определяет возможность использования этого явления в таких областях, как квантовые стандарты частоты, оптические магнитометры, спектроскопические приборы высокого разрешения, устройства для обработки и хранения квантовой информации и разработка лазеров без инверсии.

В последнее время широкое распространение получил метод обнаружения КПН-резонансов с помощью импульсной накачки (метод Рэмси) [3]. Ширина резонансов при этом методе определяется исключительно временной структурой импульсных последовательностей и может быть сделана много меньше ширины резонанса КПН, регистрируемого непрерывным излучением.

Причиной явления КПН является деструктивная интерференция двух квантовых каналов возбуждения. По этой причине при теоретическом описании этого явления часто используют простые трех- и четырехуровневые лямбда модели атомного возбуждения [4, 5]. Однако известно, что учет «реальной» многоуровневой структуры атомов щелочных металлов при описании возбуждения КПН в определенных условиях приводит к существенно отличающимся результатам [6].

В данной работе на основе полуклассической теории взаимодействия света и вещества с использованием метода матрицы плотности в Вигнеровском представлении относительно поступательных степеней свободы атомов построена математическая модель взаимодействия импульсного бихроматического лазерного излучения с резонансной средой атомов щелочных металлов с учетом ненулевой температуры ансамбля и реальной (магнитной) структуры атомных уровней. На основе данной модели рассчитаны контуры резонансов КПН, регистрируемых двумя импульсами, разделенными во времени темновой паузой. Результаты расчетов сравниваются с экспериментами [7, 8]. Проанализирована зависимость формы резонансов от различных параметров атомарной среды и лазерной накачки. Обнаружена возможность интерференции различных каналов возбуждения резонансов Рэмси,

возникающих на разных магнитных подуровнях основного состояния, наблюдаемая как немонотонное изменение амплитуды резонансов при изменении внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-10004).

### Литература

1. Alzetta G.G., Gozzini A., Moi L., Orriols G. // Nuovo Cim. B 1976. V. 36(1). P. 5.
2. Arimondo E., Orriols G. // Nuovo Cim. 1976. V. 17(10). P. 333.
3. Ramsey N.F., Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 996.
4. G.V. Voloshin, K.A. Barantsev, E.N. Popov et al. // J. Exp. Theor. Phys. 2019. V. 129. P. 1.
5. G.V. Voloshin, K.A. Barantsev and A.N. Litvinov // Quantum Electron. 2022. V. 52 P. 108.
6. G. Kazakov, B. Matisov, I. Mazets, et al. // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 063408.
7. G.S. Pati, F.K. Fatemi, M. Bashkansky, S.M. Shahriar // Proc. SPIE 2011. V. 7949. Art. no. 794910
8. Z. Warren, M. S. Shahriar, R. Tripathi, G. S. Pati // Journal of Applied Physics 2018. V. 123. P. 053101.

## RESONANCES OF COHERENT POPULATION TRAPPING DETECTED BY THE RAMSEY METHOD IN CELLS WITH ALKALI ATOM PAIRS

G.V. Voloshin<sup>1,\*</sup>, A.N. Litvinov<sup>1</sup>, K.A. Barantsev<sup>1</sup>, A.P. Ammosov<sup>1</sup>, A.S. Kuraptsev<sup>1</sup>,  
I.M. Sokolov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University (SPbPU)  
Russia, 195251, St.Petersburg, Polytechnicheskaya, 29*

\*e-mail: gavriilvsh@gmail.com

The phenomenon of coherent population trapping finds applications in various practical fields, in particular, due to the extremely narrow frequency width of its resonance. The Ramsey detection method makes it possible to achieve additional narrowing of this resonance due to pulsed excitation. It is known that for a correct theoretical description of the process of excitation of a given resonance, it is often not enough to consider a simple three-level lambda scheme, but it is necessary to take into account the "real" structure of atomic levels. In this paper, we construct a theory for detecting the resonance of coherent population trapping by the Ramsey method in hot cells, which takes into account the magnetic structure of atomic levels. As a result, the possibility of interference of different channels of excitation of Ramsey resonances is shown, which is observed when varying the magnitude of the magnetic field.

**Key words:** Coherent population trapping, gas cell, Ramsey scheme, Zeeman splitting.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ПРИРОДЫ ГИГАНТСКОЙ МАЛОИНЕРЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ТГц СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ

М.С. Гусельников<sup>1,\*</sup>, А.О. Набилкова<sup>1</sup>, А.О. Исмагилов<sup>1</sup>,  
М.В. Мельник<sup>1</sup>, А.Н. Цыпкин<sup>1</sup>, С.А. Козлов<sup>1</sup>, К.-Ч. Жанг<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО

197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

<sup>2</sup>The Institute of Optics, University of Rochester

14627, Рочестер, 480 Intercampus Drive

\*e-mail: msguselnikov@niuitmo.ru

В настоящей работе впервые измерена температурная зависимость нелинейного показателя преломления воды в терагерцовом спектральном диапазоне. Экспериментально показано, что при изменении температуры от 14 °С до 21 °С значение коэффициента нелинейного показателя преломления воды в поле импульсного излучения со спектром от 0.2 до 1 ТГц меняется в диапазоне от  $4 \cdot 10^{-10}$  до  $12 \cdot 10^{-10}$  см<sup>2</sup>/Вт. Измерения были проведены в струе воды таким образом, что каждый последующий импульс попадал в новую область струи. Из этого следует, что инерционность механизма нелинейности не превышала 1 пс. Полученная экспериментальная зависимость соответствует теории, основанной на гипотезе о колебательной природе гигантской малоинерционной нелинейности в терагерцовом спектральном диапазоне. Таким образом, полученный результат полностью подтверждает данную гипотезу.

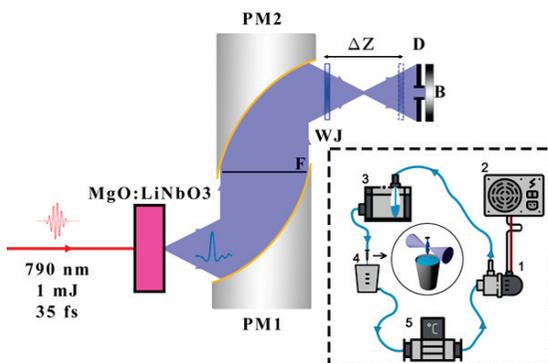
**Ключевые слова:** терагерцовый спектральный диапазон, гигантская малоинерционная нелинейность, колебательный механизм нелинейности, коэффициент нелинейного показателя преломления, коэффициент теплового расширения, температурная зависимость

Недавнее повсеместное распространение источников сверхмощного терагерцового (ТГц) излучения привлекло внимание огромного числа ученых к исследованию эффектов, возникающих в поле такого излучения. В 2015 году в работе [1] была впервые предложена теория, описывающая нелинейность в терагерцовом диапазоне спектра. В ее основе лежит гипотеза, согласно которой основным механизмом нелинейности в поле терагерцового излучения выступают анагрмонические колебания атомов молекул вещества. Данная теория предсказала наличие гигантского коэффициента нелинейного показателя преломления у ряда материалов в ТГц диапазоне.

В 2019 году было впервые экспериментально обнаружено, что коэффициент нелинейного показателя преломления жидкой воды в ТГц спектральной области в миллион раз больше, чем в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах [2]. Позже гигантская нелинейность была зафиксирована в ряде других жидких и кристаллических сред [3]. По экспериментальным оценкам инерционность наблюдаемого механизма нелинейности составила менее 1 пс. Полученные результаты прекрасно соотносились с предсказаниями теории колебательной нелинейности, что позволило заявить о наличие гигантской и малоинерционной нелинейности колебательной природы в терагерцовом диапазоне спектра.

Согласно теории колебательной нелинейности коэффициент нелинейного показателя преломления  $n_2$  пропорционален квадрату коэффициенту теплового расширения вещества. Данный факт заставил усомниться ряд исследователей в справедливости предложенной теории, так как термическое расширение связано с тепловыми эффектами, которые характеризуются сильной инерционностью, в то время как нелинейность в ТГц диапазоне малоинерционна. Также известно, что коэффициент теплового расширения имеет заметную температурную зависимость. В частности, для жидкой воды он обращается в ноль при 4 градусах Цельсия, что, согласно теории, означает отсутствие при данной температуре в воде, облучаемой высокоинтенсивным терагерцовым излучением, нелинейных эффектов. В то же время ученые

из Рурского университета показали, что в поставленном ими эксперименте нелинейный отклик жидкой воды при 21°C и 4°C градусах оказался одинаковым [4]. На основании этого они заявили о несостоятельности гипотезы о колебательной природе гигантской ТГц нелинейности. Детальный анализ поставленного коллегами из Германии эксперимента показал некорректность их заявлений, так как они сделали вывод о поведении нелинейного показателя преломления, анализируя нелинейное поглощение, в то время как природа механизмов нелинейного преломления и поглощения может быть совершенно различной. Тем не менее, чтобы разрешить многочисленные дискуссии относительно природы гигантской нелинейности в ТГц диапазоне, нашей группой был поставлен эксперимент по измерению температурной зависимости коэффициента нелинейного показателя преломления жидкой воды. Полученная экспериментальная кривая в пределах погрешности совпала с аналитической кривой, рассчитанной с помощью теории колебательной нелинейности. Данный факт подтвердил колебательную природу гигантской малоинерционной нелинейности в ТГц спектральном диапазоне.



**Рис. 1.** Экспериментальная установка для измерения температурной зависимости коэффициента нелинейного показателя преломления жидкой воды. PM1, PM2 – параболические зеркала; F – тефлоновый фильтр; WJ – струя воды;  $\Delta Z$  – смещение струи вдоль лазерного пучка; B – болометр; D – диафрагма. Вставка иллюстрирует схему системы для формирования струи: 1 – насос, 2 – источник питания, 3 – демпферная емкость, 4 – сопло, 5 – устройство контроля температуры.

Для получения экспериментальной температурной зависимости коэффициента нелинейного показателя преломления была поставлена серия экспериментов по измерению  $n_2$  с помощью классического метода z-сканирования импульсного ТГц излучения при разных температурах окружающей среды. Схема использовавшейся экспериментальной установки приведена на рисунке 1. Вертикально поляризованный ТГц импульс длительностью 1 пс, с центральной частотой 0.75 ТГц, энергий в импульсе 400 нДж и пиковую интенсивность порядка  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> генерировался методом оптического выпрямления фемтосекундного импульса длительностью 35 фс с центральной длиной волны 790 нм в кристалле MgO:LiNbO<sub>3</sub> (Tera-AX Avesta project). Фемтосекундные импульсы с частотой следования 1 кГц были получены с помощью Ti:Sapphire фемтосекундного лазера при использовании регенеративного усилителя (Regulus Avesta project). Для детектирования ТГц излучения на расстоянии 25 мм от параболического зеркала PM2 был установлен болометр. Перед болометром была размещена диафрагма для проведения измерения методами открытой и закрытой апертуры.

Отличительная особенность экспериментальной установки заключалась в использовании струи воды вместо ячейки с жидкостью. Струя продуцировалась специальной системой, включавшей в себя сопло, водный резервуар и датчик контроля температуры. Равномерность водного потока и ширина струи контролировались за счет демпферной емкости. Сопло помещалось на вращающееся крепление и позиционировалось с помощью координатного столика, что обеспечивало точный контроль положения и наклона струи. Струя толщиной 100 мкм ориентировалась таким образом, чтобы ее плоская поверхность находилась под прямым углом к падающему излучению. Плоскость поверхности контролировалась автокоррелятором

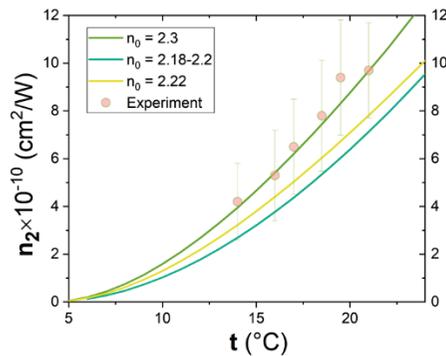
второго порядка. Обеспеченные параметры струи позволили исключить влияние накопительных термических эффектов на точность измерения коэффициента нелинейного показателя преломления. Температура воды изменялась с помощью коммерческого чиллер с погрешностью  $\pm 0.1\%$ . Измерение температуры, которая варьировалась от  $14^\circ\text{C}$  до  $21^\circ\text{C}$ , осуществлялось с помощью датчика, расположенного непосредственно под струей.

Согласно теории колебательной нелинейности зависимость коэффициента нелинейного показателя преломления выражается формулой

$$\bar{n}_{2,v}(T) = \frac{3a_l^2 m^2 \omega_0^4 \alpha_T^2(T)}{32n_0(T)\pi^2 q^2 N(T)^2 k_B^2} [n_{0,v}^2(T) - 1]^3 - \frac{9}{32\pi N(T)n_0 \hbar \omega_0} [n_{0,v}^2(T) - 1]^2, \quad (1)$$

где  $a_l$  - диаметр молекулы,  $m$  - эффективная масса молекулярного осциллятора,  $\omega_0$  - центральная частота колебаний молекулярного осциллятора,  $\alpha_T$  - коэффициент теплового расширения,  $n_0$  - линейный показатель преломления в ТГц диапазоне,  $q$  - эффективный заряд колебательной моды,  $N$  - концентрация молекулярных осцилляторов в среде,  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $n_{0,v}$  - колебательный вклад в нерезонансный линейный показатель преломления и  $\hbar$  - приведенная постоянная Планка. Температурные зависимости приведенных параметров были взяты из работ [5-9].

На рисунке 2 приведено сравнение экспериментальной кривой для температурной зависимости  $n_2$  (розовые точки) с аналитическими кривыми, рассчитанными по формуле (1) без учета температурной зависимости линейного показателя преломления для данных, полученных из разных работ:  $n_0 = 2.3$  (зеленая кривая) и  $n_0 = 2.22$  (желтая кривая); и с учетом температурной зависимости (голубая кривая). Очевидно, что учет температурной зависимости линейного показателя преломления ведет к отклонению аналитической кривой от экспериментальной. Этот вопрос будет темой дальнейших исследований нашей группы в рамках данной тематики. Тем не менее в пределах погрешности теоретические расчеты соответствуют экспериментальным результатам, что подтверждает колебательную природу гигантской малоинерционной нелинейности в ТГц диапазоне спектра.



**Рис. 2.** Сравнение аналитических кривых для температурной зависимости коэффициента нелинейного показателя преломления с экспериментальными результатами.

### Литература

1. Dolgaleva K., Materikina D. V., Boyd R. W. & Kozlov S. A. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. № 2. P. 023809.
2. Тсупкин А. Н., Мельник М. В., Жукова М. О. et.al. // Opt. expr. 2019. V. 27. № 8. P 10419.
3. Тсупкин А., Жукова М., Мельник М. et.al. // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. № 5. P. 054009.
4. Novelli F., Millon C., Schmidt J. et.al. // arXiv:2206.03998. 2022.
5. Nabilkova A., Ismagilov A., Melnik M. et. al. // Opt. Lett. 2023. V. 48. № 5. P. 1312.
6. Cassar Q. Al-Ibadi A., Mavaraniet I. et.al. // Opt. Express. 2018. V. 9. № 7. P. 2930.

7. Wilmink, G., Ibey B. L., Tongue T. // J. biomedical optics. 2011. V. 16. № 4. P. 047006.
8. Kell G. S. // J. Chem. Eng. Data. 1967. V. 12. № 1. P. 66.
9. Li Y. // J. Physics: Conf. Ser. 2022. V. 2206. № 1. P. 012031.

## EXPERIMENTAL CONFIRMATION OF GIANT LOW-INERTIA NONLINEARITY VIBRATIONAL NATURE IN THE THZ SPECTRAL RANGE

**M.S. Guselnikov<sup>1,\*</sup>, A.O. Nabilkova<sup>1</sup>, A.O. Ismagilov<sup>1</sup>,  
M.V. Melnik<sup>1</sup>, A.N. Tsyarkin<sup>1</sup>, S.A. Kozlov<sup>1</sup>, X.-Ch. Zhang<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*ITMO University*

*197101, Saint-Petersburg, Kronverksky av., 49*

<sup>2</sup>*The Institute of Optics, University of Rochester*

*14627, Rochester, 480 Intercampus Drive*

\*e-mail: msguselnikov@niuitmo.ru

In the present work liquid water nonlinear refractive index coefficient  $n_2$  temperature dependence is measured for the terahertz spectral range for the first time. It is experimentally shown that variance of water temperature from 14 °C to 21 °C in the field of pulse radiation with broadband spectrum 0.2-1 THz leads to  $n_2$  change from  $4 \cdot 10^{-10}$  to  $12 \cdot 10^{-10}$  cm<sup>2</sup>/W. The measurements were conducted in a liquid jet in a way that every following pulse came to a new jet area. It means that inertia of nonlinearity mechanism did not exceed 1 ps. Experimentally obtained dependence corresponds to the theory supposing that giant and low-inertia nonlinearity in the terahertz range is of vibrational nature. Thus, the results presented in this work confirms correctness of this theory.

**Key words:** terahertz spectral range, giant low-inertia nonlinearity, vibrational mechanism of nonlinearity, nonlinear refractive index coefficient, thermal expansion coefficient, temperature dependence

## ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЗАЩИЩЕННОЙ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ В СЕТИ КВАНТОВОГО ИНТЕРНЕТА ВЕЩЕЙ

А.А. Сантьев<sup>1,2</sup>, В.И. Егоров<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>ЛИЦ НЦКИ, Университет ИТМО  
199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия 14  
ООО «СМАРТС-Кванттелеком»  
199178, Санкт-Петербург, 6-ая линия В.О. д. 59  
\*e-mail: viegorov@itmo.ru

Предложены новые методы применения симметричных ключей, формируемых квантовыми сетями смешанных топологий, в системах интернета вещей для обеспечения защищенной передачи данных.

**Ключевые слова:** квантовые коммуникации, квантовый интернет.

В настоящий момент активное развитие получила технология квантового распределения ключей, которая позволяет обеспечивать формирование симметричных ключей, называемых квантовыми ключами. В настоящее время при построении квантовых сетей для преодоления ограничения по дальности функционирования систем КРК используется подход по построению квантовых сетей на основе промежуточных доверенных узлов, позволяющий формировать квантовозащищенные ключи между опорными узлами сети на основе квантовых ключей.

На сегодняшний день активное развитие в России магистральных квантовых сетей делает актуальной разработку методов подключения к ним абонентов. Особенно актуальна эта задача при рассмотрении сценариев интеграции с системами интернета вещей, в которых значительно возрастает число подключенных абонентских устройств, которые в общем случае могут быть подвижными. Кроме того, они могут большую часть времени находиться на значительном удалении от узлов магистральных сетей, что делает невозможным установление соединения с ними для получения квантовых или квантовозащищенных ключей. В связи с этим возникает необходимость разработки методов применения ключей, формируемых квантовыми сетями смешанных топологий, в системах интернета вещей для обеспечения защищенной передачи данных.

В работе проводится анализ существующих методов формирования и использования формируемых квантовыми сетями ключей. На его основе разработан ряд новых методов методов применения формируемых квантовыми сетями ключей в системах интернета вещей в части:

- обеспечения предварительной регистрации устройств интернета вещей в составе платформы интернета вещей;
- обеспечения взаимной идентификации и аутентификации устройств и платформы интернета вещей;
- обеспечения защищенной передачи данных между устройствами и платформой интернета вещей.

Результаты работы способны как модернизировать методы построения квантовых сетей и расширить сценарии их применения, так и предложить квантостойкие методы защиты каналов связи в системах интернета вещей.

## IMPLEMENTING SECURE DATA TRANSMISSION IN QUANTUM INTERNET OF THINGS NETWORK

A.A. Santiev<sup>1,2</sup>, V.I. Egorov<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*ITMO University*

*199034, Saint Petersburg, Birzhevaya line 14*

<sup>2</sup>*«SMARTS-Quanttelecom» LLC*

*199178 Saint Petersburg, 6 liniya V.O.*

\*e-mail: viegorov@itmo.ru

New methods for utilizing symmetric keys generated by quantum networks are proposed for Internet of Things networks of mixed topologies to ensure secure data transmission.

**Key words:** quantum communications, quantum internet.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЛИПИДНЫХ МЕМБРАН К ДИВАЛЕНТНЫМ ИОНАМ С ПОМОЩЬЮ МИКРОСКОПИИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

М.Ю. Еремчев<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Троицкое обособленное подразделение Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,  
108840, Троицк, Москва, ул. Физическая, д. 11

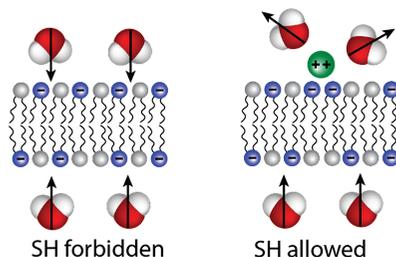
<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет,  
119991 Москва, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1

\*e-mail: maks.ermchev@gmail.com

В данной работе использовалась нерезонансная микроскопия генерации второй гармоники для исследования собственной проницаемости липидных мембран к ионам  $\text{Ca}^{2+}$ . Показано, что транспорт ионов кальция возможен и может быть визуализирован за счет изменения структуры гидратной оболочки мембраны в процессе транспорта. Структура гидрофобного ядра мембраны является основным фактором определяющим скорость транспорта ионов через мембрану. Также показано, что данный транспорт может быть полностью подавлен для определенных типов липидных мембран. Данное исследование подчеркивает, что липиды играют более сложную роль в функционировании клеточных мембран, чем было известно ранее.

**Ключевые слова:** Генерация второй гармоники, микроскопия, липидные мембраны, гидратация

Ионы  $\text{Ca}^{2+}$  исключительно важны для функционирования всех живых клеток. Они регулируют сокращение мышц, нервную проводимость, а также свертывание крови [1,2]. Для этого необходим тщательный контроль над концентрацией ионов  $\text{Ca}^{2+}$  внутри и вне клеток. К примеру, внутри типичной человеческой клетки концентрация ионов  $\text{Ca}^{2+}$  составляет  $10^{-4}$  ммоль/л, в то время как концентрация вне клетки обычно равна 2,2 ммоль/л. Для поддержания и регулирования этого концентрационного баланса задействованы многочисленные ионные каналы и насосы. Более того для обеспечения полноценного контроля ионов  $\text{Ca}^{2+}$  с помощью ионных каналов, сама клеточная мембрана должна выступать в качестве непроницаемого барьера для таких ионов. Это особенно актуально для нейронов, поскольку работа нервной клетки в решающей степени зависит от контролируемого транспорта ионов  $\text{Ca}^{2+}$ . При этом принято считать, что ионы  $\text{Ca}^{2+}$  не проникают через липидные бислоиные мембраны любого типа.



**Рис. 1.** Запрещенная (симметричная) и разрешенная (асимметричная) конфигурации для процесса ГВГ.

Современные исследования позволяют глубже понять сложную роль, которую играют липидные мембраны. Структурное разнообразие мембран, а также их прямая связь с конкретными заболеваниями [3] позволяют предположить, что липидные мембраны выполняют гораздо больше функций, чем известно в настоящее время. Например, полиненасыщенные фосфолипиды, которые в избытке присутствуют в клеточных мембранах мозговых клеток способствуют везикуляции мембраны без потери внутримембранного объема жидкости [4].

Метод генерации второй гармоники (ГВГ) давно стал важнейшим инструментом для исследования мембран [5], поскольку правило выбора симметрии, определяющее генерацию фотонов на удвоенной частоте, гарантирует, что в изотропных средах только молекулы на границе раздела сред (на интерфейсе) будут вносить вклад в сигнал ГВГ. Однако, в случае идеально симметричного липидного бислоя, сигнал ГВГ будет нулевым (Рис. 1). Это означает, что метод ГВГ является чрезвычайно чувствительным зондом для измерения структурных изменений на поверхности мембран. Однако, поскольку этот процесс основан на нелинейно-оптических взаимодействиях, которые по своей природе являются слабыми, большинство экспериментов по SH-генерации проводилось с использованием резонансного усиления. Благодаря недавним техническим усовершенствованиям микроскопии ГВГ, было показано, что асимметрия гидратационной оболочки липидной мембраны может быть визуализирована в субсекундном временном диапазоне [6].

В данной работе нерезонансная микроскопия ГВГ использовалась для исследования собственной проницаемости липидных мембран к ионам  $\text{Ca}^{2+}$ . Поскольку взаимодействие ионов  $\text{Ca}^{2+}$  непосредственно влияет на структуру гидратного слоя мембраны, то характер этого взаимодействия будет отражен в сигнале ГВГ. Липидные мембраны, формировались из симметричных заряженных бислоевых мембран бислоев с различным гидрофобным ядром: полностью насыщенных фосфолипидов DPhPC:DPhPA (1,2-diphytanoyl-sn-glycero-3-phosphocholine, 1,2-diphytanoyl-sn-glycero-3-phosphate), моно-ненасыщенных липидов DOPC:DOPA (1,2-dioleoyl-sn-glycero-3-phosphocholine, 1,2-dioleoyl-sn-glycero-3-phosphate) с холестерином и без него, а также полиненасыщенные липиды SLPC:SLPA (1-stearoyl-2-linoleoyl-sn-glycero-3-phosphocholine, 1-stearoyl-2-linoleoyl-sn-glycero-3-phosphate). Полиненасыщенные липиды в избытке присутствуют в плазматических мембранах клеток мозга [7], поэтому их взаимодействие с  $\text{Ca}^{2+}$  имеет большое значение. Транспорт ионов  $\text{Ca}^{2+}$  был обнаружен для мембран с моно-ненасыщенными (DOPC:DOPA) липидами (среднее время транслокации составляет 22-30 мкс/ион).

Добавление холестерина снижает скорость транслокации (до 150-200 мкс/ион). Полное ингибирование транслокации наблюдается как для полиненасыщенной мембраны SLPA:SLPC, так и для мембраны с полностью насыщенными липидами (DPhPC:DPhPA). Это различие объясняется разницей в гидрофобном барьере, который необходимо преодолеть для коллективной реорганизации, приводящей к транслокации. Разветвленные и полиненасыщенные липиды имеют более высокий гидрофобный барьер, чем мембраны DOPC:DOPA. Эти результаты проливают новый свет на значение липидов и, в частности, позволяют предположить еще одну функциональную возможность полиненасыщенных липидов - контролировать поступление и отток  $\text{Ca}^{2+}$ . Кроме того, это позволяет предположить, что мембрана может играть роль резервуара  $\text{Ca}^{2+}$ .

Автор является членом ведущей научной школы Российской Федерации «Опτικο-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. Osterberg, R. *Nature*, 1974, 249:382–383.
2. Berridge, M. J. *Biochem. Soc. Trans*, 2012, 40:297–309.
3. Narayana, T. & Riezman, H., *Nat. Rev. Mol. Cell Biol.* 2018, 19, 281–296.
4. Manni, M. M. et al., *eLife* 2018, 7, e34394.
5. Moreaux, L., Sandre, O., Blanchard-Desce, M. & Mertz, J., 2000, *Opt. Lett.* 25, 320.
6. Eremchev, M, Roesel, D., et al., *Biointerphases* 2023, 18, 0312202
7. Pinot, M. et al., 2014, *Science* 345, 693-697

# PASSIVE PERMEATION OF DIVALENT IONS THROUGH LIPID BILAYERS INVESTIGATED BY SECOND HARMONIC WATER IMAGING

M. Eremchev<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Troitsk Branch,  
Moscow, 108840 Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Pedagogical State University,  
Moscow, 119435 Russia*

\*e-mail: maks.ermchev@gmail.com

In this work, non-resonant second harmonic generation microscopy was used to study the intrinsic permeability of lipid membranes to  $\text{Ca}^{2+}$  ions. It was shown that calcium ion transport is possible and can be visualized due to changes in the structure of the membrane hydrate shell during transport. The structure of the hydrophobic core of the membrane is the main factor determining the permeation rate of ions. It is also shown that this transport can be completely inhibited for certain types of lipid membranes. This study emphasizes that lipids play a more complex role in cell membrane function than previously known.

**Key words:** Second harmonic generation, microscopy, lipid membranes, membrane hydration

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ НАНОЛЮМИНОФОРОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

Д.К. Жарков<sup>1,\*</sup>, О.Е. Митюшкин<sup>1</sup>, А.В. Леонтьев<sup>1</sup>, Л.А. Нуртдинова<sup>1</sup>, А.Г. Шмелев<sup>1</sup>,  
Н.М. Лядов<sup>1</sup>, А.В. Пашкевич<sup>2</sup>, В.Г. Никифоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр  
Российской академии наук»

420111, г. Казань, ул. Лобачевского, 2/31

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерных проблем БГУ  
220006, г. Минск, ул. Бобруйская, д.11

\*e-mail: dzharkov@list.ru

Двумя способами синтезированы наночастицы NaYF<sub>4</sub>:Yb,Er с апконверсионными свойствами, проявляющие люминесценцию в видимой области при лазерном возбуждении 980 нм. Рассматриваются два типа частиц: с аморфной структурой и размером около 1 мкм, а также стержнеподобные длиной 1,5 мкм и толщиной около 200 нм. Оба типа частиц проявляют зависимость спектров люминесценции от температуры, что может обеспечить создание на их основе температурных сенсоров.

**Ключевые слова:** Флуоресцентные наносенсоры, люминофоры, комплексы редкоземельных металлов, апконверсионные наночастицы, внутриклеточная температура, лазерная спектроскопия, конфокальная микроскопия, спектроскопия одиночных наночастиц, люминесценция наночастиц.

Фторидные нанолюминофоры с редкоземельными элементами были синтезированы гидротермальным методом в автоклаве при различных условиях. Это привело к различной морфологии полученных объектов [1,2], что влияет на фотофизические свойства. Люминесценция нанолюминофоров в видимой области возникает при накачке лазерными импульсами на длине волны 980 нм. При синтезе варьировались следующие параметры: молярные соотношения исходных реагентов и продолжительность синтеза. В результате были синтезированы два типа наночастиц: бесформенные и стержнеподобные. Оба типа обладают интенсивной люминесценцией в видимой области.

Эксперимент показал достаточно сильную температурную чувствительность интегральных интенсивностей полос люминесценции, которые можно использовать для определения температуры ратиометрическим способом. Ряд интенсивных полос люминесценции ионов Er<sup>3+</sup> позволяет выбирать разные области спектра. Это открывает путь для калибровки наносенсоров температуры под спектральные требования конкретной задачи. В проведенных экспериментах наибольшая точность измерения температуры составила 0.9 К в диапазоне 240 – 350 К на спектральных линиях излучательных переходов <sup>2</sup>H<sub>11/2</sub> – <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> (522 нм) и <sup>4</sup>S<sub>3/2</sub> – <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> (542 нм) ионов Er<sup>3+</sup>. Отметим также, что точность измерения может быть существенно повышена, например, путем сужения спектрального диапазона или увеличения времени накопления.

Синтез наночастиц поддержан совместным грантом БРФФИ-РФФИ № 20-52-04018, исследования оптических свойств проводились в рамках выполнения темы государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН.

## Литература

1. Zeng S., Ren G., Xu C., et.al. // CrystEngComm. 2011. V. 13. P. 1384.
2. Ren G., Zeng S., Hao J. // Phys. Chem. C. 2011, V. 115. P. 20141.

## TEMPERATURE DEPENDENCE OF LUMINESCENCE OF DIFFERENT SHAPE RARE-EARTH NANOPHOSPHORS

D.K. Zharkov<sup>1,\*</sup>, O.E. Mityushkin<sup>1</sup>, A.V. Leontiev<sup>1</sup>, L.A. Nurtdinova<sup>1</sup>, A.G. Shmelev<sup>1</sup>,  
N. M. Lyadov<sup>1</sup>, A.V. Pashkevich<sup>2</sup>, V.G. Nikiforov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Federal Research Center «Kazan Scientific Center of Russian Academy of Sciences»  
420111, Russian Federation, Tatarstan, Kazan, ul. Lobachevskogo, 2/31*

<sup>2</sup>*Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University  
220006, Belarus, Minsk, ul. Bobruyskaya, 11*

\*e-mail: dzharkov@list.ru

NaYF<sub>4</sub>:Yb,Er nanoparticles with upconversion properties, which exhibit luminescence in the visible region upon laser excitation at 980 nm, were synthesized by two methods. Two types of particles are considered: with an amorphous structure and a size of about 1 μm, as well as rod-like particles with a length of 1.5 μm and a thickness of about 200 nm. Both types of particles show a temperature dependence of the luminescence spectra, which can ensure the creation of temperature sensors on their basis.

**Key words:** Fluorescent nanosensors, phosphors, rare-earth metal complexes, upconversion nanoparticles, intracellular temperature, laser spectroscopy, confocal microscopy, single nanoparticle spectroscopy, nanoparticle luminescence.

# КВАНТОВЫЕ ПОВТОРИТЕЛИ: ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТОК И ПЕРСПЕКТИВЫ

А.А. Калачев<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук»  
420111, Казань, Лобачевского 2/31  
e-mail: a.a.kalachev@mail.ru

Обсуждаются последние мировые достижения, актуальные задачи и перспективные направления дальнейших исследований в области создания квантовых повторителей. Основное внимание уделяется теоретическим и экспериментальным результатам, связанным с разработкой согласованной системы оптической квантовой памяти и узкополосных источников перепутанных двухфотонных состояний света.

**Ключевые слова:** квантовая связь, квантовый повторитель, квантовая память, перепутанное состояние, фотон.

Одной из важнейших задач в области развития квантовых коммуникаций является масштабирование квантовых сетей с целью распространения квантовой информации на большие расстояния [1-3]. Решение этой задачи позволит создать квантовый интернет, обеспечивающий безопасную связь без использования доверенных узлов, распределенные квантовые вычисления и распределенные квантовые измерения. Другими словами, квантовые сети представляют собой важнейший компонент квантовых технологий в целом.

Перспективным подходом к построению протяженных квантовых сетей является использование квантового повторителя [4-6]. В этом случае линия связи делится на короткие элементарные сегменты, в пределах которых еще возможна передача квантовых состояний света без существенных потерь, а распределение перепутанного квантового состояния по всей линии осуществляется с помощью обмена перепутыванием между элементарными сегментами. Для реализации такого подхода необходимы эффективные устройства квантовой памяти и согласованные с ними источники однофотонных или перепутанных двухфотонных состояний света.

В настоящем докладе обсуждаются последние мировые достижения, актуальные задачи и перспективные направления дальнейших исследований в области создания квантового повторителя. Основное внимание уделяется теоретическим и экспериментальным результатам, связанным с разработкой согласованной системы оптической квантовой памяти и узкополосных источников перепутанных двухфотонных состояний света [7-9], которые получены в ходе выполнения совместного проекта ФИЦ КазНЦ РАН и ИПФ РАН по заказу ОАО «РЖД» в рамках дорожной карты по развитию высокотехнологической области квантовых коммуникаций.

## Литература

1. Kimble H. J. // Nature. 2008. V. 453. P. 1023.
2. Wehner S., Elkouss D., Hanson R. // Science. 2018. V. 362, eaam9288.
3. Fang K., Zhao J., Li X., Li Y., Duan R. // Sci. China Inf. Sci. 2023. V. 66. Art. no. 180509.
4. Briegel H.-J., Dür W., Cirac J. I., Zoller P. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5932.
5. Sangouard N., Simon C., Riedmatten H. de, Gisin N. // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P.33.
6. Azuma K. et al. // arXiv: 2212.10820. 2022.
7. Akhmedzhanov R.A. et al. // Laser Physics Letters. 2023. V. 20. Art. no. 015204.
8. Akat'ev D.O., Kalachev A.A. // Laser Physics. 2023. V. 33. Art. no. 015202.
9. Турайханов Д.А. и др. // Известия вузов. Радиофизика. 2023. Т. LXVI. (в печати)

## QUANTUM REPEATERS: STATE OF THE ART AND PERSPECTIVES

A.A. Kalachev<sup>1,\*</sup>

*<sup>1</sup>Kazan Scientific Center of Russian Academy of Sciences  
420111, Kazan, Lobachevsky str., 2/31  
e-mail: a.a.kalachev@mail.ru*

The latest world achievements, topical tasks and promising directions for further research in the field of developing quantum repeaters are discussed. The main attention is paid to theoretical and experimental results related to the development of a matched system of optical quantum memory and narrow-band sources of entangled two-photon states of light.

**Key words:** quantum communication, quantum repeater, quantum memory, entangled state, photon.

## **КОСЫЕ СОЛИТОНЫ В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ: ТЕОРИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ**

**А.М. Камчатнов<sup>1,\*</sup>**

*<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 5  
\*e-mail: kamch@isan.troitsk.ru*

Косые солитоны – это нелинейные волновые возбуждения, генерируемые течением среды мимо препятствия со сверхзвуковой скоростью. В докладе обсуждается физический контекст, в котором возникло представление о таких солитонах, а именно, явление сверхтекучести и физика дисперсионных ударных волн в диспергирующих нелинейных средах. Будет рассказано о теоретическом предсказании существования косых солитонов в течениях слабо неидеальных бозе-газов. Мы обсудим кажущийся парадокс, связанный с устойчивостью косых солитонов, наблюдаемых в численном эксперименте, и дадим его объяснение как проявление перехода от абсолютной неустойчивости к конвективной. Будут описаны эксперименты по наблюдению косых солитонов в поляритонном конденсате и возникшая в связи с этими экспериментами дискуссия, связанная с альтернативным объяснением экспериментальных данных в рамках линейной теории. Мы покажем, что зависимость ширины волновой структуры от плотности конденсата однозначно говорит в пользу её нелинейной природы. В то же время мы даём объяснение линейным волновым структурам, напоминающим по форме косые солитоны, как результат интерференции падающей поляритонной волны с рассеянной.

## **OBLIQUE SOLITONS IN A BOSE-EINSTEIN CONDENSATE: THEORY AND OBSERVATIONS**

**A.M. Kamchatnov<sup>1,\*</sup>**

*<sup>1</sup>Institute of Spectroscopy RAS  
108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya str., 5  
\*e-mail: kamch@isan.troitsk.ru*

# РАБИ-ВОЗБУЖДЕНИЕ МОД ЛАЗЕРА В ОТСУТСТВИЕ ИХ РЕЗОНАНСА С АКТИВНОЙ СРЕДОЙ ПРИ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ ГЕНЕРАЦИИ РЕЗОНАНСНОЙ ПОЛЯРИТОННОЙ МОДЫ

Е.Р. Кочаровская<sup>1,\*</sup>, Вл.В. Кочаровский<sup>1</sup>

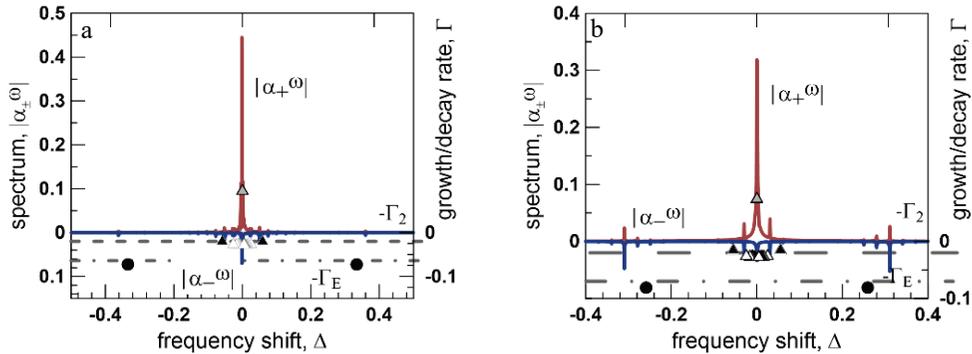
<sup>1</sup>Институт прикладной физики им. А.В.Гапонова-Грехова РАН  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46

\*e-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

Численным решением нелинейных и аналитическим решением линеаризованных уравнений Максвелла-Блоха для сверхизлучающего лазера найдено изменение резонансной лазерной поляритонной моды, формирующей диссипативное сверхизлучательное состояние с неоднородной асимметричной решеткой инверсии населенностей уровней активных центров. Эта решетка существует благодаря большому времени их фазовой релаксации, превышающему время жизни фотона в лазерном резонаторе Фабри-Перо и обеспечивающему незатухающие Раби-осцилляции инверсии населенностей и дипольных моментов активных центров. Вследствие квадратичной нелинейности активной среды такие Раби-осцилляции возбуждают моды, не участвующие в индуцированном излучении центров, и ведут к динамическому фазовому переходу из стационарного одномодового состояния в нестационарное многомодовое.

**Ключевые слова:** сверхизлучение, решётка инверсии населённости, поляритонные и электромагнитные моды, низкодобротный резонатор Фабри-Перо, Раби-осцилляции.

В отличие от обычных лазеров с высокодобротными резонаторами, для сверхизлучающих лазеров [1–4] требуются низкодобротные резонаторы, в которых время жизни фотонов  $T_E$  меньше времени фазовой (некогерентной) релаксации двухуровневых активных центров  $T_2$ . При уровне непрерывной накачки  $n_p$  немногим выше порога генерации такой лазер обычно работает в стационарном одномодовом режиме и в интересующем нас случае симметричного резонатора Фабри-Перо дает излучение одинаковой интенсивности из обоих своих торцов.



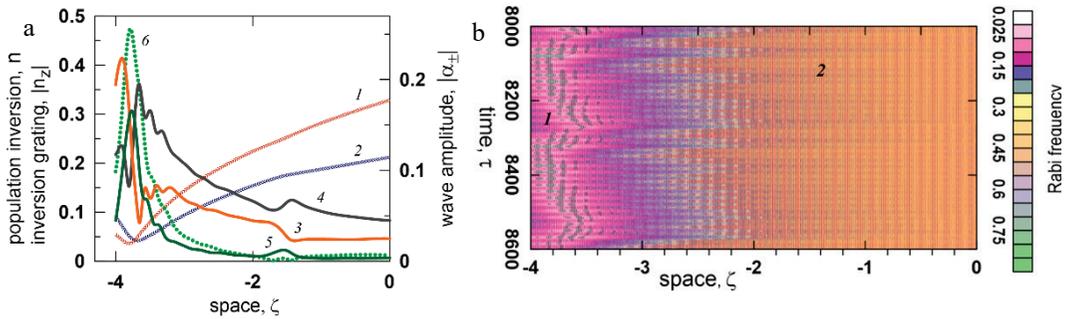
**Рис. 1.** Дискретный спектр амплитуд поля встречных волн  $|\alpha_{\pm}^{\omega}|$  в установившейся асимметричной генерации сверхизлучающего лазера (более сильная волна со знаком «плюс» показана красным цветом, слабая со знаком «минус» – синим). Треугольниками показаны частоты и инкременты/декременты  $\Gamma$  поляритонных мод, кружками – электромагнитных мод, вычисленные в рамках линейной теории при однородной инверсии населённости, которая равна её среднему установившемуся значению (найденному численным решением нелинейных уравнений Максвелла-Блоха)  $\langle \bar{n} \rangle_{\tau}$ . Штриховой линией указан уровень  $-\Gamma_2$ , штрих-пунктирной –  $-\Gamma_E$ . Скорости релаксации поляризации  $\Gamma_2=0.02$  и инверсии населённости  $\Gamma_1=0.01$ . Параметры лазера: (а) коэффициенты отражения зеркал  $R=0.6$ , длина  $L=8$ , скорость релаксации поля в резонаторе  $\Gamma_E=0.064$  (т.е. время жизни фотона  $T_E \cong 0.31 T_2$ ), уровень накачки  $n_p=1$ , средний уровень инверсии населенностей активной среды  $\langle \bar{n} \rangle_{\tau}=0.02$ , фактор асимметрии излучения из противоположных торцов  $r=34$ ; (б)  $R=0.5$ ,  $L=10$ ,  $\Gamma_E=0.069$  ( $T_E \cong 0.29 T_2$ ),  $n_p=1$ ,  $\langle \bar{n} \rangle_{\tau}=0.015$ ,  $r=26$ .

Однако при увеличении уровня накачки (и/или длины активной среды  $L$ ) возможен переход к асимметричной генерации с дискретным спектром (Рис. 1) с характерной шириной, определяемой так называемой кооперативной частотой, квадрат которой равен  $\nu_c^2 = 2\pi d^2 \omega_0 N_0 / \hbar \epsilon_0$ , где  $d$  – дипольный момент двухуровневого перехода на частоте  $\omega_0$  в активных центрах с плотностью  $N_0$ ,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость активной среды,  $\hbar$  – постоянная Планка. Кооперативная частота и связанная с ней кооперативная длина  $B_c = c / (\nu_c \sqrt{\epsilon_0})$  задают характерные временные и пространственные масштабы когерентных процессов и ниже используются в качестве нормировочных коэффициентов для скоростей релаксации поля, инверсии населённости и поляризации активной среды  $\Gamma_{E,1,2} = 1 / (\nu_c T_{E,1,2})$ , сдвига частоты  $\Delta = (\omega - \omega_0) / \nu_c$ , длины лазера  $L = B / B_c$ , времени  $\tau = \nu_c t$  и координаты  $\zeta = z / B_c$ .

В данной работе показано, что в широкой области параметров резонатора и активной среды с однородным уширением спектральной линии сверхизлучательная генерация резонансной поляритонной моды вызывает Раби-осцилляции активных центров, обуславливающие возбуждение ряда поляритонных и/или электромагнитных мод, у которых отсутствует лазерный инкремент и которые не участвуют в индуцированном излучении центров. При этом в рассматриваемом случае симметричного резонатора Фабри-Перо в лазере с большим превышением порога генерации устанавливается нестационарное сверхизлучательное состояние с зеркально асимметричной решеткой инверсии населенностей, а следовательно, с сильной асимметрией излучения из противоположных торцов [1–4]. Особенности сверхизлучательной генерации в низкодобротном резонаторе с активной средой, имеющей скорости релаксации инверсии населенностей и поляризации много меньше кооперативной частоты, исследовались путем численного решения нелинейных и аналитического решения линеаризованных полуклассических уравнений Максвелла-Блоха [1-4]. Для описания электромагнитного поля использовалось приближение двух встречных волн с медленно меняющимися плавно неоднородными амплитудами:  $\alpha = \alpha_+ \exp(ik_0 z) + \alpha_- \exp(-ik_0 z)$ , где  $k_0 = \omega_0 \sqrt{\epsilon_0} / c$ . Уравнения Максвелла для указанных безразмерных амплитуд  $\alpha_{\pm} = dA_{\pm} / (\nu_c \hbar \epsilon_0)$  электромагнитного поля суть

$$\frac{\partial \alpha_{\pm}}{\partial \tau} \mp \frac{\partial \alpha_{\pm}}{\partial \zeta} = ip_{\pm}, \quad (1)$$

где  $p_{\pm}$  – безразмерные амплитуды аналогичных встречных волн поляризации активной среды.



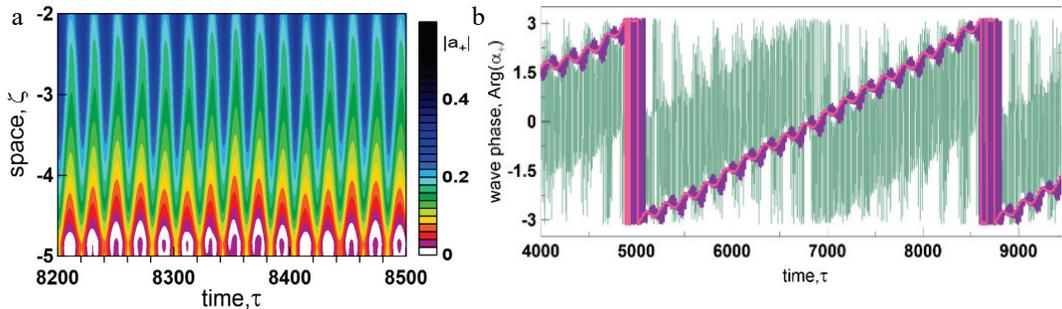
**Рис. 2.** (а) Типичные профили амплитуд встречных волн поля  $|\alpha_{\pm}|$  (1, 2) и поляризации  $|p_{\pm}|$  (3, 4), плавно неоднородной компоненты  $n$  (5) и амплитуды решётки инверсии населённости  $|n_z|$  (6) в левой части лазера с параметрами, указанными на Рис. 1а. (б) Пространственно-временная динамика частоты Раби, равной амплитуде поля  $|\alpha(\zeta, \tau)|$ . В областях 1 и 2 имеются линии (зеленые и оранжевые), где частоты Раби равны сдвигу частоты поляритонной  $\Delta_p = 0.026$  и электромагнитной  $\Delta_{em} = 0.36$  мод соответственно.

Типичные асимметричные профили встречных волн поля и поляризации для асимметричной генерации сверхизлучающего лазера изображены на Рис. 2а парами кривых 1,2 и 3,4, соответственно. Асимметричная многомодовая генерация характеризуется фактором асимметрии [3, 4]  $r = \max[|\alpha_{\pm}|^2 / |\alpha_{\mp}|^2]$ , равным отношению интенсивностей излучения из противоположных торцов лазера. В резонаторе Фабри-Перо с одинаковыми зеркалами торцев, через который высвечивается более интенсивная волна, может быть левым или правым с

равной вероятностью; поэтому фактор асимметрии определяется как наибольшее из двух указанных значений. Новое диссипативное сверхизлучательное состояние создается биением встречных волн, составляющих центральную поляритонную моду, генерируемую на резонансной частоте активной среды. Поляризация последней в этой моде (в отличие от электромагнитной моды, являющейся модифицированной модой холодного резонатора Фабри-Перо) играет ведущую роль в динамике сверхизлучающего лазера и формировании профиля инверсии населённостей, состоящей из плавно неоднородной компоненты  $n$  и полуволновой решётки  $n_z$  (Рис. 2а).

В области пиков инверсии населённостей, где переотражаются и усиливаются встречные волны поля и поляризации, имеет место нелинейный резонанс между Раби-осцилляциями активных центров и биениями лазерной поляритонной моды с соседней поляритонной или электромагнитной модами, не вызывающими индуцированного излучения активных центров. Эти моды возбуждаются, делая генерацию многомодовой (Рис. 1а), если частоты указанных биений  $\Delta_{\pm m}$  совпадают с частотами незатухающих Раби-осцилляций (Рис. 2б) в значительных областях лазера. Последние обнаруживает анализ пространственно-временной динамики действительной части амплитуды поля  $\text{Re}[a\exp(-i\omega t)]$ , равной отношению частоты Раби к кооперативной частоте. В спектре (см. Рис. 1) есть и компоненты, связанные с нелинейными эффектами, включая биения боковых мод и уширение (автомодуляцию) центральной моды.

Так, в спектре поля, изображенном на Рис. 1б, на левом (левая шкала вниз) и правом (левая шкала вверх) торцах лазера представлены три пары компонент: 1)  $|\Delta_{\pm 1}|=0.0017$ , связанные с уширением центральной поляритонной моды; 2)  $|\Delta_{\pm 2}|=0.03$ , связанные с биениями поляритонных мод, и 3)  $|\Delta_{\pm 3}|=0.3$ , связанные с высокочастотными биениями электромагнитных мод. Эти три периода колебаний  $T_1 \cong 3700$ ,  $T_2 \cong 203$  и  $T_3 \cong 20$  прослеживаются и в пространственно-временной динамике амплитуды  $|a_+|$  и фазы  $\text{Arg}(a_+)$  электромагнитного поля (см. Рис. 3).

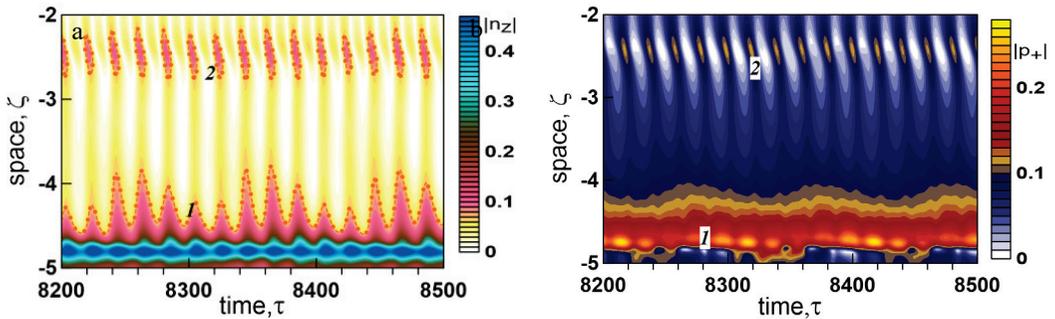


**Рис. 3.** Пространственно-временная динамика наиболее сильной компоненты поля  $a_+$  в режиме установившейся генерации. (а) Амплитуда поля  $|a_+(\zeta, \tau)|$  в левой части резонатора, где находятся два пика инверсии населённостей; (б) Осциллограммы фазы амплитуды  $\text{Arg}(a_+)$ : (1) в первом наибольшем пике инверсии населённости ( $\zeta=-4.8$ , зеленая линия), (2) во втором пике ( $\zeta=-2.5$ , фиолетовая линия) и (3) на торце резонатора Фабри-Перо ( $\zeta=L/2=5$ , розовая линия). Параметры лазера те же, что на Рис. 1б.

Указанные колебания трёх типов проявляются и в самосогласованной динамике инверсии населённостей и поляризации (Рис. 4). Максимумы плавно неоднородной компоненты инверсии населённостей  $n$  и её полуволновой решётки  $n_z$  в режиме установившейся многомодовой генерации практически не меняют своего положения. Однако, согласно Рис. 4а, величины максимумов и ширины пиков быстро колеблются с периодом  $T_3 \cong 20$ , захватывая области диполей, которые осциллируют на Раби-частотах, ответственных за возбуждение указанных выше нерезонансных мод. В области первого пика (1 на Рис. 2б, 4) эти низкочастотные колебания обусловлены биениями резонансной сверхизлучательной и боковых поляритонных мод ( $|\Delta_{\pm 2}|=0.03$ ) [3, 4] и модулируют высокочастотные колебания, обусловленные биениями с электромагнитными модами ( $|\Delta_{\pm 3}|=0.3$ ). В протяженных лазерах возможно появление и второго пика (2 на Рис. 2б, 4), связанного с указанными электромагнитными

модами и усложняющего динамику инверсии населенностей и комплексных амплитуд встречных волн поляризации. Так, у последних периодически смещаются положения максимумов и появляются нулевые точки с неопределенной фазой, которая в их окрестности может принимать любые значения.

Таким образом, проведенный качественный и количественный анализ режимов работы сверхизлучающего лазера с однородной непрерывной накачкой позволил выявить новый эффективный механизм нерезонансного возбуждения поляритонных и электромагнитных мод благодаря Раби-осцилляциям диполей активной среды в сильном поле резонансной поляритонной моды и объяснить нестационарный характер сильно асимметричного диссипативного сверхизлучательного состояния, возникающего в условиях спонтанного нарушения зеркальной симметрии генерации в симметричном низкодобротном резонаторе Фабри-Перо.



**Рис. 4.** Пространственно-временная динамика амплитуд (а) решётки инверсии населённости  $|n_z(\zeta, \tau)|$  и (б) наиболее сильной компоненты поляризации  $|p_+(\zeta, \tau)|$  в режиме установившейся генерации сверхизлучающего лазера с теми же параметрами, что на Рис. 1б. Биения поляритонных мод с периодом  $T_2 \cong 203$  отвечают за плавную, низкочастотную модуляцию высокочастотных колебаний с периодом  $T_3 \cong 20$ , хорошо наблюдаемую в районах первого (1) и второго (2) пиков инверсии населенностей.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

### Литература

1. Кочаровский Вл.В., Железняков В.В., Кочаровская Е.Р. и др. // УФН. 2017. Т. 187, 367.
2. Кочаровский Вл.В., Кукушкин В.А., Тарасов С.В. и др. // ФТП. 2019. Т. 53, 1321.
3. Кочаровская Е.Р., Мишин А.В., Кочаровский Вл.В. и др. // ФТП. 2022. Т. 56, 651.
4. Кочаровская Е.Р., Кочаровский Вл.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66, в печати.

# RABI-EXCITATION OF LASER MODES IN THE ABSENCES OF THEIR RESONANCE WITH AN ACTIVE MEDIUM DUE TO SUPERRADIANT LASING OF A RESONANT POLARITON MODE

E.R. Kocharovskaya<sup>1,\*</sup>, V.I. V. Kocharovsky<sup>1</sup>

*<sup>1</sup>A.V. Gaponov-Grekhov institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences  
603950 Nizhny Novgorod, 46 Ulyanova str., Russia*

\*e-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

By numerical solution of nonlinear and analytical solution of linearized Maxwell-Bloch equations for a superradiant laser, it is found that the resonant laser polariton mode changes and leads to a formation of dissipative superradiant state with an inhomogeneous asymmetric grating of population inversion of active centers. This grating exists due to the large time of their phase relaxation, which exceeds the lifetime of a photon in a Fabry-Perot laser cavity and provides undamped Rabi oscillations of population inversion and dipole moments of centers. Due to the quadratic nonlinearity of the active medium, these Rabi oscillations excite modes that don't participate in induced emission of centers and lead to a dynamic phase transition from a stationary single-mode state to a nonstationary multimode state.

**Key words:** superradiance, population inversion grating, polariton and electromagnetic modes, low-Q Fabry-Perot cavity, Rabi oscillations.

## ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЗАВИСИМЫХ ЛЭМБОВСКИХ СДВИГОВ НА ХАРАКТЕР МЕЖАТОМНОГО ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ВОЛНОВОДЕ

А.С. Курапцев<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29*

\*e-mail: aleksej-kurapcev@yandex.ru

Показано, что лэмбовский сдвиг может существенно влиять на характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия в структурированных резервуарах. Данный эффект объясняется различием лэмбовского сдвига для атомов, находящихся в разных положениях, из-за неоднородности пространственной структуры электромагнитного поля. Для модельной системы из двух атомов в волноводе показано, что разность лэмбовских сдвигов может быть того же порядка, что и естественная ширина линии атомного перехода.

**Ключевые слова:** лэмбовский сдвиг, волновод, резонатор, диполь-дипольное взаимодействие, атомный ансамбль, коллективные эффекты

Изучение оптических коллективных эффектов в атомных ансамблях представляет собой одно из наиболее перспективных направлений квантовой физики. Данное направление находит ряд применений в квантовой метрологии, стандартизации частоты и квантовой информатике. К настоящему времени стало понятно, что для правильного теоретического описания коллективных эффектов с учетом всех межатомных корреляций требуется микроскопический подход.

В рамках микроскопического подхода электромагнитное диполь-дипольное взаимодействие между атомами можно интерпретировать как обмен фотонами, в том числе и виртуальными. Похожий физический механизм излучения и последующего поглощения виртуальных фотонов одним и тем же атомом обуславливает естественную ширину линии атомных переходов. Поэтому подходы квантовой оптики позволяют описывать в рамках единого формализма как спонтанный распад отдельных атомов, так и межатомные диполь-дипольные взаимодействия [1–5]. Однако существует одна проблема, которая обычно игнорируется в этих подходах: проблема лэмбовского сдвига. В рамках стандартных нерелятивистских подходов лэмбовский сдвиг имеет ультрафиолетовую расходимость. В случае ансамблей атомов в свободном пространстве эту проблему удастся легко обойти - поскольку лэмбовский сдвиг всех атомов одинаков, его можно аддитивно включить в частоту перехода [6]. Однако этот простой прием не работает, когда мы имеем дело с ансамблями атомов, находящимися в резонаторе или волноводе. В этом случае атомы, находящиеся в разных пространственных положениях, имеют различные лэмбовские сдвиги из-за пространственной неоднородности электромагнитного поля в резонаторе и/или волноводе [7–11]. В свою очередь, это может оказывать влияние на межатомное диполь-дипольное взаимодействие и связанные с ним кооперативные эффекты.

В настоящей работе исследован лэмбовский сдвиг, который зависит от положения атома в волноводе. Проанализировано, как это влияет на характер диполь-дипольного взаимодействия.

В качестве метода исследования была выбрана комбинация двух подходов - квантового микроскопического подхода для анализа кооперативных эффектов, который основан на модели связанных осциллирующих диполей, и квантово-электродинамического метода Бете для расчета лэмбовских сдвигов.

Рассчитан лэмбовский сдвиг  $1s$  состояния атома водорода, находящегося в волноводе. Было показано, что разброс в Лэмбовских сдвигах для атомов, расположенных в разных точках пространства внутри волновода, составляет сотни МГц, что вполне сравнимо с естественной

шириной линии перехода  $2p \rightarrow 1s$ , которая составляет 100 МГц [12]. Поэтому, пространственная зависимость Лэмбовских сдвигов может оказывать существенное влияние на характер диполь-дипольного взаимодействия между различными атомами в волноводе. Это было наглядно продемонстрировано примере модельной системы из двух одинаковых атомов, один из которых в начальный момент времени возбужден, а второй изначально находится в основном состоянии. Были проанализированы отличия в динамике населенностей возбужденных состояний обоих атомов для случая, когда лэмбовские сдвиги учтены, от случая, когда эти сдвиги не учитывались. Конкретные расчеты были проведены для двух значений разности лэмбовских сдвигов атомов: 0.5 от естественной ширины линии перехода и 3 естественные ширины линии перехода. Показано, что уже для первого случая учет лэмбовских сдвигов приводит к заметным количественным изменениям в динамике населенностей, а для второго случая эти изменения носят не только количественный, но и качественный характер.

### Литература

1. Stephen M. J. // J. Chem. Phys. 1964. V. 40. P. 669.
2. Hutchinson D. A., Hameka H. F. // J. Chem. Phys. 1964. V. 41. P. 2006.
3. Bonifacio R., Schwendimann P., Haake F. // Phys. Rev. A. 1971. V. 4. P. 302.
4. Bonifacio R., Schwendimann P., Haake F. // Phys. Rev. A. 1971. V. 4. P. 854.
5. Ficek Z., Tanas R., Kielich S. // Opt. Acta. 1986. V. 33. P. 1149.
6. Соколов И.М., Куприянов Д.В., Хэви М.Д. // ЖЭТФ. 2011. Т. 112. С. 246.
7. Белов А.А., Лозовик Ю.Е., Покровский В.Л., ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 552.
8. Horak P., Domokos P., Ritsch H. // Europhys. Lett. 2003. V. 61. P. 459.
9. Wang X.-H., Kivshar Y. S., Gu B.-Y. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. Art. no. 073901.
10. Yao P., Van Vlack C., Reza A. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. Art. no. 195106.
11. Rybin M. V., Mingaleev S. F., Limonov M. F. et al. // Sci. Rep. 2016. V. 6. Art. no. 20599.
12. Kuraptsev A. S., Sokolov I. M. // Phys. Rev. A. 2023. V. 107. Art. no. 042808.

## THE INFLUENCE OF SPATIALLY DEPENDENT LAMB SHIFTS ON THE CHARACTER OF INTERATOMIC DIPOLE-DIPOLE INTERACTION IN A WAVEGUIDE

A.S. Kuraptsev<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University  
195251 St. Petersburg, Russia*

\*e-mail: aleksej-kurapcev@yandex.ru

We show that the Lamb shift can significantly affect the nature of the interatomic dipole-dipole interaction in structured reservoirs. The effect is explained by the difference in the Lamb shift for atoms located at different positions due to the inhomogeneity of the spatial structure of the electromagnetic field. Based on the model system involving two atoms in a waveguide, we demonstrate that this difference can be the same order as the natural linewidth of the atomic transition.

**Key words:** Lamb shift, waveguide, cavity, dipole-dipole interaction, atomic ensemble, collective effects.

# ОДНОРЕЗОНАТОРНЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР ПЕРЕПУТАННЫХ ФОТОНОВ, СОВМЕСТИМЫЙ С ТВЁРДОТЕЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТЬЮ

И.З. Латыпов<sup>1,\*</sup>, Д.А. Турайханов<sup>1</sup>, А.О. Акатьев<sup>1</sup>, А.В. Шкаликов<sup>1</sup>, А.А. Калачев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН

420029, г. Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

<sup>2</sup>Казанский федеральный университет

420008, Россия, РТ, г. Казань, ул. Кремлевская, д.18

\*e-mail: bibidey@mail.ru

Представлены результаты эксперимента по наблюдению спонтанного параметрического рассеяния в однорезонаторном параметрическом генераторе света с КТР с периодически поляризованной структурой. Осуществлена генерация перепутанных пар фотонов со спектральной шириной менее 10 МГц для сигнального фотона на длине волны 580 нм, что делает данный однорезонаторный параметрический источник фотонов совместимым с твердотельной квантовой памятью.

**Ключевые слова:** квантовая память, спонтанное параметрическое рассеяние, перепутанные фотоны, однофотонный источник

Источники однофотонных и запутанных двухфотонных состояний света являются базовыми устройствами квантовых коммуникаций и оптических квантовых вычислений, что делает их предметом активных исследований и разработок [1–5]. Актуальной задачей является создание узкополосных однофотонных источников света, совместимых с устройствами квантовой памяти [6–8]. Такие устройства необходимы для реализации протоколов квантового повторителя и создания глобальной квантовой сети с недоверенными узлами [9, 10].

Одним из наиболее эффективных и широко применяемых способов генерации однофотонных состояний и запутанных пар фотонов является спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) [2, 5, 11–14]. В процессе СПР при действии лазерного излучения накачки на квадратично-нелинейную среду происходит спонтанное уничтожение фотона накачки и рождение пары коррелированных фотонов меньшей частоты, называемых обычно сигнальным и холостым. Данное явление позволяет генерировать однофотонные состояния с оповещением, когда регистрация одного из коррелированных фотонов говорит о наличии второго фотона на выходе источника. Однако типичная ширина спектра фотонов, генерируемых в нелинейных кристаллах, составляет несколько терагерц, в то время как спектральная ширина рабочего перехода в ячейках квантовой памяти, как правило, лежит в диапазоне от 10 МГц до 1 ГГц. Для сужения спектра СПР можно использовать внутриврезонаторный режим генерации, который позволяет управлять спектральной шириной и длиной волны испускаемых фотонов и при этом увеличивать спектральную яркость источника [15].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования СПР в резонаторе, при котором генерируются узкополосные фотоны, совместимые с линиями поглощения кристалла  $^{153}\text{Eu}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  (Eu:YSO) на длине волны 580 нм. Данный материал может демонстрировать чрезвычайно узкие (с шириной порядка 10 МГц) оптические линии [16,17], что открывает возможность разрабатывать квантовые интерфейсы на основе нерезонансного рамановского поглощения и испускания фотонов. Соответствующий характеристикам источник узкополосных (70 МГц) однофотонных состояний был представлен впервые в [18]. В настоящей работе путём оптимизации параметров резонатора получена существенно меньшая спектральная ширина фотонов (менее 10 МГц) с выделением одной спектральной моды, сравнимая с наиболее узкими линиями поглощения в примесных кристаллах.

Уменьшение спектральной ширины фотонов по сравнению с предыдущим экспериментом [18] достигнуто за счёт использования резонатора, близкого к конфокальному, увеличения его

длины и применения нелинейного кристалла лучшего оптического качества. Перепутанность фотонов по поляризации достигается путем использования двух одинаковых кристаллов КТР, оптические оси которых ориентированы под углом 90 градусов друг относительно друга, при этом лазер накачки имеет линейную поляризацию, ориентированную под углом 45 градусов к каждому кристаллу. В работе была проведена поляризационная томография генерируемых состояний, исследованы спектральные характеристики сигнальных фотонов на длине 580 нм, а также осуществлена стабилизация оптического резонатора.

Работа выполнена в рамках реализации «дорожной карты» развития высокотехнологичной области «Квантовые коммуникации» (договор с ОАО «Российские железные дороги» от 24 декабря 2021 года № 814/ОКЭ-ДКСС/21/1/1).

### Литература

1. Eisaman M. D., Fan J., Migdall A., Polyakov S. V. // *Rev. Sci. Instrum.* 2011. V. 82. Art.no. 071101.
2. Caspani L., Xiong C., Eggleton B., et al. // *Light Sci. Appl.* 2017. V. 6. Art. no. e17100.
3. Slussarenko S., Pryde G. J. // *Appl. Phys. Rev.* 2019. V. 6. Art. no. 041303.
4. Lee J., Leong V., Kalashnikov D., et al. // *AVS Quantum Sci.* 2020. V. 2. Art. no. 031701.
5. Signorini S., Pavesi L. // *AVS Quantum Sci.* 2020. V. 2. Art. no. 041701.
6. Bussi`eres F., Sangouard N., Afzelius M., et al. // *J. Modern Opt.* 2013. V. 60. P. 1 519–1 537.
7. Heshami K., England D., Humphreys P., et al. // *J. Modern Opt.* 2016. V. 63. P. 2 005–2 028.
8. Guo M., Liu S., Sun W., et al. // *Front. Phys.* 2023. V. 18. Art. no. 21303.
9. Sangouard N., Simon C., de Riedmatten H., Gisin N. // *Rev. Mod. Phys.* 2011. V. 83. P. 33–80.
10. Wei S.-H., Jing B., Zhang X.-Y., et al. // *Laser Photonics Rev.* 2022. V. 16. Art. no. 2100219.
11. Клышко Д. Н. // *Квантовая электроника.* 1977. Т. 4, № 5. С. 1 056–1 062.
12. Hong C. K., Mandel L. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56. P. 58–60.
13. Meyer-Scott E., Silberhorn C., Migdall A. // *Rev. Sci. Instrum.* 2020. V. 91. Art. no. 041101.
14. Anwar A., Perumangatt C., Steinlechner F., et al. // *Rev. Sci. Instrum.* 2021. V. 92. Art. no. 041101.
15. Slattery O., Ma L., Zong K., Tang X. // *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 2019. V. 124. P. 1–18.
16. Macfarlane R. M., Meltzer R. S., Malkin B. Z. // *Phys. Rev. B.* 1998. V. 58. P. 5 692–5 700.
17. Akhmedzhanov R., Gushchin L., Nizov N., et al. // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97. Art. no. 245123.
18. Акатьев Д. О., Латыпов И. З., Шкаликов А. В., Калачев А. А. // *Квантовая электроника.* 2018. Т. 48, № 10. С. 902–905

# SINGLE-RESONANT PARAMETRIC OSCILLATOR FOR ENTANGLED PHOTONS COMPATIBLE WITH SOLID-STATE QUANTUM MEMORIES

I.Z. Latypov<sup>1</sup>, D.A. Turaykhanov<sup>1</sup>, A.O. Akat'ev<sup>1</sup>, A.V. Shkalikov<sup>1</sup>,  
A.A. Kalachev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute  
420029 Kazan, Sibirsky tract, 10/7, Russia*

<sup>2</sup>*Kazan Federal University  
420008 Kazan, 18 Kremlyovskaya street*

\*e-mail: bibidey@mail.ru

We present the results of spontaneous parametric down-conversion in a single-resonant optical parametric oscillator with KTP crystal. The possibility of producing narrow-band single photons at the wavelength of 580 nm with the bandwidth of 10 MHz is shown. The latter makes this single-photon source compatible with quantum memories based on crystals.

**Key words:** quantum memory, SPDC, entangled photons, single photon source

# ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА ГЕНЕРАЦИЮ И СВОЙСТВА ПЛАТИКОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

В.Е. Лобанов<sup>1,\*</sup>, О.В. Боровкова<sup>2</sup>, И.А. Биленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Российский Квантовый Центр, 121205 г. Москва, Территория инновационного центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1.*

<sup>2</sup>*Физический факультет, МГУ им. М.В.Ломоносова  
119991, г. Москва, Ленинские горы, МГУ имени М.В.Ломоносова, д. 1, стр. 2.*

\*e-mail: vallobanov@gmail.com

Численно исследовано влияние тепловых эффектов на генерацию и свойства платиконов в высокочастотных оптических микрорезонаторах. Проведен анализ областей устойчивости таких солитонных структур. Обнаружено, что в случае «положительных» тепловых эффектов устойчивы наиболее широкие высокоэнергетичные платиконы, а в случае «отрицательных» тепловых эффектов устойчивость сохраняют узкие низкоэнергетичные платиконы. Показано, что в микрорезонаторах с «отрицательными» тепловыми эффектами взаимодействие кубично-нелинейных и тепловых процессов может обеспечить возможность генерации платиконов без применения других методик, считающихся необходимыми в иных случаях.

**Ключевые слова:** микрорезонатор, кубичная нелинейность, терморелаксация, солитон, платикон, устойчивость.

За последние более чем два десятилетия высокочастотные оптические микрорезонаторы [1] благодаря своим уникальным свойствам стали эффективным и важным инструментом нелинейной и квантовой оптики, фотоники и радиофотоники [2]. Однако, проведенные многочисленные исследования показали, что при накачке высокочастотного оптического микрорезонатора внешним лазером неизбежно сказываются тепловые эффекты, такие как терморелаксация и тепловое расширение [3]. Проявляясь в виде различных тепловых дрейфов, флуктуаций и неустойчивостей [4], они оказывают существенное влияние на динамику нелинейных процессов в таких структурах, в том числе и на активно исследуемый в последние годы процесс генерации оптических частотных гребенок и диссипативных солитонов [5,6]. Процесс генерации и свойства светлых солитонов в таких нагретых микрорезонаторах при аномальной дисперсии групповых скоростей хорошо изучены. В настоящее время разработан ряд методов, минимизирующих влияние тепловых эффектов. Однако, для темных солитонов или платиконов (солитонов с плоской вершиной) [7], возбуждаемых при нормальной дисперсии групповых скоростей, эти вопросы изучены существенно меньше. Стоит отметить, что такие оптические сигналы обладают рядом преимуществ по сравнению со светлыми солитонами, в том числе гораздо большей эффективностью преобразования энергии накачки в энергию генерируемых спектральных компонент [8], и успешно применяются при решении различных актуальных научных и прикладных задач, например, в телекоммуникационных системах [9].

В данной работе численно изучены свойства платиконов в микрорезонаторах с учетом тепловых эффектов. Для численного анализа использовалась система из двух уравнений, описывающих нелинейную динамику в резонаторе: уравнение Луджиато-Лефевра (нелинейное уравнение Шредингера с диссипацией и накачкой) для медленно меняющейся огибающей поля в резонаторе и скоростное уравнение для нормированного теплового сдвига резонансной частоты микрорезонатора [10]. Было показано, что в случае "положительных" тепловых эффектов, когда направление теплового сдвига резонансных частот микрорезонатора совпадает с направлением нелинейного сдвига, устойчивы наиболее широкие высокоэнергетичные платиконы, длительность которых близка к времени обхода в резонаторе. В случае "отрицательных" тепловых эффектов устойчивость сохраняют узкие низкоэнергетичные платиконы. Ширина и положение областей устойчивости определяется совокупностью таких параметров как мощность накачки, время тепловой релаксации и величина эффективной тепловой нелинейности. Помимо этого было показано, что в

микрорезонаторах с "отрицательными" тепловыми эффектами взаимодействие кубично-нелинейных и тепловых процессов может обеспечить возможность генерации платиконов без применения специальных приёмов, необходимых в иных случаях. Обычно, для генерации темных солитонов используют либо сложные микрорезонаторные структуры для управления дисперсионными характеристиками, либо системы с амплитудно-модулированной или двухчастотной или импульсной накачкой, либо специальные режимы, такие как режим затягивания. В работе определены условия теплоиндуцированного возбуждения платиконов и определен необходимый для этого диапазон параметров системы "микрорезонатор-лазер". Показано, что при наличии "отрицательных" тепловых эффектов в определенном диапазоне параметров возможна генерация платиконов как при перестройке частоты накачки, так и без нее, если отношение времени жизни фотона в микрорезонаторе к времени тепловой релаксации достаточно велико. Описана динамика подобных процессов и выявлены различные режимы генерации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект 22-22-00872).

### Литература

1. Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., Ilchenko V.S. // *Physics Letters A*. 1989. V. 137. P. 393.
2. Strekalov D.V., Marquard C., Matsko A.B., et al. // *Journ. Opt.* 2016. V. 18. № 12. Art. no. 123002.
3. Ilchenko V., Gorodetskii M.L. // *Las. Phys.* 1992. V. 2. P. 1004.
4. Carmon T., Yang L., Vahala K.J. // *Opt. Express*. 2004. V. 12. № 20. P. 4742.
5. Kippenberg T.J., Gaeta A.L., Lipson M., et al. // *Science*. 2018. V. 361. № 6402. Art. no. eaan8083.
6. Pasquazi A., Peccianti M., Razzari L., et al. // *Phys. Rep.* 2018. V. 729. P. 1.
7. Lobanov V.E., Lihachev G., Kippenberg T.J., et al. // *Opt. Express*. 2015. V. 23. № 6. P. 7713.
8. Xue X., Wang P.-H., Xuan Y., et al. // *Laser & Photon. Rev.* 2017. V. 11. № 1. Art. no. 1600276.
9. Fülöp A., Mazur M., Lorences-Riesgo A., et al. // *Nat. Comm.* 2018. V. 9. № 1. P. 1598.
10. Lobanov V.E., Kondratyev N.M., Bilenko I.A. // *Optics Letters*. 2021. V. 46. № 10. P. 2380.

## INFLUENCE OF THERMAL EFFECTS ON GENERATION AND PROPERTIES OF PLATICONS IN OPTICAL MICRORESONATORS

V.E. Lobanov<sup>1,\*</sup>, O.V. Borovkova<sup>2</sup>, I.A. Bilenko<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Russian Quantum Center*

*121205, Moscow, Territory of Skolkovo Innovation Center, Bolshoy Boulevard, 30, building 1.*

<sup>2</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*

*119991, Moscow, Leninskiye Gory, Lomonosov Moscow State University, 1, building 2.*

\*e-mail: vallobanov@gmail.com

The effect of thermal effects on the generation and properties of platicons in high-Q optical microresonators is studied numerically. The stability regions of such soliton structures are analyzed. It is found that in the case of "positive" thermal effects, the widest high-energy platicons are stable, while for "negative" thermal effects, narrow low-energy platicons remain stable. It is shown that in microresonators with "negative" thermal effects, the interplay of cubic-nonlinear and thermal processes can provide the possibility of platicon excitation without the use of other techniques considered necessary in other cases.

**Key words:** microresonator, cubic nonlinearity, thermorefraction, soliton, platicon, stability

## ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК НИЗКОГО ПОРЯДКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА ЧЕРЕЗ СТРУЮ АРГОНА

К.В. Львов<sup>1,\*</sup>, С.Ю. Стремоухов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
119234, г. Москва, ул. Ленинские горы, д. 1

<sup>2</sup>НИИЦ «Курчатовский институт»  
123182, г. Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

\*e-mail: lvov.kv14@physics.msu.ru

Представлены результаты численного исследования особенностей генерации гармоник низкого порядка, возникающих в струе аргона с различным давлением (от 1 до 15 бар) при прохождении через нее высокоинтенсивного ( $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона (4.5 мкм). Продемонстрировано существенное влияние плазменной нелинейности на фазовый синхронизм, проявляющееся в увеличении угла разлета неколлинеарной составляющей сигнала гармоник.

**Ключевые слова:** гармоники низкого порядка, газовая струя, фазовый синхронизм.

Генерация гармоник, возникающих в результате взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с веществом, исследуется на протяжении многих лет в газовых средах [1-3], плазменных средах [4-5] и твердых телах [6-7]. Излучение гармоник высокого порядка находит свое применение в создании лазерных импульсов аттосекундной длительности [8] как инструмента для изучения сверхбыстрых процессов в фотохимии, биологии и материаловедении. Также гармоники низкого порядка, например, третья гармоника используется как средство диагностики состояния вещества, например, для определения плотности микроплазмы, создаваемой лазерным излучением в объеме диэлектриков [9].

Проблема фазового синхронизма при генерации гармоник становится особо важной при использовании длинноволновых лазерных источников, поскольку излучение заданной длины волны получается как гармоника более высокого порядка, по сравнению, например, с лазерным источником видимого диапазона. Поэтому волновая отстройка в большей степени чувствительна к параметрам генерации: составу газовой среды, ее длине и давлению, условий фокусировки. К тому же, повышение интенсивности лазерного излучения, мотивированное увеличением энергии гармоник, приводит к нежелательным нелинейным добавкам к расстройке волновых векторов накачки и гармоник: фазовая самомодуляция, дефокусировка в возникающей плазме. Определение оптимальных условий для генерации гармоник и изучение особенностей фазового синхронизма является важной теоретической задачей, решаемой в тесном контексте с экспериментальными исследованиями.

В работе [10] были проведены эксперименты по генерации гармоник в струе аргона и было показано, что увеличение ширины аргоновой струи (т.е. длины взаимодействия) усиливает сигнал гармоник за счет увеличения числа атомов, участвующих во взаимодействии. При увеличении давления газовой струи был продемонстрирован рост интенсивности 5-й гармоники (длина волны лазерного излучения 4.5 мкм). Однако, эта зависимость требует дополнительного теоретического исследования, поскольку используемые в эксперименте давления газовой струи (от 1 до 16 бар) обуславливают существенно нелинейный режим распространения лазерного излучения через струю. Этот вывод подтверждается отсутствием совпадения для высоких давлений ( $> 10$  бар) энергии 5-й гармоники между экспериментальными данными и расчетными значениями [11], полученными с помощью непертурбативной теории отклика атомов в лазерном поле [3] и интерференционной модели для учета откликов множества атомов [12].

В данной работе проводится теоретическое исследование зависимости энергии 5-й гармоники от давления газовой струи и обсуждаются особенности углового распределения излучения гармоники с учетом распространения лазерного излучения в среде.

Распределение интенсивности на оси распространения лазерного излучения рассчитывалось с помощью уравнения однонаправленного распространения импульсов (URPE) [13]. Эта модель учитывает дифракцию (в параксиальном приближении), материальную дисперсию, а также различного рода нелинейные слагаемые. Источниками нелинейности выступают нелинейная поляризация, плазменные нелинейности и поглощение вследствие фотоионизации:

$$\frac{\partial P_{nl}(z, r, t)}{\partial t} = cn_0^2 n_2 \varepsilon_0^2 \frac{\partial}{\partial t} \left( |E|^2 E + \frac{1}{3} E^3 \right) + \frac{e^2}{m_e} \int_{-\infty}^t e^{\nu_e(t-t')} \rho E(z, r, t') dt' + cn_0 \varepsilon_0 \frac{U_{ion}}{I} W(I) \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_{at}} \right) E.$$

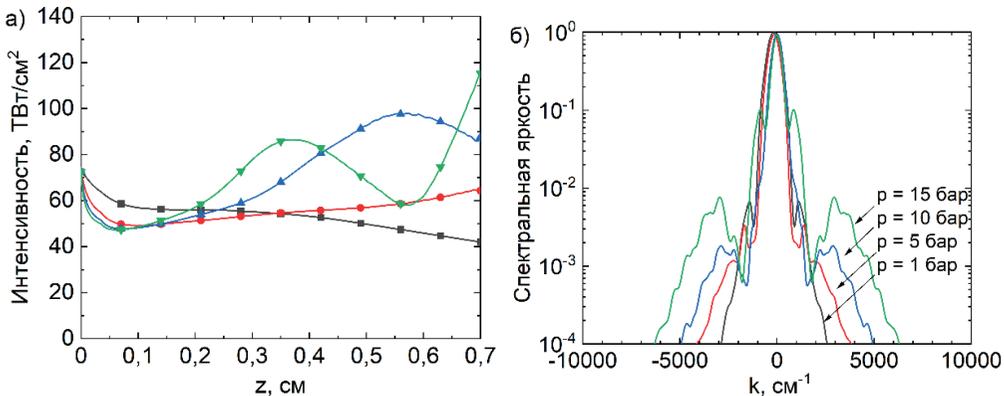
Здесь  $P_{nl}$  и  $E$  – комплексные амплитуды обобщенной нелинейной поляризации (включающей токовые слагаемые) и электрического поля соответственно,  $I$  – интенсивность лазерного излучения,  $\rho$  – плотность свободных носителей,  $\rho_{at} = p \cdot 2.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  – плотность атомов аргона,  $p$  – давление аргона, выраженное в барах,  $n_0 = 1 + 6.43 \cdot 10^{-5} + \frac{2.86 \cdot 10^{-2}}{144-1/\lambda^2} \cdot p$  – показатель преломления аргона [14],  $\lambda = 4.5 \text{ мкм}$  – длина волны лазерного излучения,  $n_2 = p \cdot 10^{-18} \text{ см}^2/\text{Вт}$  – нелинейный показатель преломления аргона [15],  $\nu_e = p \cdot 10^{-3} \text{ фс}^{-1}$  – частота столкновений электронов,  $U_{ion} = 16 \text{ эВ}$  – потенциал ионизации аргона,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $c$  – скорость света в вакууме,  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона соответственно.

Динамика плотности свободных носителей описывалась односкоростным уравнением:

$$\frac{\partial \rho(z, r, t)}{\partial t} = W(I) \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_{at}} \right),$$

где  $W(I)$  – скорость фотоионизации, рассчитываемая по модели Келдыша [16].

В численных расчетах использовались лазерные импульсы гауссового профиля длительностью 160 фс, длиной волны  $\lambda = 4.5 \text{ мкм}$  и энергией 1.6 мДж. Излучение фокусировалось с помощью собирающей линзы с фокусным расстоянием  $f = 150 \text{ мм}$  (конфокальный параметр составлял  $b = 7.2 \text{ мм}$ ) в середину струи аргона шириной  $L = 7 \text{ мм}$  и давлением от 1 до 16 бар. Интенсивность лазерного излучения в перетяжке составляла  $10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Полученное распределение интенсивности лазерного излучения на оси распространения для разных давлений газовой струи показано на рис. 1а.



**Рис. 1.** а) Модуляция интенсивности лазерного излучения при распространении в струе аргона. б) Угловой спектр 5-й гармоники на выходе из струи аргона. Давление аргона равно 1 бар (черные квадраты), 5 бар (красные круги), 10 бар (зеленые треугольники), 15 бар (синие треугольники).

Лазерное поле большой интенсивности  $10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2$ , попадая в струю аргона, сразу же создает электронную плазму с плотностью  $\rho = 0.003 \rho_{at}$ , что сказывается на заметном поглощении лазерного излучения в начале распространения. Поскольку нелинейная длина составляет порядка нескольких миллиметров (если быть точнее, то при давлении  $p = 16$  бар нелинейная

длина равна  $L_{\text{нл}}(p = 16 \text{ bar}) \approx \frac{\lambda}{n_2 I} = 2.8 \text{ мм}$ , то заметной становится модуляции интенсивности лазерного излучения (рис. 1а).

Помимо материальной дисперсии, плазменной нелинейности и фазовой самофокусировки на фазовый синхронизм также оказывает влияние геометрическая фаза, которая на длине  $L = 7 \text{ мм}$  при фокусном расстоянии  $f = 150 \text{ мм}$  изменяется в пределах от  $-0.78$  до  $0.78$ , т.е. в широком диапазоне.

На рис. 1б показаны угловые спектры 5-й гармоники на выходе из струи аргона при разных давлениях газа. Излучение гармоники имеет как коллинеарную составляющую, так и неколлинеарную, причем энергия последней составляет не более 1% от всей энергии излучения гармоники. Стоит также отметить, что угол отклонения неколлинеарной составляющей от направления распространения увеличивается с ростом давления газовой струи: для  $p = 1 \text{ бар}$  угол составляет  $4,6^\circ$ , для  $p = 5 \text{ бар}$  –  $5,6^\circ$ , для  $p = 10 \text{ бар}$  –  $9,1^\circ$ , для  $p = 15 \text{ бар}$  –  $11,9^\circ$ . Однако эти углы отклонения в несколько раз выше тех значений, которые должны были бы быть при влиянии исключительно материальной дисперсии на фазовый синхронизм. Действительно, согласно формуле Селмейера для аргона [14], поперечная компонента волнового вектора для генерации 5-й гармоники составляет  $125 \cdot \sqrt{p} \text{ см}^{-1}$ , что составляет около  $0,1^\circ$  для  $p = 1 \text{ бар}$  и  $0,4^\circ$  для  $p = 15 \text{ бар}$ . Следовательно, имеется значительная отрицательная добавка к волновым векторам основной частоты, обусловленная доминирующей над фазовой самомодуляцией плазменной нелинейностью.

Указанные в данной работе результаты раскрывают механизмы, управляющие фазовым синхронизмом при генерации гармоник низкого порядка. Дополнительно проведенные расчеты сигналов гармоник в рамках интерференционной модели [12] показали хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных на всей области вариации давления.

### Литература

1. Schafer K.J., Yang B., DiMauro L.F. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 70. P. 1599–1602.
2. Migal E.A., Potemkin F.V., Gordienko V.M. // *Laser Phys. Lett.* 2019. V. 16. P. 04540.
3. Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A. // *European Phys. J. D.* 2012. V. 66. P. 16.
4. Силин В.П. // *ЖЭТФ.* 1964. Т. 47. С. 2254; Silin V.P. // *Sov. Phys. JETP.* 1965. V. 20. P. 1510.
5. Ганеев Р.А. // *Усп. физ. наук.* 2013. Т. 183. С. 815–847.
6. Garejev N., Jukna V., Tamošauskas G. et al. // *Opt. Express.* 2016. V. 24. P. 17060-17068.
7. Goulielmakis E., Brabec T. // *Nat. Photon.* 2022. V. 16. P. 411–421.
8. Стрелков В.В., Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф. и др. // *Усп. физ. наук.* 2016. Т. 186. С. 449–470.
9. Mareev E.I., Migal E.A., Potemkin F.V. // *Applied Phys. Lett.* 2019. V. 114. P. 031106.
10. Rumiantsev B.V., Pushkin A.V., Mikheev K.E. et al. // *JETP Letters.* 2022. V. 116. P. 683–690; Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Михеев К.Е. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2022. Т. 116. С. 659-666.
11. Румянцев Б.В., Михеев К.Е., Пушкин А.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2022. Т. 115, С. 431-436; Rumiantsev B.V., Mikheev K.E., Pushkin A.V. et al. // *JETP Letters.* 2022. V. 115. P. 390–395.
12. Stremoukhov S.Yu., Andreev A.V. // *Laser Phys.* 2018. V. 28. P. 035403.
13. Couairon A., Brambilla E., Corti T. et al. // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 2011. V. 199. P. 5–76.
14. Peck E.R., Fisher D.J. // *J. Opt. Soc. Am.* 1964. V. 54. P. 1362-1364.
15. Börzsönyi A., Heiner Z., Kovács A.P. et al. // *Opt. Express.* 2010. V. 18. P. 25847-25854.
16. Keldysh L.V. // *JETP.* 1965. V. 20. P. 1307; Келдыш Л.В. // *ЖЭТФ.* 1964. Т. 47. С. 1945.

## GENERATION OF LOW-ORDER HARMONICS DURING THE MID-IR LASER RADIATION PROPAGATION THROUGH AN ARGON JET

K.V. Lvov<sup>1,\*</sup>, S.Yu. Stremoukhov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University*

*119234, Russia, Moscow, Leninskie Gory str., bld. 1*

<sup>2</sup>*National Research Centre "Kurchatov Institute"*

*123182, Russia, Moscow, Akademika Kurchatova sqr., bld. 1*

\*e-mail: lvov.kv14@physics.msu.ru

The results of a numerical study of the features of low-order harmonics generation arising in an argon jet with different pressures (from 1 to 15 bar) when high-intensity ( $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>) mid-infrared laser radiation (4.5  $\mu$ m) passes through it are presented. A significant influence of plasma nonlinearity on the phase matching is demonstrated, which causes an increase in the radiation angle of the noncollinear component of the harmonic signal.

**Key words:** low-order harmonics, gas jet, phase matching.

# ОПТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ОТКЛИКА СВЕРХРЕШЕТКИ ПРИ НАЛИЧИИ ДЕФАЗИРОВКИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК V-ТИПА

Д.Я. Байрамдурдыев<sup>1</sup>, Р.Ф. Маликов<sup>1,\*</sup>, В.А. Малышев<sup>2</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

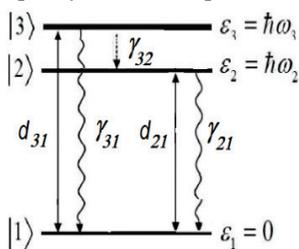
\*e-mail: rfmalikov@mail.ru

Мы проводим теоретическое исследование оптического отклика двумерной сверхрешётки квантовых излучателей с дублетом в возбужденном состоянии на действие непрерывного внешнего поля с учётом дефазировки состояний системы. Наша модель обнаруживает, что в окрестности коллективного (экситонного) резонанса системы монослой почти полностью отражает падающее поле, действуя таким образом, как зеркало нанометровой толщины. Вторичное поле, действующее на V-излучатель со стороны других V-излучателей системы, формирует их нелинейность и обеспечивает внутреннюю положительную обратную связь, что приводит к экзотическим особенностям отражения монослоя, таким как бистабильность, периодические и аperiodические автоколебания и в том числе хаотическое поведение. Все эти свойства создают платформу для применения подобных объектов в нанофотонике.

**Ключевые слова:** 2D-сверхрешётка, метаповерхность, мета атомы, трёхуровневые квантовые излучатели, квантовые точки, оптическая бистабильность, нелинейная оптическая динамика, автоколебания, хаос, дефазировка.

Объекты с экстраординарными свойствами представляет собой интерес в областях науки, ввиду широкого спектра применения. Актуальные методы технологии в силе производить таких метаматериалов[1]. И нас интересует оптические свойства метаматериала, который напрямую зависимы от квантовых точек, их формы и состава кристаллической решетки. И главное что могут быть целенаправленно управляемыми[5].

В данной работе мы исследуем нелинейный оптический отклик сверхрешетки, состоящей из упорядоченных квантовых излучателей с дублетом в возбужденном состоянии при условии дефазировки (при фазовой релаксации) системы. Как пример, полупроводниковые квантовые точки с вырожденной валентной зоной в магнитном поле [3]. Высокая плотность и сила осцилляции, диполь-дипольное взаимодействие берет весомую роль в оптическом отклике сверхрешетки. Поскольку средний дипольный момент напрямую зависим от текущего квантового состояния, связь между ними является функцией состояния. В сочетании с присущей самому квантовому эмиттеру нелинейностью обеспечивает положительную обратную связь, приводящую к очень стабильной работе, как и в случае одиночного слоя



квантового эмиттера со схемами лестничного [2] и Λ-лямбда [4] монослойный отклик, автоколебания, динамический хаос и высокая отражательная способность в данной полосе частот [5]. Схема энергетических уровней и переходов изолированного идентичных квантовых излучателей V типа представлена на рисунке 1. Оптически разрешенными являются переходы 1 и 2, 1 и 3, характеризующиеся дипольными моментами переходов  $d_{21}$  и  $d_{31}$ . Где 1 основное состояние с энергией  $\epsilon_1$ , 2 и 3 состояния дублета с энергиями соответственно  $\epsilon_2$  и  $\epsilon_3$ .

**Рис. 1.** Схема уровней квантовых излучателей V-типа.

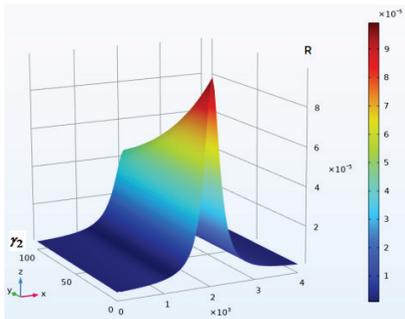
Состояния дублета 2 и 3 спонтанно затухают в основное состояние 1 с константами затухания соответственно  $\gamma_{21}$  и  $\gamma_{31}$ . Безызлучательная релаксация в дублете учитывается константой  $\gamma_{32}$ .

Предполагается, что на монослой падает плоская волна с частотой, квазирезонансной оптическим переходам в  $V$  квантовых излучателей. Оптическая динамика  $V$  квантовых излучателей в сверхрешетке описывается системой уравнений для матрицы плотности и поля:

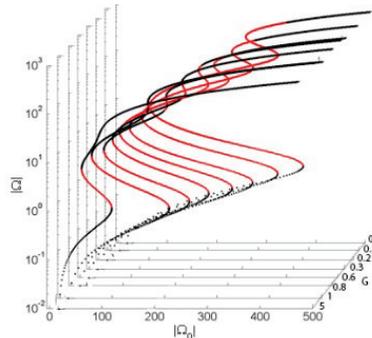
$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33} &= -(\gamma_{32} + \gamma_{31})\rho_{33} - \Omega \rho_{31}^* - \Omega^* \rho_{31}, \\ \dot{\rho}_{22} &= \gamma_{32}\rho_{33} - \gamma_{21}\rho_{22} - \mu(\Omega \rho_{21}^* + \Omega^* \rho_{21}), \\ \dot{\rho}_{11} &= \gamma_{31}\rho_{33} + \gamma_{21}\rho_{22} + \Omega \rho_{31}^* + \Omega^* \rho_{31} + \mu(\Omega \rho_{21}^* + \Omega^* \rho_{21}), \\ \dot{\rho}_{32} &= -[i\Delta_{32} + \frac{1}{2}(\gamma_{31} + \gamma_{32} + \gamma_{21}) + 2\Gamma]\rho_{32} - \Omega \rho_{21}^* - \mu \Omega^* \rho_{31}, \\ \dot{\rho}_{31} &= -[i\Delta_{31} + \frac{1}{2}(\gamma_{31} + \gamma_{32}) + \Gamma]\rho_{31} + \Omega(\rho_{33} - \rho_{11}) + \mu \Omega \rho_{32}, \\ \dot{\rho}_{21} &= -[i\Delta_{21} + \frac{1}{2}\gamma_{21} + \Gamma]\rho_{21} + \mu \Omega(\rho_{22} - \rho_{11}) + \Omega \rho_{32}^*, \\ \Omega &= \Omega_0 + (\gamma_R - i\Delta_L)(\rho_{31} + \mu \rho_{21}). \end{aligned}$$

где точка над  $\rho_{ij}$  означает производную по времени,  $\Delta_{31}$  и  $\Delta_{32}$  отстройки частот внешнего поля от частот резонансных переходов. 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 поля, оно представляет собой сумму внешнего поля  $\Omega_0$  и поля всех остальных квантовых излучателей в месте расположения данного (второе слагаемое) [5].

Рассмотрим, прежде всего линейный режим отражения ( $|\Omega_0| \ll 1$ ,  $\rho_{11} \approx 1$ ). С этой целью удержим в уравнениях для  $\rho_{31}$  и  $\rho_{21}$  лишь линейные по  $\Omega_0$  слагаемые. Подставляя в коэффициент отражения  $R$  светового потока линейное решение уравнений для  $\rho_{31}$  и  $\rho_{21}$ , получаем уравнения для аналитического решения коэффициента линейного отражения  $R$  (рис.2). На рис.2 приведены коэффициент отражения с учетом дефазировки состояний. Виден пик практически полного отражения ( $R \approx 1$ ) в области  $\Delta_{31} \approx 2\Delta L$ . На рис.3 представлено стационарные решения уравнений при различных значения дефазировки состояний.

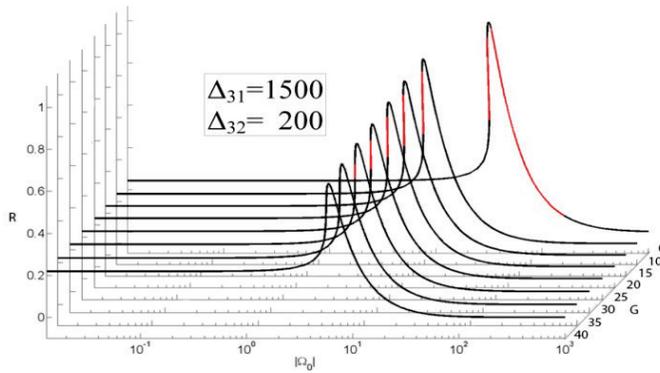


**Рис.2** Влияние дефазировки на линейный коэффициент отражения [5].



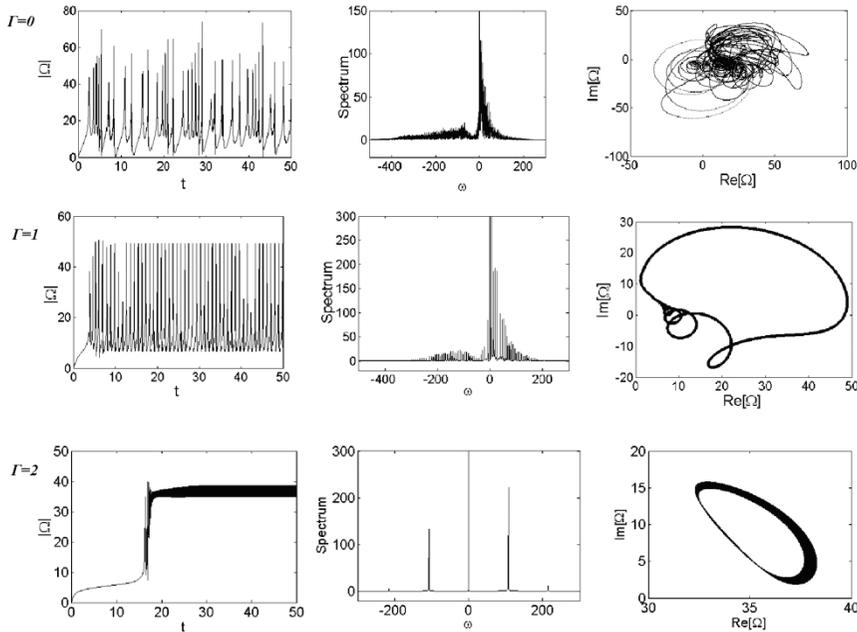
**Рис.3** Стационарные решения при учете фазовой релаксации

На рисунке 4 представлены аналитические решения коэффициента нелинейного отражения  $R$  при различных значениях дефазировки (фазовой релаксации) энергетических состояний вблизи истинного резонанса, которая учитывается величиной отстройки. Влияние дефазировки энергетических состояний подвергает к редукции бистабильности и сокращению отражательной способности метаповерхности. Для анализа устойчивости мы использовали метод показателей Ляпунова. Другим свойством нашего монослоя, является его большая (почти стопроцентная) способность отражения в определенной полосе частот, т. е. в данной полосе частот монослой работает как идеальное нанометровое зеркало, причем, отражение может передаваться при небольшом изменении амплитуды поля событий (бистабильность).



**Рис. 4.** 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. Темные (красные) фрагменты кривых отвечают устойчивым (неустойчивым) участкам  $R$

Далее на рис.5 приведены расчеты по нелинейной динамике отклика для следующих параметров суперкристалла и поля  $\gamma_R = 100\gamma_{31}$ ,  $\Delta_L = 1000\gamma_{31}$ ,  $\gamma_{32} = 0.05\gamma_{31}$ . при различных значениях параметра фазовой (поперечной) релаксации.



**Рис. 5.** Динамика и спектр оптического отклика сверхрешетки при наличии фазовой релаксации

Величина расщепления  $\Delta_{32} = 40\gamma_{31}$ , Возбуждение атомов проводится резонансно центру дублета электронного перехода. Значение поля  $Re\Omega_0 = 40\gamma_{31}$ . При таком возбуждении мы наблюдаем генерацию периодического сигнала поля. На рис. слева – динамика поля, в центре спектр излучения, справа фазовая диаграмма ( $Re\Omega, Im\Omega$ ) при различных значениях фазовой релаксации  $\Gamma$ .

В работе было проделано теоретическое исследование оптического отклика сверхрешетки при наличии дефазировки электронных состояний квантовых точек V-типа. Это взаимодействие из-за зависимости излучателя от текущего квантового состояния вместе с присущей самим излучателям нелинейностью обеспечивает положительную обратную связь, приводящую к мультистабильности, нерегулярным и периодическим автоколебаниям. Фазовая

релаксация (дефазировка) приводит к подавлению способности отражения сверхрешетки. Такие системы представляют особый интерес и перспективны для применения в нанофотонике [6].

### Литература

1. Zheludev N.I. The Road Ahead for Metamaterials// Science. 2010. V.328. P.582.
2. 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.
3. 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.
4. 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).
5. 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.
6. Solntsev A S, Agarwal G S and Kivshar Y S. Metasurfaces for quantum photonics // Nat.Photon. 2021, V.15 P.327–36.

## OPTICAL RESPONSE OF A 2D SUPERLATTICE OF THREE-LEVEL V - EMITTERS: STATE DEPHASING EFFECTS

**D.Y. Bayramdurdyev<sup>1</sup>, R.F. Malikov<sup>1,\*</sup>**

<sup>1</sup>*Bashkir State Pedagogical University n.a. M.Akmulla, 450008 Ufa, Russia*

\*e-mail: rfmalikov@mail.ru

We carry out a theoretical study of the optical response of a two-dimensional superlattice of quantum emitters with a doublet in the ground state to the action of a continuous external field, taking into account the dephasing of the states of the system. Our model reveals that in the vicinity of the collective (exciton) resonance of the system, the monolayer almost completely reflects the incident field, acting in this way as a nanometer-thick mirror. The secondary field acting on the V-emitter from other V-emitters of the system forms their nonlinearity and provides internal positive feedback, which leads to exotic features of the monolayer reflection, such as bistability, periodic and aperiodic self-oscillations, including chaotic behavior. All these properties create a platform for the use of such objects in nanophotonics.

**Key words:** 2D superlattice, metasurface, meta atoms, three-level quantum emitters, quantum dots, optical bistability, nonlinear optical dynamics, self-oscillation, chaos, dephasing.

# МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ И ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С ТЕРМО-ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

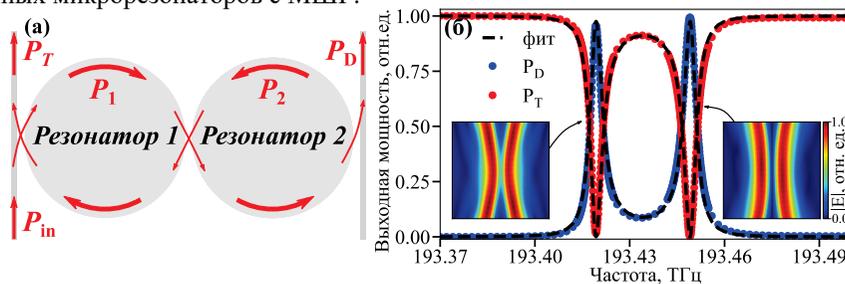
М.П. Марисова<sup>1,\*</sup>, А.В. Андрианов<sup>1</sup>, Е.А. Анашкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46  
\*e-mail: marisova.mariya@rambler.ru

Было проведено теоретическое исследование нелинейных термо-оптических эффектов в системе двух связанных микрорезонаторов. Получены зависимости внутрирезонаторных мощностей от частотной отстройки и мощности накачки в стационарном режиме, рассчитана их устойчивость. Получено, что при конкретных параметрах входного излучения возможны до 9 стационарных решений, из которых не более 4 являются устойчивыми, что кардинально отличает рассматриваемую систему от случая одного нелинейного резонатора. Были рассмотрены взаимодействия мод как с одинаковыми, так и с различными парциальными частотами; получено, что знак межмодовой отстройки имеет принципиальное значение. Проведён анализ переключений между устойчивыми состояниями, выявлены соответствующие закономерности.

**Ключевые слова:** термо-оптическая нелинейность, оптический микрорезонатор, микрорезонатор с модами шепчущей галереи.

Оптические микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ) являются уникальной платформой для изучения целого ряда фотонных эффектов благодаря своим особым свойствам: огромная добротность и высокая локализация полей. Чаще всего используются одиночные микрорезонаторы, однако, исследование систем из нескольких связанных микрорезонаторов также представляет определённый интерес, например для синхронизированной генерации оптических частотных гребёнок, высокоточных измерений, создания линий задержек, а также изучения различных лазерных эффектов [1]. Термо-оптическая нелинейность в микрорезонаторах, соответствующая зависимости собственных частот МШГ от температуры, – один из наиболее важных и распространённых типов нелинейности в микрорезонаторах, так как характерная величина частотных сдвигов может превышать ширины резонансных линий МШГ на несколько порядков. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию нелинейных термо-оптических процессов в системе двух связанных микрорезонаторов с МШГ.



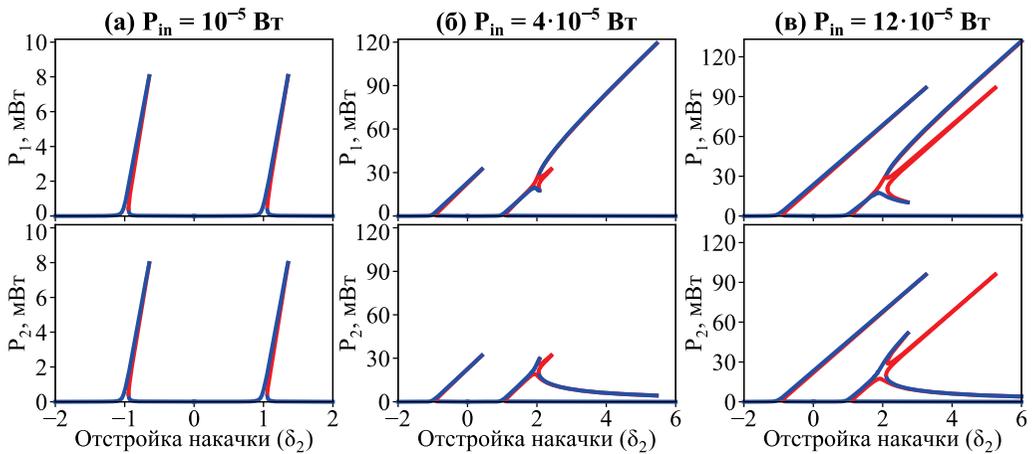
**Рис. 1.** (а) Принципиальная схема рассматриваемой системы связанных микрорезонаторов; стрелки показывают направление распространения излучения. (б) Выходной спектр системы идентичных микрорезонаторов в линейном приближении, рассчитанный с помощью конечно-элементной модели (точками) и полученный фит спектра с помощью теории связанных мод (пунктиром). Вставки показывают распределение модуля электрического поля в межрезонаторной области для образовавшихся супермод (соответствие частотам супермод показано стрелками).

Принципиальная схема рассматриваемой системы показана на рис. 1а; предполагается, что Резонаторы 1 и 2, а также волоконные перетяжки, используемые для завода и вывода излучения, изготовлены из кварцевого стекла. Диаметр микрорезонаторов  $\sim 50$  мкм.

Исследование нелинейных термо-оптических свойств системы проводилось в рамках формализма теории связанных мод [2,3]. Так как коэффициенты связи в системе ( $\kappa$  – коэффициент связи МШГ в резонаторах и  $Q_c$  – добротность связи «резонатор-перетяжка») априори неизвестны и напрямую зависят от геометрии системы, для их расчёта была разработана специальная конечно-элементная модель. С помощью этой модели были рассчитаны спектры пропускания системы в линейном приближении (рис. 1б), демонстрирующие образование двух супермод с несколько отличающимися распределениями электрического поля (см. вставки на рис. 1б). Далее был произведён фит рассчитанных спектров выражениями, полученными в линейном приближении для теории связанных мод, что позволило рассчитать коэффициенты связи  $\kappa$  и  $Q_c$  [2].

Зависимость парциальных частот МШГ от температуры микрорезонатора в системе вызвана, во-первых, изменением радиуса микрорезонатора (эффект теплового расширения), и, во-вторых, зависимостью показателя преломления стекла от температуры (термо-оптический эффект). Изменение температуры микрорезонатора, в свою очередь, вызывается частичным поглощением циркулирующего внутрирезонаторного излучения. Термо-оптические свойства микрорезонаторов (зависимость частот МШГ  $\omega_{1,2}$  от температуры и внутрирезонаторной оптической мощности  $P_{1,2}$ , а также характерное время релаксации температурных процессов) были учтены в рамках ранее разработанных и экспериментально верифицированных моделей для одного резонатора [4,5].

Сначала был проведён анализ стационарных состояний системы, состоящей из двух микрорезонаторов с идентичными «холодными» частотами МШГ (межмодовая отстройка  $\Delta = (\omega_{01} - \omega_{02})/\kappa = 0$ ). Результаты расчёта зависимости внутрирезонаторных мощностей от частотной отстройки накачки при постоянной мощности накачки  $P_{in}$  показаны на рис. 2. Видно, что при сравнительно малых  $P_{in}$  поведение системы аналогично случаю одного нелинейного резонатора: зависимости имеют вид наклонённых пиков.



**Рис. 2.** Рассчитанные зависимости внутрирезонаторных мощностей  $P_{1,2}$  в стационарном режиме как функция частотной отстройки накачки  $\delta_2 = (\omega - \omega_{02})/\kappa$  при постоянной мощности накачки. Синим цветом показаны устойчивые ветки, красным – неустойчивые. Предполагается нулевая межмодовая отстройка  $\Delta = 0$ , т.е.  $\omega_{01} = \omega_{02}$ . Единицы  $\delta_2$  соответствуют 15 ГГц.

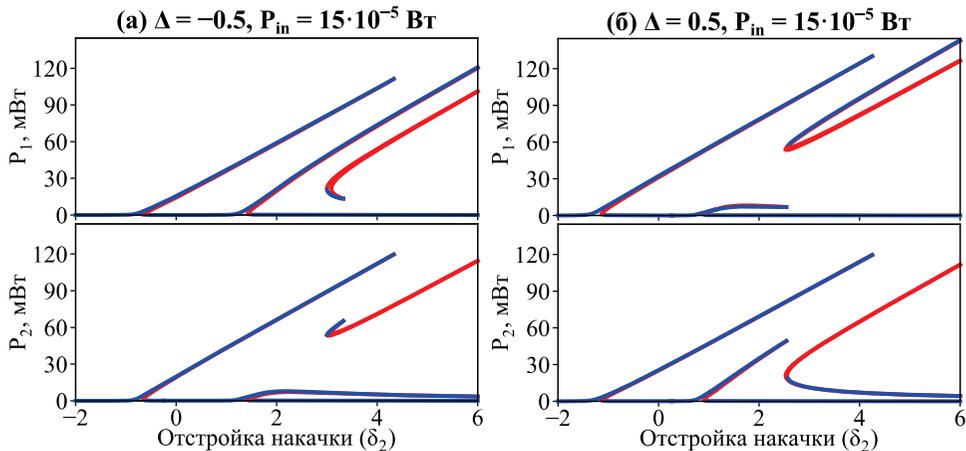
Однако при дальнейшем увеличении  $P_{in}$  зависимости качественно меняются (рис. 2б,в): правый (низкочастотный) пик расщепляется на три, средний из которых не имеет устойчивой части, а две образовавшиеся устойчивые ветки имеют различную величину: «короткая» ветка ( $P_1 < P_2$ ) и «длинная» ветка ( $P_1 > P_2$ ). В связи с этим образуются области параметров, где возможны до 9 стационарных состояний, из которых не более 4 устойчиво. Данный факт резко отличает

данную систему от случая одного нелинейного резонатора, где возможны от 1 до 3 стационарных состояний, из которых не более 2 являются устойчивыми.

Из-за наличия областей мультистабильности, определённый интерес представляет исследование переключений между устойчивыми состояниями. Был проведён соответствующий динамический анализ. Получено, что при сканировании с увеличением частотной отстройки  $\delta_2$  (слева направо на рис. 2) переключение с конца левого пика происходит на «короткую» ветку правого пика, или же, при её отсутствии (рис. 2в), – на самую нижнюю «нулевую» ветку ( $P_{1,2} \sim 0$ ); переключение с «короткой» ветки всегда происходит на «нулевую» ветку. При сканировании в обратном направлении переключение с «длинной» ветки всегда происходит на «короткую» ветку. Таким образом, при  $\Delta = 0$  методом подстройки частоты достичь «длинной» ветки ( $P_1 > P_2$ ) невозможно.

Далее был проведён аналогичный анализ для систем с малой межмодовой отстройкой  $\Delta \neq 0$ ; результаты приведены на рис. 3. Наиболее значимым качественным результатом здесь является наблюдаемое разделение комплекса из трёх пиков справа в зависимостях  $P_{1,2}(\delta_2)$ , происходящее в различных направлениях в зависимости от знака  $\Delta$ . Так, например, при  $\Delta < 0$  упрощено достижение «длинной» ветки, а при  $\Delta > 0$  – наоборот, достижение «короткой» ветки. Анализ переключений между устойчивыми состояниями для  $\Delta > 0$  показал результаты, аналогичные случаю  $\Delta = 0$  (достижение «длинной» ветки невозможно, если изменять только частотную отстройку).

При  $\Delta < 0$  характер переключений резко отличается: в направлении увеличения  $\delta_2$  переключения с левого пика происходят на «длинную» или «нулевую» ветки, а с «короткой» ветки – всегда на «нулевую». В направлении уменьшения  $\delta_2$  наиболее интересно переключение с «короткой» ветки: оно происходит всегда на «длинную» ветку. Таким образом, в случае  $\Delta < 0$  достичь «короткой» ветки простым перестроением частоты не представляется возможным.



**Рис. 3.** Рассчитанные зависимости  $P_{1,2}(\delta_2)$  в стационарном режиме при постоянной мощности накачки для различных межмодовых отстроек  $\Delta$ : (а)  $\Delta = -0.5$ , (б)  $\Delta = +0.5$ . Синим цветом показаны устойчивые ветки, красным – неустойчивые. Единицы  $\delta_2$  и  $\Delta$  соответствуют 15 ГГц.

Важно отметить, что «холодными» частотами парциальных МШГ, и, соответственно, межмодовой отстройкой  $\Delta$ , можно управлять за счёт термо-оптического эффекта. В эксперименте это может быть реализовано, например, если термализовать излучение дополнительного оптического источника с помощью специального поглотителя, нанесённого на микрорезонатор [6].

Работа поддержана Российским научным фондом, грант 20-72-10188П.

### Литература

1. Li Y, Abolmaali F., Allen K.W. et al. // Laser Photonics Rev. 2017. Vol. 11. Art. no. 1600278.

2. Jebali N., Bodiou L., Charrier J. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2020. V. 37. P. 2557.
3. Huang C., Fan J., Zhu L. // AIP Adv. 2012. V. 2. Art. no. 032131.
4. Marisova M.P., Andrianov A.V., Anashkina E.A. // Sensors. 2023. Vol. 23. № 2. Art. no. 717.
5. Andrianov A.V., Marisova M.P., Anashkina E.A. // Sensors. 2022. Vol. 22. № 12. Art. no. 4636.
6. Anashkina E.A., Marisova M.P., Andrianov A.V. // Micromachines. 2022. Vol. 13, № 10. Art. no. 1616.

## **MULTISTABILITY AND SWITCHING IN SYSTEM OF COUPLED MICRORESONATORS WITH THERMO-OPTICAL NONLINEARITY**

**M.P. Marisova<sup>1,\*</sup>, A.V. Andrianov<sup>1</sup>, E.A. Anashkina<sup>1</sup>**

*<sup>1</sup>Federal Research Center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics  
of the Russian Academy of Sciences  
603950, Russia, Nizhny Novgorod, 46 Ul'yanov Street  
\*e-mail: marisova.mariya@rambler.ru*

Nonlinear thermo-optical effects were theoretically investigated in a system of two coupled microresonators. The steady-state intracavity optical powers were obtained as a function of pump frequency detuning and pump power. We found that for a given set of pump parameters up to 9 stationary solutions are possible, and that not more than 4 of them are stable; this is markedly different from the case of a single nonlinear microresonator. We also studied the interactions between the modes with different partial frequencies and found that the sign of the intermode detuning is crucial to the behavior of the system. The switching between the stable states was analyzed and several switching patterns were found.

**Key words:** thermo-optical nonlinearity, optical microresonator, microresonator with whispering-gallery modes.

# ОПТИЧЕСКАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ВОССТАНОВЛЕННОМ ФОТОННОМ ЭХЕ В КРИСТАЛЛЕ $^{167}\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$

М.М. Миннегалиев<sup>1,\*</sup>, К.И. Герасимов<sup>1</sup>, С.А. Моисеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский квантовый центр, КНИТУ-КАИ

420111, Казань, ул. К. Маркса 10

\*e-mail: mansur@kazanqc.org

В данной работе экспериментально реализован протокол оптической квантовой памяти на основе восстановления сигнала подавленного эха для входных световых полей с малым числом фотонов. Достигнута эффективность восстановления для ортогональных компонент поляризации сигнального импульса  $17 \pm 1\%$  для времени хранения 60 мкс. Входной импульс содержал в среднем  $\sim 38$  фотонов, а восстановленный эхо-сигнал  $\sim 6$  фотонов при отношении сигнал-шум равном 1.3.

**Ключевые слова:** фотонное эхо, оптическая квантовая память, редкоземельные ионы

Активное развитие оптических квантовых технологий, включая оптические квантовые вычисления и дальнедействующие квантовые коммуникации, стимулируют работы по созданию оптической квантовой памяти (КП). Создание КП не только существенно расширит возможности этих технологий, но и приведет к созданию новых направлений их использования [1]. В последнее десятилетие был предложен и экспериментально реализован ряд протоколов КП. Схемы, основанные на эффекте фотонного эха в твердотельных системах [2,3] продемонстрировали многообещающие результаты для достижения высокой эффективности в сохранении фотонных кубитов и большой информационной емкости. Протокол КП основанный на эффекте восстановления сигнала подавленного эха особенно интересен благодаря возможности использования естественной неоднородно уширенной линии оптического перехода [4], что могло бы существенно упростить практическую реализацию КП. Еще одной важной задачей является реализация оптической квантовой памяти для телекоммуникационных длин волн. В настоящей работе в качестве ячейки КП был использован кристалл  $^{167}\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ . Оптический переход  $^4\text{I}_{15/2} - ^4\text{I}_{13/2}$  ионов эрбия в кристалле  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  интересен тем, что его длина волны  $\lambda \sim 1538$  нм лежит в окне оптической прозрачности стандартного телекоммуникационного волокна. Кроме того, он обладает достаточно большим временем когерентности оптического перехода 1,4 мс во внешнем магнитном поле и типичным неоднородным уширением 500 МГц [5]. Наличие сверхтонких подуровней у ионов  $^{167}\text{Er}^{3+}$  позволяет реализовать долгоживущую квантовую память на спиновых подуровнях, поскольку время когерентности между ними может достигать 1 секунды, как было показано в работе [6].

При экспериментальной реализации этого протокола значительный вклад в отношении сигнал шум во время излучения сигнала ROSE вносит спонтанное излучение возникающее после применения двух рефразирующих лазерных импульсов. Одним из способов уменьшения спонтанной эмиссии после применения двух рефразирующих импульсов является модификация линии поглощения таким образом, что области остаточной населенности находятся за рабочим спектральным диапазоном сигнального импульса [7]. Для этого в кристалле  $^{167}\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  ( $\epsilon=0.005\%$ ,  $\lambda \sim 1538$  нм,  $N=3.39$  Тл,  $T=1.3\text{К}$ ) была создана долгоживущая ( $>1$  с) линия селективного поглощения и выбрана ортогональная геометрия распространения сигнальных и рефразирующих полей. Спектральная ширина линии селективного поглощения соответствовала спектральной ширине сигнального импульса. Эффективность восстановления эха составила 17% в случае вертикальной поляризации сигнального импульса и 15% в случае горизонтальной поляризации. Время хранения составило 60 мкс. Благодаря модификации экспериментальной реализации данного протокола удалось сохранить входной импульс, который содержал в среднем  $\sim 38$  фотонов, а восстановленный эхо-сигнал  $\sim 6$  фотонов [8].

Исследование проведено при финансовой поддержке Минобрнауки России Рег. номер НИОКТР 121020400113-1.

## Литература

1. K. Heshami, D. G. England, P. C. Humphreys et al. // J. Mod. Opt. 63, 2005 (2016).
2. S. A. Moiseev and S. Kröll // Phys. Rev. Lett. 87, 173601 (2001).
3. W. Tittel, M. Afzelius, T. Chanelière et al. // Laser Photon. Rev. 4, 244 (2009).
4. M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, R. V Urmancheev et al. // Phys. Rev. B 103, 174110 (2021).
5. J. Dajczgewand, J.-L. Le Gouët, A. Louchet-Chauvet et al. // Opt. Lett. 39, 2711 (2014).
6. M. Rancic, M. Hedges, R. Ahlefeldt et al. // Nature Physics 14, 1, 50 (2017).
7. M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, T.N. Sabirov et al. // JETP Letters 115, 12, 769 (2022).
8. M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, S. A. Moiseev et al. // JETP Letters 117, 11, 867 (2023).

## OPTICAL QUANTUM MEMORY ON REVIVAL OF PHOTON ECHO IN $^{167}\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ CRYSTAL

**M.M. Minnegaliev<sup>1,\*</sup>, K.I. Gerasimov<sup>1</sup>, S.A. Moiseev<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Kazan quantum center, KNRTU-KAI  
10 K. Marx str, Kazan, 420111  
\*e-mail: mansur@kazanqc.org*

In this work, we experimentally implemented an optical quantum memory protocol based on the revival of silenced echo for input light fields with a small number of photons. The recovery efficiency for the orthogonal polarization components of the signal pulse was  $17\pm 1\%$  for a storage time of  $60\ \mu\text{s}$ . Input pulse contained  $\sim 38$  photons, while the echo signal  $\sim 6$  photons with signal-to-noise ratio = 1.3.

**Key words:** photon echo, optical quantum memory, rare-earth ions

# АНТИГРУППИРОВКА ФОТОНОВ КАК СРЕДСТВО УВЕЛИЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ НАНОСЕНСОРОВ

А.Б. Михалычев<sup>1,\*</sup>

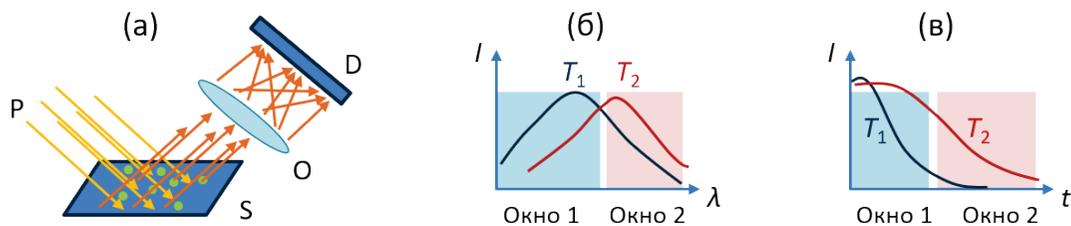
<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси  
220072 Беларусь, г. Минск, пр-т Независимости, 68-2

\*e-mail: mikhalychev@gmail.com

Предложен метод повышения пространственного разрешения в метрологии (термометрии, магнитометрии, оценке кислотности и аналогичных методах) с использованием наносенсоров на основе центров окраски за счет учета эффекта антигруппировки фотонов от одиночных квантовых излучателей. На основе численного моделирования продемонстрирована работоспособность метода. Проведена количественная оценка повышения информативности изображений при учете антигруппировки фотонов и определены условия, при которых целесообразно применение предложенного подхода.

**Ключевые слова:** квантовые сенсоры, наносенсоры, центры окраски, антигруппировка фотонов, пространственное разрешение, субдифракционные методы микроскопии.

Наносенсоры на основе центров окраски (вакансий в кристаллической решетке алмаза, карбида кремния) и квантовых точек представляют собой мощный инструмент для измерения магнитного поля, температуры, давления, кислотности и других параметров с высокой точностью на малых масштабах [1-4]. В частности, зависимость их флуоресцентного сигнала от указанных параметров окружения может использоваться для исследования процессов, протекающих в живых клетках [2,5,6]. Для обеспечения высокого пространственного разрешения необходима точная локализация наноразмерных излучателей и возможность разрешения сигналов от близко расположенных наносенсоров. Данное требование может быть выполнено, например, путем помещения наноалмаза на острие оптоволокна [7-9] или формирования алмазной наноиглы с последующим сканированием образца [10-11]. Такой подход, однако, сопряжен с рядом технических сложностей и не позволяет провести одновременное измерение параметра в различных точках образца.



**Рис. 1.** Модель термометрии с использованием наносенсоров: принципиальная схема измерения (а); использование зависимости спектра (б) и характерного времени (в) флуоресценции от температуры среды вблизи наносенсора. P – возбуждение флуоресцентных излучателей; S – исследуемый образец; O – оптическая система, формирующая изображение; D – матричный детектор одиночных фотонов. Для простоты предполагается интегрирование сигнала по двум окнам вместо снятия полного спектра (б) или зависимости сигнала от времени задержки (в).

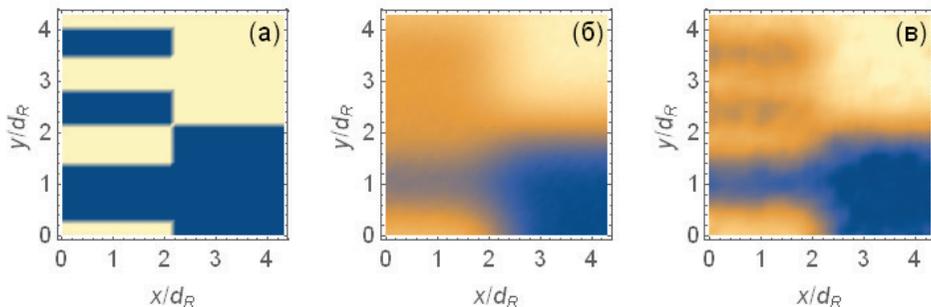
При использовании большого числа наносенсоров, одновременно присоединенных к образцу, возможно применение детерминистических методов сверхразрешения на основе селективного (локализованного) возбуждения излучателей (STED, GSD, Spin-RESOLFT) [12-14], а также стохастических подходов (STORM) [15,16], обеспечивающих отдельную локализацию одиночных излучателей благодаря их мерцанию из-за поверхностных дефектов наночастиц или переключению между излучающим и неизлучающим режимами. Указанные подходы также достаточно сложны и требуют нахождения наносенсоров большую часть времени в

неактивном (неизлучающем) состоянии, что увеличивает требуемое суммарное время экспозиции.

Альтернативу методам субдифракционной микроскопии, основанным на сканировании или выборочном возбуждении (активации) излучателей, представляют широкопольные подходы сверхразрешающей микроскопии, использующие особенности временной статистики флуоресцирующих объектов: стохастическое мерцание (метод SOFI) [17] и антигруппировку фотонов от одиночных квантовых излучателей [18-20]. Идея повышения разрешения заключается в постобработке зависящего от времени флуоресцентного сигнала, оценке перекрестного вклада излучателей, его уменьшении и повышении резкости изображения.

Регистрация и учет антигруппировки фотонов от одиночных центров окраски [21,22] не препятствует использованию «степени свободы», используемой для измерения параметров окружения (изменения спектра или времени жизни флуоресценции, оптического наблюдения магнитного резонанса и т.д. [1,2,23]). В настоящей работе предложено объединить метрологические возможности квантовых сенсоров с методом повышения пространственного разрешения на основе антигруппировки фотонов для более точной локализации сигнала. Представлено теоретическое исследование, направленное на моделирование данного процесса и количественную оценку дополнительной информации, получаемой из временной статистики регистрируемого сигнала. Важно, что данная информация уже содержится в сигнале и не требует дополнительной модификации измерительной установки.

Принципиальная схема измерения, использованная для численного моделирования, представлена на рис. 1(а). Для простоты рассмотрена задача оценки одного параметра (например, температуры  $T$ ) по сигналу матричного однофотонного детектора с двумя каналами в каждом пикселе (рис. 1(б,в)). Традиционное использование квантовых сенсоров предполагает измерение среднего числа фотонов (интенсивности флуоресцентного излучения) в каждом пикселе и каждом канале:  $\langle N_i^{(k)} \rangle = \sum_j H_{ij} x_j^{(k)}$ , где  $i$  – номер пикселя,  $k$  – номер канала,  $j$  – номер излучателя,  $x_j^{(k)}$  – вероятность испускания  $j$ -ым излучателем фотона в канал  $k$  (зависящая от локальной температуры  $T$  вблизи данного излучателя),  $H_{ij}$  – функция Грина оптической системы, учитывающая дифракционное уширение. Локальная температура  $T_i$ , соответствующая  $i$ -му пикселю, оценивается путем сравнения сигналов  $\langle N_i^{(k)} \rangle$  двух каналов. Метод, основанный на антигруппировке фотонов, требует расчета величины [18]  $A_i^{(k)} = \langle N_i^{(k)} \rangle + \langle N_i^{(k)} \rangle^2 - \langle (N_i^{(k)})^2 \rangle$ , связанной с вероятностями испускания фотонов соотношением  $A_i^{(k)} = \sum_j (H_{ij}^{(k)} x_j^{(k)})^2$ . Возведение функции Грина оптической системы в квадрат приводит к ее эффективному сужению и обеспечивает получение более высокой резкости изображения и более точной оценки локальной температуры  $T_i$ .



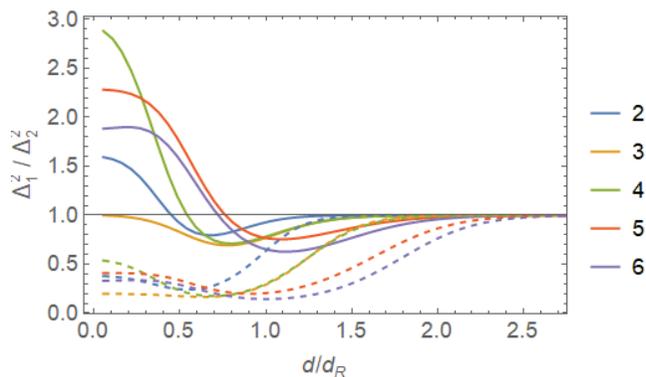
**Рис. 2.** Результаты моделирования увеличения пространственного разрешения наносенсоров с использованием антигруппировки фотонов: модельное распределение температуры (а) и результаты его реконструкции на основе традиционного анализа флуоресценции (б) и метода на основе антигруппировки фотонов (в). Пространственные координаты  $x$  и  $y$  нормированы на рэлеевский предел разрешения  $d_R$ . Изображения построены с учетом дробового шума для регистрации  $8 \cdot 10^9$  фотонов от 64 излучателей.

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования: заложенное в модель распределение температуры и результаты его оценки традиционным образом и с учетом антигруппировки фотонов. Можно видеть, что предложенный метод позволяет обнаружить более мелкие детали объекта, не разрешимые на изображениях на основе детектирования интенсивности, однако усиливает влияние дробового шума в восстановленное распределение исследуемого параметра. Дополнительного повышения качества результирующего изображения можно достичь при совместном анализе сигналов  $\langle N_i^{(k)} \rangle$  и  $A_j^{(k)}$ , что, однако, лежит за рамками представленной работы.

Вообще говоря, резкость изображения (полученного распределения параметра среды) может быть увеличена при последующей обработке (фильтрации), причем точность данной процедуры снижается при наличии значительных шумов в исходных данных. Таким образом, более высокая резкость изображения на рис. 2(в) не является однозначным свидетельством его предпочтительности (большей информативности) [24-26]. Для количественной оценки и сравнения информационного содержания традиционного и предлагаемого методов был проведен расчет информации Фишера [27] – математического инструмента, зарекомендовавшего себя при анализе разрешения в квантовой микроскопии [26,28-30]. Согласно неравенству Крамера-Рао [31], матрица, обратная к матрице информации Фишера, позволяет оценить минимальную суммарную погрешность, достижимую при оптимальной обработке измеренных данных:

$$\Delta^2 \equiv \sum_j \Delta T_j^2 \geq \text{Tr}(F^{-1}).$$

На рис. 3 представлена зависимость отношения суммарных погрешностей  $\Delta_1^2$  и  $\Delta_2^2$  для традиционного и предлагаемого подходов соответственно от расстояния между соседними излучателями для нескольких модельных конфигураций. В режиме субдифракционной микроскопии ( $d < d_R$  - при различении деталей объекта, меньших рэлеевского предела разрешения) для метода на основе антигруппировки фотонов предсказываются меньшие погрешности благодаря большей информативности изображений. Описанный эффект исчезает при снижении среднего числа фотонов, регистрируемых в одном кадре (штриховые линии на рис. 3), что указывает на необходимость согласования длительности кадра с характерными скоростями испускания фотонов используемыми излучателями. Для классически разрешимых наносенсоров ( $d > d_R$ ) изображения в обоих метода обладают одинаковым информационным содержанием, поскольку в таком режиме перекрестные вклады различных излучателей малы и снижение их влияния не требуется.



**Рис. 3.** Зависимость отношения суммарных погрешностей  $\Delta_1^2$  и  $\Delta_2^2$  для традиционного и предлагаемого подходов соответственно от расстояния  $d$  между соседними излучателями (нормированного на рэлеевский предел  $d_R$ ) для модельных конфигураций с 2-6 излучателями (их количество для каждой кривой указано в легенде). Сплошные и штриховые линии соответствуют вероятности регистрации фотона от одного излучателя за один кадр, равной 25% и 5% соответственно.

Полученные результаты указывают на целесообразность учета времени прилета фотонов при регистрации сигнала от квантовых сенсоров и формирования изображений с учетом антигруппировки фотонов от одиночных излучателей. Преимущества предложенного подхода (более высокие резкость изображений и точность оценки локальных параметров среды) проявляются при анализе деталей, меньших рэлеевского дифракционного предела разрешения, и при не слишком низких вероятностях регистрации фотонов в одном кадре.

### Литература

1. Norman V. A. et al. // *InfoMat*. 2021. V. 3. №. 8. P. 869.
2. Wu Y., Weil T. // *Advanced Science*. 2022. V. 9. №. 19. P. 2200059.
3. Radtke M. et al. // *Nano Futures*. 2019. V. 3. №. 4. P. 042004.
4. Xu Y. et al. // *Photonics Research*. 2023. V. 11. №. 3. P. 393.
5. Fu C. C. et al. // *PNAS*. 2007. V. 104. №. 3. P. 727.
6. Hui Y. Y. et al. // *Optics Express*. 2010. V. 18. №. 6. P. 5896.
7. Blakley S. M. et al. // *Optics Letters*. 2015. V. 40. №. 16. P. 3727.
8. Blakley S. M. et al. // *Optics Letters*. 2016. V. 41. №. 9. P. 2057.
9. Chang K. et al. // *Nano Letters*. 2017. V. 17. №. 4. P. 2367.
10. Pelliccione M. et al. // *Nature Nanotechnology*. 2016. V. 11. №. 8. P. 700.
11. Malykhin S. et al. // *Diamond and Related Materials*. 2022. V. 125. P. 109007.
12. Rittweger E. et al. // *Nature Photonics*. 2009. V. 3. №. 3. P. 144.
13. Rittweger E. et al. // *Europhysics Letters*. 2009. V. 86. №. 1. P. 14001.
14. Maurer P. C. et al. // *Nature Physics*. 2010. V. 6. №. 11. P. 912.
15. Gu M. et al. // *Optics Express*. 2013. V. 21. №. 15. P. 17639.
16. Pfender M. et al. // *PNAS*. 2014. V. 111. №. 41. P. 14669.
17. Dertinger T. et al. // *PNAS*. 2009. V. 106. №. 52. P. 22287.
18. Schwartz O., Oron D. // *Physical Review A*. 2012. V. 85. №. 3. P. 033812.
19. Schwartz O. et al. // *Nano Letters*. 2013. V. 13. №. 12. P. 5832.
20. Monticone D. G. et al. // *Physical Review Letters*. 2014. V. 113. №. 14. P. 143602.
21. Brouri R. et al. // *Optics Letters*. 2000. V. 25. №. 17. P. 1294-1296.
22. Kurtsiefer C. et al. // *Physical Review Letters*. 2000. V. 85. №. 2. P. 290.
23. Golubewa L. et al. // *Advanced Optical Materials*. 2022. V. 10. №. 15. P. 2200631.
24. Vlasenko S. et al. // *Physical Review A*. 2020. V. 102. №. 6. P. 063507.
25. Михалычев А.Б. Квантовые измерения для метрологии и создания неклассических состояний. Дисс.докт. физ.-мат. наук. Минск: Институт физики НАН Беларуси, 2023. 343 с.
26. Mikhalychev A. B. et al. // *npj Quantum Information*. 2021. V. 7. №. 1. P. 125.
27. Fisher, R. A. // *Math. Proc. of the Cambridge Philosophical Soc.* 1925. Vol. 22. № 5. P. 700.
28. Tsang M. et al. // *Physical Review X*. 2016. V. 6. №. 3. P. 031033.
29. Motka L. et al. // *The European Physical Journal Plus*. 2016. V. 131. P. 1.
30. Mikhalychev A. B. et al. // *Communications Physics*. 2019. V. 2. №. 1. P. 134.
31. Cramer, H. *Mathematical methods of statistics*. Princeton: Princeton Univ. Press. 1946. 590 p.

## PHOTON ANTIBUNCHING AS A TOOL FOR ENHANCEMENT OF NANOSENSORS SPATIAL RESOLUTION

A.B. Mikhalychev<sup>1,\*</sup>

*<sup>1</sup>B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus*

*220072 Belarus, Minsk, Nezavisimosti ave. 68-2*

*\*e-mail: mikhalychev@gmail.com*

We propose a method of spatial resolution enhancement in metrology (thermometry, magnetometry, pH estimation and similar method) with color center based nanosensors by taking into account photon antibunching for single quantum emitters. Numerical simulations demonstrate efficiency of the approach. We perform quantitative estimation of the image information increase due to exploitation of photon antibunching and find the conditions, under which application of the proposed method is reasonable.

**Key words:** quantum sensors, nanosensors, color centers, photon antibunching, spatial resolution, sub-Rayleigh imaging methods.

## ЗАГАДОЧНЫЕ ЦЕНТРЫ ОКРАСКИ В АЛМАЗАХ С ЯРКОЙ, СТАБИЛЬНОЙ И УЗКОПОЛОСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЕЙ

А. Нелиубов<sup>1,2,\*</sup>, И. Еремчев<sup>2,3</sup>, В. Драчев<sup>1</sup>, С. Косолюбов<sup>1</sup>, Е. Екимов<sup>4</sup>, А. Наумов<sup>2,3,5</sup>

<sup>1</sup>Сколковский Институт Науки и Технологий,  
121205, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский Педагогический Государственный Университет,  
119435, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт Спектроскопии Российской академии наук,  
108840, Москва, Троицк, Россия

<sup>4</sup>Институт физики высоких давлений Российской академии наук,  
108840, Москва, Троицк, Россия

<sup>5</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
Троицкое подразделение,

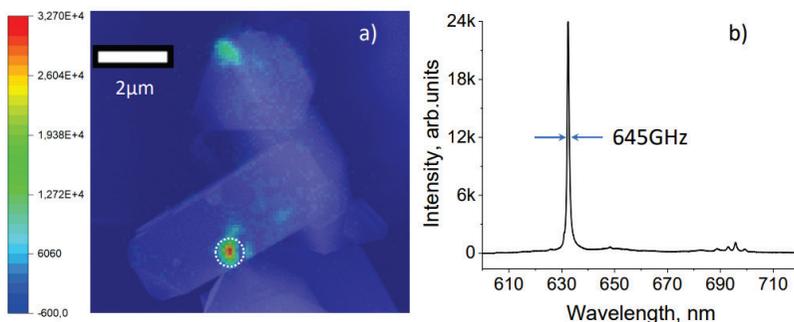
108840, Москва, Троицк, Россия

\*e-mail: arthur.neliubov@skoltech

В данной работе мы сообщаем об открытии и характеристике новых центров окраски в алмазах с уникальными фотофизическими свойствами. Спектр флуоресценции данных примесных центров содержит рекордно узкую (до 390 ГГц при комнатной температуре) и интенсивную, стабильную бесфононную линию и незначительное фононное крыло.

**Ключевые слова:** центры окраски в алмазах, совмещенная СЭМ-микроскопия и флуоресцентная микроскопия, одиночные излучатели, источники одиночных фотонов, узкополосная флуоресценция.

Центры окраски в алмазах привлекают огромное внимание ученых благодаря своим свойствам, перспективным для сенсорики, биомаркирования, квантовой информации и квантовой оптики. Наиболее изученным и известным центром окраски является дефектный центр Азот-Вакансия (NV), вскоре после открытия продемонстрировавший большой потенциал различных применений. Тем не менее, набор недостатков, сопровождающих NV-центры побудил исследователей внедрять другие элементы таблицы Менделеева в кристаллическую решетку алмаза и, таким образом, создавать новые центры окраски с улучшенными оптическими свойствами. В настоящее время список известных примесных центров в алмазе насчитывает десятки различных примеров и продолжает расти [1].



**Рис. 1.** а) Совмещенное СЭМ-изображение и карта флуоресценции кластера микроалмазов с двумя пространственно-разрешенными источниками излучения. б) Спектр фотолуминесценции нижнего эмиттера в (а).

В данной работе мы сообщаем об обнаружении и о комплексной характеристике новых, еще не идентифицированных центров окраски в микроалмазах, синтезированных методом

высоких температур – высоких давлений, с помощью совмещенной сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и флуоресцентной спектроскопии (рис. 1а) [2]. Большая часть сигнала флуоресценции обнаруженных излучателей сосредоточена в узкой (до 390 ГГц при комнатной температуре) и яркой бесфоновой линии (ZPL). Типичный спектр фотолюминесценции одиночного центра показан на рис. 1.б. Спектр возбуждения фотолюминесценции также является узкополосным. Помимо этого, мы демонстрируем температурную чувствительность, спектральная стабильность и поляризационную зависимость ZPL. Данные результаты свидетельствуют о том, что обнаруженные излучатели обладают лучшими оптическими свойствами по сравнению с известными центрами окраски и имеют большой потенциал применений.

А.Н., И.Е. и А.Н. являются членами ведущей научной школы Российской Федерации «Опτικο-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. K. Liu, S. Zhang, V. Ralchenko, et al. *Advanced Materials* **33** (6): p. 2000891 (2021)
2. A. Neliubov, I. Eremchev, V. Drachev, et al. *Physical Review B* 107, L081406 (2023)

## ENIGMATIC COLOR CENTERS IN DIAMONDS WITH BRIGHT, STABLE AND NARROW-BAND FLUORESCENCE

A. Neliubov<sup>1,2,\*</sup>, I. Eremchev<sup>2,3</sup>, V. Drachev<sup>1</sup>, S. Kosolobov<sup>1</sup>, E. Ekimov<sup>4</sup>, A. Naumov<sup>2,3,5</sup>

<sup>1</sup>*Skolkovo Institute of Science and Technology,  
121205, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Pedagogical State University,  
119435, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Institute for Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences,  
108840, Moscow, Troitsk, Russia*

<sup>4</sup>*Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences,  
108840, Moscow, Troitsk, Russia*

<sup>5</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Troitsk Branch,  
108840, Moscow, Troitsk, Russia*

\*E-mail: arthur.neliubov@skoltech.ru

In this paper, we report the discovery and characterization of new color centers in diamonds with unique photophysical properties.

**Keywords:** color centers in diamonds, combined SEM-microscopy and fluorescence microscopy, single emitters, single photon sources, narrowband fluorescence.

## КОГЕРЕНТНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В ЛАЗЕРАХ

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

\*e-mail: pahomov\_91@mail.ru

В данной работе теоретически исследуется синхронизация мод в лазерах, основанная на когерентном распространении импульса в активных средах. Важным преимуществом данного подхода по сравнению с широко используемой пассивной синхронизацией мод является возможность получения импульсов с длительностью, много меньшей обратной ширины линии усиления лазерной среды. Обсуждаются основные особенности динамики лазеров с когерентной синхронизацией мод в различных геометриях, достижимые значения длительности генерируемых импульсов, а также основные сложности практической реализации таких лазеров.

**Ключевые слова:** синхронизация мод, сверхкороткие импульсы, когерентное распространение света.

Наиболее распространённым способом получения сверхкоротких импульсов в лазерах на сегодняшний день является пассивная синхронизация мод (ПСМ) [1]. В основе этого метода лежит использование пассивного нелинейного элемента – насыщающегося поглотителя, который помещается в лазерный резонатор и обеспечивает сфазированность множества продольных мод резонатора. В результате выходное излучение представляет собой регулярную последовательность коротких импульсов. В наше время, например, в полупроводниковых дисковых лазерах или поверхностно-излучающих лазерах с внешним резонатором получают импульсы длительностью существенно меньше 100 фс [2-3].

В лазерах с ПСМ генерируемые импульсы взаимодействуют с активной средой некогерентно, т.е. длительность импульса существенно превышает время фазовой релаксации среды  $T_2$ . Вследствие некогерентного взаимодействия излучения со средой в лазерах с ПСМ для них характерны несколько принципиальных ограничений. Прежде всего, это касается достижимых значений длительности получаемых импульсов. Точнее говоря, длительность выходных импульсов не может быть меньше времени релаксации поляризации  $T_2$  в активной среде. Поскольку даже в твердотельных средах время  $T_2$  при комнатных температурах обычно лежит в диапазоне 50 – 100 фс или выше, то лазеры с ПСМ неприменимы для получения, например, предельно коротких импульсов. Помимо этого, в лазерах с ПСМ из-за некогерентного характера взаимодействия неизбежно имеются потери энергии в поглотителе и лишь частичное снятие запасённой в среде энергии в усилителе.

Все эти ограничения можно преодолеть, если перейти к случаю когерентного распространения коротких импульсов в среде. В таком случае необходимо, чтобы длительность импульса была существенно меньше времени фазовой релаксации среды  $T_2$ . Такой метод синхронизации мод получил название когерентной синхронизации мод (КСМ) [4] (также в литературе встречается термин *self-induced transparency mode-locking*, т.е. синхронизация мод на основе самоиндуцированной прозрачности). Когерентный характер взаимодействия импульсов со средой позволяет устранить все ограничения, имеющие место для лазеров с ПСМ. Во-первых, длительность импульсов оказывается всегда меньше времени  $T_2$ , причём никаких формальных ограничений снизу для длительности получаемых импульсов нет. Так, в случае лазера со сверхкоротким резонатором была показана возможность получения даже однокцикловых импульсов в режиме КСМ [5]. Во-вторых, когерентно распространяющийся импульс может распространяться без потерь в поглотителе (в режиме  $2\pi$ -импульса самоиндуцированной прозрачности [6]) и снимать всю запасённую энергию в усилителе (так называемый  $\pi$ -импульс).

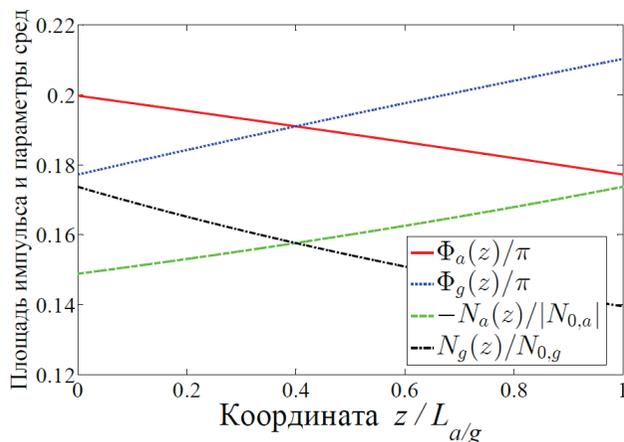
Теоретическое исследование процессов когерентного распространения импульсов в среде чаще всего основывается на численном решении соответствующих уравнений Максвелла-Блоха. Для лазеров с пассивной синхронизацией мод также имеются достаточно удобные аналитические модели, которые чаще всего основаны на дифференциальных уравнениях с запаздыванием, где величина временной задержки равна времени обхода резонатора [7]. Такие модели позволяют, например, сравнительно легко проводить бифуркационный анализ возможных режимов динамики лазеров с ПСМ или исследовать влияние различных внешних воздействий, таких как оптическая инжекция, временная модуляция накачки или добавление внешних резонаторов.

В то же время все имеющиеся аналитические модели для лазеров с ПСМ основаны на предположении о некогерентном взаимодействии излучения с лазерными средами и, как следствие, используют адиабатическое исключение поляризации из уравнений среды. Поэтому такие модели не могут использоваться даже для качественного описания динамики лазеров с КСМ. Привлекательной альтернативой таким моделям представляется хорошо известная теорема площадей, которая описывает когерентное распространение импульса в неоднородно уширенной поглощающей или усиливающей резонансной двухуровневой среде [6]. Однако стандартная теорема площадей была получена в предположении, что импульс распространяется через среду лишь один раз и в среде изначально не было наведённой поляризации (хотя могла быть инверсная населённость). В то же время в лазерах с синхронизацией мод импульс распространяется через активные среды последовательно на каждом обходе резонатора в течение всего времени работы лазера. Поэтому стандартная теорема площадей может быть применима лишь тогда, когда время обхода резонатора  $T_{\pi}$  много больше времени фазовой релаксации  $T_2$ , так что наведённая импульсом поляризация среды полностью затухает к моменту следующего прихода импульса. Однако, как показывают расчёты, устойчивый режим КСМ может возникать только лишь если эти времена одного порядка, т.е.  $T_{\pi} \sim T_2$ . В случае же  $T_{\pi} \gg T_2$  на практике устанавливается режим ПСМ с длительностью импульсов  $\tau > T_2$ , т.е. взаимодействие импульса со средой оказывается некогерентным.

Таким образом, для аналитического описания динамики лазера с КСМ необходимо обобщение стандартной теоремы площадей, принимающее во внимание, что наведённое импульсом возбуждение среды не успевает релаксировать к моменту следующего прихода импульса. В результате имеет место самовоздействие импульса посредством остаточного неравновесного состояния среды. Соответствующее обобщение стандартной теоремы площадей было недавно получено нами в работе [8]. Данная обобщённая теорема площадей включает в себя как обыкновенное дифференциальное уравнение для эволюции площади импульса, так и алгебраические уравнения, связывающие значения инверсии населённости и наведённой поляризации лазерных сред на последовательных итерациях обхода импульсом резонатора. С помощью данной теоремы площадей можно исследовать эволюцию площади импульса при его распространении в лазере с КСМ в различных конфигурациях. На рис. 1 показан пример рассчитанных стационарных пространственных распределений площади импульса и инверсии населённостей в двухсекционном лазере с одинаковыми средами в усилителе и поглотителе.

В данном докладе будут представлены основные результаты исследований по существованию и устойчивости режима КСМ в различных геометриях лазера, а также основные особенности соответствующей динамики. Так, в ранних работах, посвящённых режиму КСМ, использовалось предположение, что дипольный момент перехода в среде поглотителя ровно в два раза больше, чем дипольный момент усилителя [4]. При этом частоты резонансных переходов в средах предполагались равными. Данное условие позволяло гарантировать устойчивость динамики режима КСМ, так как при этом устойчивый  $2\pi$ -импульс в поглотителе в то же самое время представлял собой устойчивый  $\pi$ -импульс в усилителе. Кроме того, при выполнении такого условия достигается максимальная энергетическая эффективность лазерной генерации, так как  $2\pi$ -импульс не испытывает потерь в поглотителе, а  $\pi$ -импульс извлекает всю энергию в усилителе. Однако такое соотношение дипольных

моментов переходов сложно реализовать на практике. Последующие работы показали, что возможны некоторые отклонения в ту или иную сторону от величины отношения, равной двум. Наконец, недавно было показано, что устойчивый режим КСМ также самопроизвольно возникает и в практически наиболее важном случае одинаковых сред в обеих секциях лазера [9]. В этом случае динамика лазера основана на формировании  $\pi$ -импульса как в усилителе, так и в поглотителе.



**Рис. 1.** Пример зависимости площади импульса  $\Phi$  и инверсии населённости  $N$  в усиливающей (“g” – gain) и поглощающей (“a” – absorber) средах двухсекционного лазера от координаты;  $L_{a/g}$  – длины соответствующих секций лазера; среды в обеих секциях лазера одинаковые,  $T_{\pi}/T_2 = 0.5$ ,  $T_{\pi}/T_1 = 0.1$ .

Ранее режим КСМ рассматривался только в средах с достаточно большими значениями времён релаксации (в диапазоне пико- или наносекунд), в результате чего генерируемые импульсы имели длительность по меньшей мере в сотни фс [10]. Однако подход, основанный на КСМ, не имеет принципиальных ограничений снизу на длительность получаемых импульсов. Поэтому, используя среды с временами фазовой релаксации в фемтосекундном диапазоне, можно ожидать получения в том числе и предельно коротких импульсов. В то же время требование  $T_{\pi} \sim T_2$  означает, что и длина резонатора при этом должна быть уменьшена до размеров порядка десятков микрон. Численное моделирование показало, что в такой конфигурации действительно наблюдается самостартующая генерация последовательности предельно коротких импульсов вплоть до одиноцикловой длительности со сверхвысокой частотой повторения, которая может достигать десятков ТГц [5].

Помимо двухсекционных лазеров, интерес может представлять и более простая односекционная геометрия, где имеется только усиливающая среда. Как было продемонстрировано в работе [11], в односекционном лазере также может самопроизвольно устанавливаться устойчивый режим КСМ, основанный на генерации  $\pi$ -импульсов. Наконец, стоит отметить, что режим КСМ на сегодняшний день был получен не только теоретически, но и экспериментально. Так, в работе [12] был экспериментально достигнут режим КСМ в титан-сапфировом лазере с ячейкой рубидия, которая выступала в качестве когерентного насыщающегося поглотителя. Было показано, что возникает самостартующий режим КСМ, сопровождающийся образованием  $2\pi$ -солитона самоиндуцированной прозрачности в ячейке рубидия. При этом длительность полученных импульсов варьировалась от сотен пс до единиц нс, что было существенно меньше времени фазовой релаксации в газовой ячейке с рубидием.

Таким образом, когерентная синхронизация мод представляется одним из наиболее перспективных подходов для создания компактных лазерных источников предельно коротких импульсов. В то же время этот метод имеет ряд ограничений. Сюда относятся чувствительность динамики лазера к величине отношения дипольных моментов сред, возможность деградации сред из-за сильных полей, часто необходимых для получения  $\pi$ - и  $2\pi$ -импульсов, а также требование  $T_{\pi} \sim T_2$  для устойчивой динамики, что для твердотельных сред влечёт за собой потребность в очень малых размерах резонатора. При этом эти недостатки

возможно преодолеть за счёт выбора резонансных сред. Так, устойчивый режим КСМ достигается в том числе при равных дипольных моментах перехода в усилителе и поглотителе, т.е. при использовании одинаковых сред в обеих секциях лазера [9]. Кроме того, амплитуду поля можно уменьшить в средах с большими значениями дипольных моментов, например в полупроводниковых квантовых точках. В то же время резонаторы сверхмалых размеров уже активно используются в современных полупроводниковых лазерах, где слабое усиление за один проход компенсируется наличием брэгговских зеркал с очень высоким отражением.

Работа была выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

### Литература

1. Keller U. // Appl. Phys. B. 2010. V. 100. P. 15.
2. Quarterman H., Wilcox K.G., Apostolopoulos V. et al. // Nature Photonics. 2009. V. 3. P. 729.
3. Waldburger D., Link S.M., Mangold M. et al. // Optica. 2016. V. 3. P. 844.
4. Kozlov V.V. // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 1607.
5. Arkhipov R., Arkhipov M., Pakhomov A. et al. // Phys. Rev. A. 2022. V. 105. P. 013526.
6. McCall S.L., Hahn E.L. // Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 457.
7. Vladimirov A.G., Turaev D. // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 033808.
8. Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. et al. // Phys. Rev. A. 2023. V. 108. P. 023506.
9. Pakhomov A., Arkhipov M., Rosanov N. et al. // Phys. Rev. A. 2023. V. 107. P. 013510.
10. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I. et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 737.
11. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V. et al. // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 1147.
12. Arkhipov M.V., Shimko A.A., Rosanov N.N. et al. // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. P. 013803.

## COHERENT MODE-LOCKING IN LASERS

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

\*e-mail: pahomov\_91@mail.ru

We theoretically investigate the mode-locking in lasers, based on the coherent pulse propagation in the active media. The most important advantage of this approach as compared to the widely used passive mode-locking is the possibility to produce pulses with the duration much shorter than the inversed gain bandwidth of the gain medium. We address the key features of the dynamics of coherently mode-locked lasers in different arrangements, the achievable values of the output pulse duration as well as the main difficulties related with the practical implementation of such lasers.

**Key words:** mode locking, ultra-short pulses, coherent pulse propagation.

# ПОЛУЧЕНИЕ УНИПОЛЯРНЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ УПРАВЛЕНИИ РЕЗОНАНСНЫМИ СРЕДАМИ

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

\*e-mail: antpakhom@gmail.com

В данной работе теоретически показана возможность генерации униполярных импульсов контролируемой формы в оптическом и терагерцовом диапазоне посредством когерентного управления резонансной среды. Для управления откликом среды используется пара сверхкоротких импульсов, временная задержка между которыми выбирается равной полупериоду определённого резонанса среды. Для получения терагерцовых импульсов используются низкочастотные колебательные резонансы в рамановской среде, в то время как для оптических импульсов рассматриваются электронные резонансы в атомарном газе. Показано, что в обоих случаях путём управления профилем концентрации резонансных центров вдоль толщины слоя среды возможно получение как полуволновых униполярных импульсов, так и импульсов более сложной формы, например прямоугольной или треугольной.

**Ключевые слова:** предельно-короткие импульсы, когерентное управление, униполярные импульсы.

Одним из наиболее актуальных направлений исследований в современной оптике является получение предельно коротких импульсов в различных востребованных спектральных диапазонах, прежде всего в оптическом и терагерцовом. В наши дни активно развиваются методы получения импульсов длительностью всего в несколько периодов колебаний и даже ещё более коротких субцикловых импульсов [1]. Использование настоящих коротких световых импульсов может открыть новые возможности для оптического управления различными быстропротекающими химическими реакциями и динамическими процессами в веществе, а также серьёзно повысить быстродействие устройств оптической обработки и передачи информации.

В случае, когда длительность импульса становится сравнимой или меньше периода резонансных переходов среды, взаимодействие таких предельно коротких импульсов со средой существенно отличается от случая длинных многоцикловых импульсов. Так, основную роль начинает играть такая величина, как электрическая площадь импульса [2,3], определяемая как:

$$S_E = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) dt, \quad (1)$$

где  $E(t)$  - напряженность электрического поля импульса. Электрическая площадь импульса обладает важным свойством сохранения при одномерном распространении световых импульсов в любых диссипативных средах [2,3]. Импульсы с отличным от нуля значением электрической площади (1) принято называть униполярными.

Важной особенностью униполярных субцикловых импульсов является их способность эффективно передавать импульс свободным или даже связанным зарядам. Данное свойство делает такие импульсы очень привлекательными для лазерного ускорения заряженных частиц или сверхбыстрой ионизации атомов. Более того, если длительность возбуждающего импульса оказывается меньше, чем период резонансного перехода в среде, то, как было показано, униполярные импульсы с ненулевой электрической площадью возбуждают такие переходы намного эффективнее, чем обычные биполярные импульсы с равной нулю электрической площадью (1). В частности, это было продемонстрировано как для нерезонансного

возбуждения электронных уровней в резонансных средах [4,5], так и для возбуждения колебательных уровней полярных молекул [6].

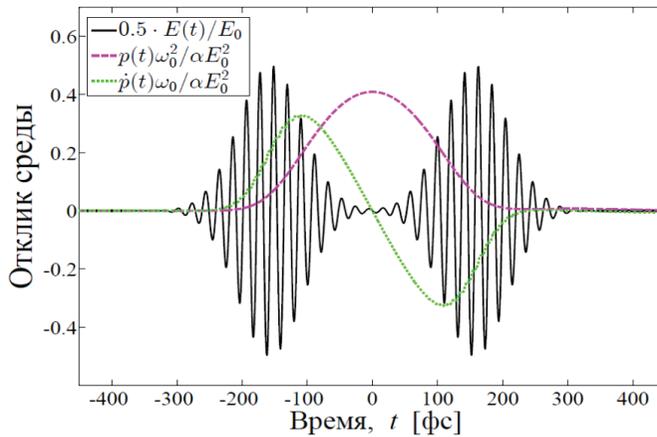
Ещё одной важной особенностью униполярных импульсов в контексте возбуждения резонансных сред является их частотная неселективность. Действительно, для возбуждения определённого резонанса среды с помощью обычных импульсов необходима настройка центральной частоты действующего импульса на частоту резонанса. Однако для униполярных субцикловых импульсов ситуация кардинально меняется. В силу предельно малой длительности таких импульсов их спектр настолько широк, что в нём невозможно выделить какую-либо основную частоту. При этом, как уже было сказано выше, при достаточно малой длительности импульса основной мерой его воздействия на среду выступает электрическая площадь (1). Таким образом, один и тот же униполярный субцикловый импульс может эффективно возбуждать сразу множество резонансных переходов в среде с самыми разными частотами. В определённом смысле униполярные импульсы можно рассматривать как «универсальные» источники возбуждения резонансных сред.

На сегодняшний день был предложен целый ряд методов для генерации униполярных и квазиуниполярных субцикловых импульсов. К ним можно отнести оптический синтез аттосекундных импульсов [7], генерацию униполярных ТГц предвестников при многофотонной ионизации в электрооптических кристаллах [8], каскадные процессы в плазме [9], возбуждение слоя фольги интенсивными фемтосекундными импульсами [10,11] и др. Также стоит отметить, что в целом ряде работ была продемонстрирована возможность получения полуцикловых униполярных оптических солитонов в различных резонансных средах, как двухуровневых [12,13], так и многоуровневых [14].

Однако во всех вышеперечисленных работах получались лишь полуцикловые униполярные или квазиуниполярные импульсы и при этом не было предложено способов управлять профилем генерируемых импульсов. В то же время задача получения субцикловых импульсов с заданным временным профилем имеет большое значение для потенциальных приложений таких импульсов.

В данной работе будет представлен оригинальный подход к получению субцикловых униполярных импульсов как в терагерцовом, так и в оптическом диапазоне на основе когерентного управления откликом резонансных сред. Основной идеей предлагаемого метода является возбуждение слоя резонансной среды парой сверхкоротких импульсов, временная задержка между которыми равна половине периода выбранного резонансного перехода среды. В таком случае достигается форма отклика среды, при которой первый возбуждающий импульс инициирует резонансные осцилляции среды на данной резонансной частоте, а второй из пары возбуждающих импульсов может полностью остановить эти колебания. В ближнем поле отклик оптически тонкого слоя среды тогда представляет собой приблизительно одноцикловый импульс на частоте выбранного резонансного перехода. Стоит отметить, что для самой возможности такого когерентного управления откликом среды необходимо, чтобы промежуток времени между парой импульсов был много меньше времени релаксации когерентности в среде  $T_2$ , так что наведённая первым импульсом макроскопическая поляризация среды практически не успевает затухнуть к моменту прихода второго импульса.

Важным преимуществом описанного подхода является возможность управлять формой получаемых импульсов в достаточно широких пределах, как для терагерцовых, так и для оптических униполярных импульсов. Форма получаемых импульсов определяется неоднородным пространственным распределением резонансных центров вдоль толщины слоя среды. В этом случае одноцикловые импульсы, излучаемые отдельными тонкими слоями по всей толщине среды, интерферируют друг с другом с определённой временной задержкой между ними. В случае однородного слоя среды такая интерференция приводит к образованию пары полуцикловых униполярных импульсов разной полярности, разнесённых во времени на промежуток, пропорциональный толщине среды. Однако при неоднородной концентрации слоя могут быть получены униполярные импульсы более сложной и разнообразной формы. При этом для случаев импульсов терагерцового и оптического диапазонов имеются несколько существенных отличий в реализации представленного метода.



**Рис. 1.** Отклик тонкого слоя резонансной рамановской среды на воздействие пары сверхкоротких импульсов;  $E_0$  - амплитуда возбуждающих импульсов,  $\alpha$  – коэффициент нелинейной связи с полем,  $p(t)$  – наведённая поляризация среды в расчёте на одну молекулу. Частота резонансного перехода среды  $\omega_0 = 10$  ТГц, длительность возбуждающих гауссовых импульсов 70 фс, их центральная частота  $3 \cdot 10^{14}$  Гц.

Для получения униполярных терагерцовых импульсов управляемой формы было рассмотрено когерентное управление низкочастотными резонансами в слое рамановской среды [15]. Такие низкочастотные (колебательные) резонансы обычно лежат в терагерцовом диапазоне и ярко выражены, например, в молекулярных кристаллах. При этом в качестве возбуждающих импульсов использовались многоцикловые биполярные импульсы длительностью порядка десятков фемтосекунд. На рис. 1 показан пример отклика оптически тонкого слоя рамановской среды при возбуждении парой сверхкоротких импульсов. В случае оптически толстого и однородного слоя интерференция откликов вида как на рис. 1 приводит к образованию пары полуцикловых импульсов разного знака, но при неоднородной концентрации в слое возможны и иные формы униполярных импульсов. В частности, была показана возможность получения униполярных импульсов прямоугольной или треугольной формы. В этих случаях профиль распределения концентрации резонансных центров должен иметь треугольный или параболический вид соответственно. Нужно отметить, что выходные импульсы представляют собой пару идентичных униполярных импульсов противоположной полярности, разнесённых во времени. В результате, суммарная электрическая площадь (1) излучаемого поля равна нулю. Однако, оба униполярных импульса могут быть разнесены во времени на достаточно большое расстояние, так что эффективно их можно было бы считать изолированными друг от друга.

Для применения аналогичного подхода к получению униполярных импульсов управляемой формы в оптическом диапазоне необходимо использовать уже среды с электронными резонансными переходами. В качестве примера был рассмотрен слой газа водородоподобных атомов, в частности натрия. При этом возбуждающие импульсы должны были быть униполярными полуцикловыми с длительностью порядка сотен аттосекунд. Важно, однако, подчеркнуть, что, как показали проведённые расчёты, все основные результаты сохраняются и при использовании квазиуниполярных импульсов с нулевой площадью (1), если они имеют достаточно длинный хвост противоположного знака по сравнению с основным пиком. В этом случае расчёты проводились для модели многоуровневой среды, где были учтены нижние 5 термов атомарного натрия. Задержка между возбуждающими импульсами бралась равной половине периода резонансного перехода из основного в первое возбуждённое состояние. В результате вновь были получены как полуцикловые импульсы длительностью порядка фемтосекунды в случае однородного слоя среды, так и униполярные импульсы более сложной формы, включая прямоугольные и треугольные, для слоя среды с неоднородным профилем концентрации. Здесь также возможно получение импульсов различной требуемой формы при задании соответствующего распределения концентрации в слое среды.

Работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант 21-72-10028.

### Литература

1. Midorikawa K. // Nature Photonics. 2022. V. 16. P. 267.
2. Розанов Н.Н., Архипов Р.М., Архипов М.В. // УФН. 2018. Т. 188. С. 1347.
3. Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. С. 801.
4. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V. et al. // Optics Letters. 2019. V. 44. P. 1202.
5. Rosanov N., Tumakov D., Arkhipov M. et al. // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. 063101.
6. Pakhomov A., Arkhipov M., Rosanov N. et al. // Phys. Rev. A. 2022. V. 105. P. 043103.
7. Hassan M.T., Luu T.T., Moulet A. et al. // Nature. 2016. V. 530. P. 66.
8. Ilyakov I.E., Shishkin B.V., Efimenko E.S. et al. // Opt. Express. 2022. V. 30. P. 14978.
9. Shou Y., Hu R., Gong Z. et al. // New J. Phys. 2021. V. 23. P. 053003.
10. Wei S., Wang Y., Yan X. et al. // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. P. 025203.
11. Xin Q., Wang Y., Yan X. et al. // Phys. Rev. E. 2023. V. 107. P. 035201.
12. Leblond H. // Phys. Rev. A. 2019. V. 99. P. 053846.
13. Sazonov S. // JETP Lett. 2021. V. 114. P. 132.
14. Sazonov S. // Laser Phys. Lett. 2021. V. 18. P. 105401.
15. Pakhomov A., Arkhipov M., Rosanov N. et al. // Phys. Rev. A. 2022. V. 106. P. 053506.

## PRODUCTION OF UNIPOLAR PULSES OF TUNABLE WAVEFORM THROUGH COHERENT CONTROL OF RESONANT MEDIA

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

\*e-mail: antpakhom@gmail.com

We theoretically demonstrate the possibility to produce unipolar pulses of controllable waveshape in optical and THz ranges by means of coherent control of resonant media. To drive the medium response a pair of ultra-short excitation pulses is used with the temporal delay of a half-period of a selected medium resonance. To obtain THz pulses the low-frequency vibrational resonances in a Raman-active medium are exploited, while for optical unipolar pulses the electron resonances in an atomic gas are considered. It is shown that in both cases both half-cycle unipolar pulses and unipolar pulses of more complex shapes, like rectangular or triangular ones, can be obtained when properly tuning the inhomogeneous profile of the spatial distribution of resonant centers along the medium layer.

**Key words:** few-cycle pulses, coherent pulse propagation, unipolar pulses.

## ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ НА ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ТРИОНАХ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ОКСИДА ЦИНКА

И.И. Попов<sup>1,\*</sup>, Р.В. Юсупов<sup>2</sup>, А.В. Мороз<sup>1</sup>, А.В. Петров<sup>2</sup>, К.Ш. Газизов<sup>1</sup>,  
А.Р. Бессонов<sup>1</sup>, А.М. Гайя<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования  
«Поволжский государственный технологический университет»  
424000, Йошкар-Ола, пл. Ленина, д.1

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего  
образования "Казанский (Приволжский) федеральный университет"  
420008, Казань, ул. Кремлевская, д.18. корп.1

\*e-mail: biht.orol@gmail.com

Приведена история развития исследований фотонного эха в твердом теле и классическом газе. Показано развитие исследований эха в новых активных средах, реализованных на локализованных экситонных и трионных состояниях. Приведены результаты исследований трионных состояний в квантовых ямах при гелиевых температурах. Сообщаются результаты обнаружения и исследования релаксационных спадов фемтосекундного фотонного эха, формируемого при комнатной температуре на экситонных и трионных состояниях, локализованных в их ловушках, построенных на поверхностных дефектах кристаллической решетки волокон тонких пленок оксида цинка. Методика формирования фотонного эха демонстрирует наличие квантово-размерных свойств у этих ловушек. Показаны особенности релаксационных спадов эхо-сигнала, формируемого как на отдельных локализованных положительных или отрицательных трионных состояниях, так и на их смеси, в зависимости от параметров слоев пленки, а также особенности наблюдения и исследования эффекта нефарадеевского поворота плоскости поляризации эхо-сигнала на трионах.

**Ключевые слова:** фотонное эхо в твердом теле и классическом газе, квантовые ямы, квантово-размерные объекты, экситоны, трионы, релаксационный спад фемтосекундного фотонного эха при комнатной температуре, поверхностные дефекты кристаллической решетки волокон тонких полупроводниковых пленок, эффект нефарадеевский поворот плоскости поляризации фотонного эха на локализованных трионных состояниях.

Фотонное эхо было предсказано У.Х. Копвиллемом и В.Р. Нагибаровым в 1962 году [1]. Экспериментальное обнаружение фотонного эха выполнено авторами работы [2] в 1964 году в твердом теле. Первый эксперимент в газе, разогретых парах щелочного металла, получен авторами работы [3] в 1968 году. В молекулярном газе при комнатной температуре в ИК-диапазоне спектра возбуждающего излучения фотонное эхо наблюдалось авторами работ [4, 5] в 1972 и 1978 году. В молекулярном газе при комнатной температуре в видимой области спектра излучения впервые фотонное эхо наблюдалось авторами работы [6] в 1988 году. В 1982 году авторами работы [7] предсказан, а авторами работы [8, 9, 10] 1990 году экспериментально обнаружен новый физический эффект поворота плоскости поляризации в продольном магнитном поле. На базе этого эффекта предложены принципы построения прибора для дистанционной бесконтактной регистрации электрического тока в высоковольтных линиях, электропередачи [11, 12], способ измерения расстояния [13]. На основе фотонного эха разработано множество методов оптической спектроскопии высокого разрешения [14] твердотельных и газовых образцов. Однородная ширина спектральных линий этих сред включает сумму радиационного и столкновительных уширений, в том числе упругие и неупругие (газокинетические) столкновения возбужденных частиц. Широкое распространение прикладных разработок на основе фотонного эха не получило большого развития из-за

необходимости поддержания твердотельной активной среды при сильном охлаждении до гелиевых температур, а также из-за больших габаритов ячеек с резонансным газом.

Новый виток в развитии исследований по фотонному эхо получил при наблюдении эхо-сигналов в полупроводниковых средах на локализованных экситонных и трионных состояниях. Экситон – это квазичастица, состоящая из электрона, возбужденного до квантового уровня, сформированного в запрещенной зоне полупроводника на одиночных дефектах кристаллической решетки или включениях посторонних частиц, и дырки, возникающей в валентной зоне после ухода электрона, между которыми существует электрическая кулоновская связь. Экситоны Ванье–Мотта, существующие в полупроводниках имеют малые времена жизни, составляющие единицы фемтосекунд. В то же время, при локализации экситонных состояний в квантово-размерных объектах время их жизни значительно возрастает, в среднем на два порядка. В итоге на дискретных уровнях энергии, возникающих при локализации экситонов, становится возможным возбуждение сигналов фотонного эха.

При инжектировании в активную среду электронов или дырок происходит заряд экситонов, при этом возникают трионные состояния, то есть отрицательные или положительные трионы. Впервые в период с 2012 по 2014 годы в работах [15-17] теоретически обоснована и экспериментально подтверждена физика процессов формирования трионов, локализованных в квантовых ямах при низких гелиевых температурах под воздействием поперечного однородного магнитного поля. Показан случай резонансного возбуждения трионов или экситонов, связанных на донорах, зеемановское расщепление спиновых уровней резидентных электронов в поперечном магнитном поле приводит к появлению квантовых биений фотонного эха на частоте ларморовой прецессии.

Первые эксперименты по возбуждению сигналов фотонного эха при комнатной температуре на трионных состояниях, локализованных в их ловушках, сформированных на поверхностных дефектах кристаллической решетки волокон тонких пленок оксида цинка, формируемых методом магнетронного распыления, выполнены в 2012 году авторами работ [18, 19]. Фотонное эхо наблюдалось на трехслойной тонкопленочной слоистой структуре, состоящей из основного слоя оксида цинка и двух инжектирующих слоев кремния. Кремний, легированный фосфором, обеспечивал инжекцию дырок, а кремний, легированный бором, обеспечивал инжекцию электронов. Раскрывается методика возбуждения фемтосекундного фотонного эха под воздействием возбуждающих импульсов на длине волны 800 нм на квантовом переходе между уровнями дискретизации энергии локализованных в ловушках трионов, предварительно формируемых на переходе между уровнями валентной и запрещенной зон в режиме двухфотонного поглощения излучения фемтосекундных лазерных импульсов на длине волны 400 нм.

Далее нам удалось исследовать зависимость релаксационного спада от концентрации кислорода в вакуумной камере для формирования тонких пленок оксида цинка и от толщины инжектирующих слоев [20]. Показана возможность формирования при комнатной температуре фемтосекундного фотонного эха как на отдельных положительных или отрицательных трионах, так и на их смеси [20]. При этом интенсивность фотонного эха, формируемого на двух видах трионов с разным знаком заряда, равна сумме интенсивностей эхо-сигналов, сформированных отдельно на каждом из видов этих трионов. Также авторами был обнаружен и исследован эффект нефарадеевского поворота плоскости поляризации фотонного эха, формируемого на трионных состояниях при комнатной температуре при наличии продольного однородного магнитного поля [21]. Показана возможность построения приборов для регистрации не стробоскопическим (прямым) измерением рекордно коротких временных интервалов, составивших 27 фс [22]. С учетом факта наличия в отечественных и зарубежных метрологических институтах наименьших эталонов временных интервалов, составляющих от 0,8 до 1 пс, создание регистраторов быстропротекающих процессов на основе фотонного эха на трионах открывает хорошие перспективы для развития новых конкурентоспособных технологий.

## Литература

1. Копвиллем У.Х., Нагибаров В.Р. // Тез.докл. Л.: Изд-во ЛГУ. 1962. С. 28.
2. Kurnit N.A., Abella I.D., Hartmann S.R. // Phys. Rev. Lett. 1964. V.6. №19. P. 567-570.
3. Patel C.K.N., Slusher R.E. // Phys. Rev. Lett. 1968. V.20. №20. P. 1087-1089.
4. Алимпиев С.С., Карлов Н.В. // ЖЭТФ. 1972. Т.63. №2. С. 482-490.
5. Василенко Л.С., Дюба Н.М., Скворцов М.Н. // Квантовая электроника. 1978. Т.5. №8. С. 1725-1728.
6. Попов И.И., Бикбов И.С., Самарцев В.В. // Приборы и техника эксперимента. 1988. №5. С. 172-174.
7. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. // Оптика и спектроскопия. 1982. Т.52. №3. С. 444-449.
8. Попов И.И., Бикбов И.С., Евсеев И.В., Самза В.В. // Журнал прикл. спектроскопии. 1990. Т.52. №5. С. 794-798.
9. Popov I.I., Bikbov I.S., Samartsev V.V., Yevseyev I.V. // Laser phys. 1995. V.5. №3. P. 580-583.
10. Popov I.I., Bikbov I.S., Leukhin A.N. // Laser phys. 2001. V.11. №6. P. 40-42.
11. Попов И.И., Гладышев А.М., Самарцев В.В., Евсеев И.В., Чайкин В.Н. Способ оптоэлектронного измерения тока. Пат. РФ ПМК 7G 01 R 33/032, G 01 R 19/00 №2223512. 2003.
12. Газизов К.Ш., Гладышев А.М., Севрюгин Е.Ю., Попов И.И., Самарцев В.В. Магнитооптический датчик тока на основе фотонного эха. Пат. РФ ПМК 7 G 01 R 33/032. R 19/00 №.2284529. 2006.
13. Газизов К.Ш., Гладышев А.М., Попов И.И., Самарцев В.В., Бикбов И.С. Способ измерения расстояния на основе поляризационных свойств фотонного эха. Пат. РФ МПК G 01C3/00 №23065527. 2006.
14. Манькин Э.А., Самарцев В.В. Оптическая эхо-спектроскопия. М.: Наука. 1984. 270 с.
15. Langer L., Poltavtsev S.V., Yugova I.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. 157403.
16. Langer L., Poltavtsev S. V., Yugova I. A., Salewski M., Yakovlev D. R., Karczewski G., Wojtowicz T., Akimov I. A., Bayer M. // Nature Photonics 8. 2014. P. 851–857.
17. Полтавцев С.В., Югова И.А., Акимов И.А., Яковлев Д.Р., Байер М. // Физика твердого тела. 2018. Т. 60. вып. 8. С.1587-1596.
18. Попов И.И., Вашурин Н.С., Газизов К.Ш., Путилин С.Э., Степанов С.А., Сушенцов Н.И., Сидорова В.Т. // Изв. РАН, сер. физ. 2012. Т. 76. № 3. С. 322-325.
19. Gazizov K. Sh., Popov I.I., Sidorova V.T. // Physics of Wave Phenomena, 2012. V. 20. N. 1. pp. 14–17.
20. Попов И. И., Юсупов Р. В., Волков К. А., Козырев А. Г., Мальцева С. А., Мороз А. В., Петров А. В. // Вестник ПГТУ. Сер. Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2022. № 2(54). С.38-51.
21. Попов И.И., Вашурин Н.С., Путилин С.Э., Баходуров А.У. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. №5. С.594-597.
22. Баходуров А.У., Вашурин Н.С., Виноградов Е.А., Компанец В.О., Мусанов А.Н., Никитин Д.А., Попов И.И., Чекалин С.В. // Изв. РАН, Сер. физ. 2018. Т. 82. №12. С. 1661–1665.

## FEMTOSECOND PHOTON ECHO AT ROOM TEMPERATURE ON LOCALIZED TRIONS IN THIN FILMS OF ZINC OXIDE

I.I. Popov<sup>1,\*</sup>, R.V. Yusupov<sup>2</sup>, A.V. Moroz<sup>1</sup>, A.V. Petrov<sup>2</sup>, K.S. Gazizov<sup>1</sup>,  
A.R. Bessonov<sup>1</sup>, A.M. Gaya<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Volga State Technological University,  
424000, Yoshkar-Ola, pl. Lenina, 3*  
<sup>2</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University,  
420008, Kazan, str. Kremlevskaya, 18*  
\*e-mail: biht.oral@gmail.com

The history of the development of studies of photonic echo in a solid and a classical gas is given. The development of echo studies in new active media implemented on localized exciton and trionic states is shown. The results of studies of trionic states in quantum wells at helium temperatures are presented. The results of detection and investigation of relaxation declines of femtosecond photon echo formed at room temperature on exciton and trionic states localized in their traps built on surface defects of the crystal lattice of fibers of thin films of zinc oxide are reported. The photon echo formation technique demonstrates the presence of quantum-dimensional properties of these traps. The features of relaxation declines of the echo signal formed both on the basis of localized positive or negative trionic states and on their mixture, depending on the parameters of the film layers, as well as the features of observation and investigation of the effect of non-Faraday rotation of the plane of polarization of the echo signal on trions are shown.

**Keywords:** photonic echo in a solid and a classical gas, quantum wells, quantum-dimensional objects, excitons, trions, relaxation decay of a picosecond photonic echo at room temperature, surface defects in the crystal lattice of fibers of thin semiconductor films, the effect of non-Faraday rotation of the plane of polarization of photonic echo on localized trionic states.

**УНО ХЕРМАНОВИЧ КОПВИЛЛЕМ (1923-1991)****С.В. Прац<sup>1,\*</sup>**

<sup>1</sup>*Тихоокеанский океанологический институт Дальневосточного отделения Российской академии наук, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43*

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

Уно Херманович родился в Эстонии в семье учителя, учился в мужской гимназии Вестхолма в Таллине. По-видимому, очень хорошей гимназии - полученные там знания основных европейских языков остались с ним на всю жизнь. Свою трудовую деятельность он начал лесорубом и трактористом в Кировской области. Но тяга к учению была столь велика, что никакие внешние обстоятельства не могли ее погубить. После пяти лет работы в лесу, он заканчивает в Уржуме среднюю школу и несколько раз просит разрешения поступить в Кировский педагогический институт. Наконец ему это разрешают, он прекрасно заканчивает курс обучения и становится учителем физики в Кирове.

Физика была его сильнейшей страстью в жизни. Когда в 1956 г. при поступлении в аспирантуру Казанского университета его будущий научный руководитель спросит 33-летнего абитуриента, почему он хочет заниматься физикой, тот скажет: «А разве есть чтонибудь более интересное?». Добившись возможности заниматься наукой в возрасте, когда другие подумывают о докторской диссертации, он с бешеной энергией наверстывает упущенное время. 1958 г. – защита кандидатской диссертации. В 1961 г. он становится заведующим сектором теоретической физики в Казанском физико-техническом институте АН СССР с тремя сотрудниками. За двенадцать лет работы в КФТИ сектор вырастает в отдел с 50 сотрудниками. За это время 15 человек защищают кандидатские диссертации, а трое - докторские. Сам Уно Херманович в 1966 г. становится доктором физико-математических наук. К этому времени он автор и соавтор около полутора сотен научных статей.

Но главное даже не это. У.Х.Копвиллем с сотрудниками создают новое направление в физике - квантовую акустику. Тут уместно напомнить, что со второй половины пятидесятых годов начинается очередной плодотворный период штурма и натиска в физике. Создаются основы квантовой электроники, знаменитыми детищами которой являются квантовые генераторы микроволнового излучения - мазеры - и света - лазеры. За создание мазера нашим ученым Н.Басову, А.Прохорову и американцу Ч.Таунсу присуждают в 1964 г. Нобелевскую премию. А о том, какую революцию произвели лазеры практически во всех сферах человеческой деятельности, и говорить не стоит.

Квантовая электроника, в свою очередь, выросла из радиоспектрокопии - науки, занимающейся исследованием взаимодействия ядер, молекул и атомов с излучением радиодиапазона. Радиоспектроскопия в Казани была мирового уровня. Ее основной метод - электронный парамагнитный резонанс – был открыт Е. Завойским в Казани в 1944 г. Не лучшее для науки время и недостаточная настойчивость номинаторов (прежде всего, отечественных) не позволили присудить Нобелевскую премию за это замечательное открытие. Что, впрочем, не помешало Нобелевскому комитету присудить премию Ф. Блоху за открытие спустя два года во многом аналогичного эффекта на ядрах. (Феликс Блох, безусловно, заслужил премию за свой совокупный огромный вклад в физику). Этот краткий экскурс призван, собственно, подчеркнуть как важно ученому оказаться в нужное время в нужном месте.

В основе квантовой акустики лежит идея использования ультразвука для избирательного возбуждения квантовых переходов в твердом теле, подобно тому, как магнитное поле возбуждает электронные и ядерные спиновые переходы. Уже в 1961 г. У.Копвиллем совместно с В. Корепановым предлагает общую схему акустического мазера [1], квантового устройства, способного генерировать когерентный ультразвук подобно тому, как лазер генерирует когерентный луч света. Спустя десятилетие в США был запущен акустический мазер.

Метод аналогии и идея когерентности (т.е. согласованность действий множества микроскопических излучателей, проявляющаяся в мощном макроизлучении) много лет

оплодотворяли научный поиск Уно Хермановича. Применяя идеи и методы радиоспектроскопии и квантовой электроники в области оптики и акустики, он с сотрудниками предсказал теоретически, а затем и экспериментально обнаружил, ряд красивых физических эффектов, среди которых особой его любовью были эхо-эффекты [2,3] самым известным является световое эхо.

В 1963 г. У.Х. Копвиллем и В.Р. Нагибаров опубликовали статью [4], в которой говорилось о возможности явления эха не на перманентных магнитных моментах, каковыми являются спины элементарных частиц, а на так называемых индуцированных моментах перехода между энергетическими уровнями атомов. Замыслом вновь двигала радиоспектроскопическая аналогия. Мешал своего рода психологический барьер - ведь у атомов в отличие от спина в свободном состоянии нет дипольного момента. Атомные моменты "наводятся" внешним полем. Преодолев это затруднение, авторы рискнули заявить публично, что атомы также обладают фазовой памятью и способны, при определенных условиях, генерировать когерентный световой импульс "самопроизвольно".

Это была одна работа среди многих, опубликованных Уно Хермановичем в те годы. Видимо, он не придавал этому эффекту особого значения, ведь статья была опубликована в малоизвестном даже в тогдашнем СССР журнале "Физика металлов и металловедение". После обнаружения в 1966 г. в США светового эха (известного так же под названием фотонного эха) начался бум в этой области оптики. В ведущем физическом журнале "Physical Review" появился специальный раздел, посвященный световому эху и родственными явлениям. В 1973 г. в Казани состоялся первый симпозиум по фотонному эху и когерентной спектроскопии, а в сентябре 2023 г. - тринадцатый. В настоящее время световое эхо служит стандартным методом изучения свойств вещества во всех агрегатных состояниях. С ним связываются определенные надежды в создании оптических процессоров для компьютеров с колоссальным быстродействием и плотностью записи информации. Световое эхо стало визитной карточкой Уно Хермановича Копвиллема.

Наступил 1973 г. В расцвете сил Уно Херманович и отдел квантовой акустики. Из заключения Президиума АН СССР того времени: «...уровень исследований в КФТИ по радиоспектроскопии и квантовой акустике является наиболее высоким в стране». По итогам соцсоревнования 1972 г. (аналог нынешних публикационных рейтингов) личное первое место в институте занял У.Х. Копвиллем, одна лаборатория отдела берет первое коллективное место, а вторая - делит второе и третье. Тем не менее ему пришлось покинуть КФТИ и Казань в том же году.

Два года после этого У.Х. Копвиллем занимает кафедру теоретической физики Калининградского госуниверситета, но, видимо, в стенах провинциального вуза ему уже тесно. В 1975 г. он возвращается в академию. Для этого ему пришлось пересечь Союз и осесть во Владивостоке, в Тихоокеанском океанологическом институте. Вот неполный перечень направлений исследований, начатых им в ТОИ с нуля и до сих пор продолжаемых здесь его учениками: лазерное зондирование атмосферы и поверхностного слоя океана; применение парамагнитного резонанса для изучения примесей в морской воде, структуры течений и осадков; сейсмические исследования береговой зоны с помощью лазерных деформометров с большой базой (100 м); нелинейная акустика морской воды; лазерная медицина.

До конца жизни его продолжали занимать фундаментальные теории. Метод аналогий широко используется в науке для открытия новых явлений. Однако, аналогии, "лежащие на поверхности", нечасто открывают нечто кардинально новое. Попытки формализовать оказавшийся столь плодотворным метод аналогий привели Уно Хермановича еще в 60-е годы в Казани к мысли искать закономерности, лежащие глубоко в основе эволюции систем, с помощью теории групп [5]. В то время теория динамической симметрии только зарождалась - -- подлинным ее триумфом стал знаменитый "восьмеричный путь" в физике элементарных частиц. Теория динамической симметрии в физике взаимодействия излучения с веществом позволила предсказать и помогла в последствие обнаружить многие новые эффекты фазовой памяти в совершенно неожиданных системах.

Занятия наукой, помимо того, что придают жизни определенный смысл, которые многие люди затрудняются в ней отыскать, хороши еще тем, что после смерти ученого остаются его идеи, материализованные в публикациях. Уно Херманович Копвиллем был своего рода генератором идей. Он оставил после себя множество идей, некоторые из которых, безусловно, окажутся плодотворными и дождутся своего воплощения в новых экспериментах и открытиях. 3 его учеников стали членами Российской академии наук, 15 - докторами наук, а более 35 - кандидатами наук. Им опубликовано более 400 статей в журналах, сборниках и книгах и тезисов докладов. А ведь он всего лишь 35 лет проработал в науке.

#### Литература

1. Копвиллем У.Х., Корепанов В.Д. О возможности генерации и усиления гиперзвука в парамагнитных кристаллах//Журн. exper. и теор. физики. 1961. Т.41, вып.1. С.211 - 213.
2. Копвиллем У.Х. Импульсное возбуждение системы слабо взаимодействующих частиц //Журн. exper. и теор. физики. 1962. Т.42, вып.5. С.1333 - 1343.
3. Копвиллем У.Х., Пранц С.В. Поляризационное эхо. М.: Наука, 1985. 192.
4. Копвиллем У.Х., Нагибаров В.Р. Световое эхо в парамагнитных кристаллах // Физика металлов и металловедение. 1963 Т.157. N2. С.313-315.
5. Копвиллем У.Х. Световое эхо и перспективы его применения в науке и технике//Известия АН СССР. Серия физическая. 1973. Т.37. N10. С.2219-2223.

### UNO HERMANOVICH KOPVILLEM (1923-1991)

S.V. Prants<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Pacific Oceanological Institute of the Russian Academy of Sciences 690041 Vladivostok, 43 Baltiiskaya st.*

\*e-mail: prants@mail.ru

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРИ-ЭЙРИ ПУЧКОВ С ВНЕДРЕННЫМ ТОПОЛОГИЧЕСКИМ ЗАРЯДОМ

Д.В. Проконова<sup>1,\*</sup>, Е.Г. Абрамочкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221

\*e-mail: prokopovadv@gmail.com

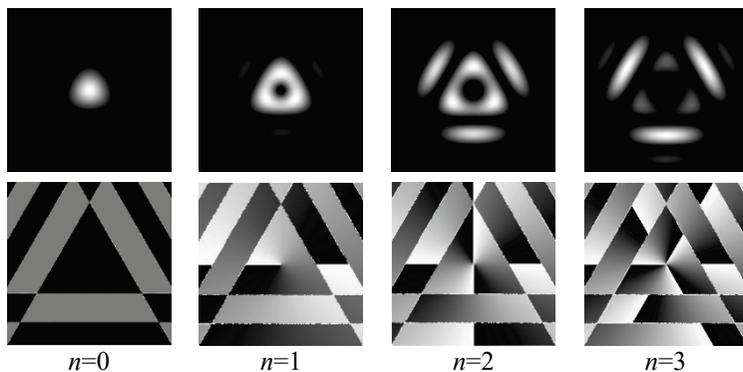
Представлены результаты по экспериментальному исследованию распространения в свободном пространстве три-Эйри пучков с добавленным в центр оптическим вихрем, топологический заряд которого равен  $n=1, 2$  или  $3$ . Добавление вихря приводит к изменению структуры распределения интенсивности. Экспериментальная реализация проводилась голографическим методом при помощи жидкокристаллического пространственного модулятора света.

**Ключевые слова:** структурированные световые поля, теория катастроф, функция Эйри, пучки Эйри, три-Эйри пучки, голографический метод, топологический заряд, оптический вихрь, орбитальный угловой момент.

Структурированный свет занимает важное место в современной оптике и фотонике. Во многих странах активно исследуются новые типы полей такого рода и возможности их практического применения в разных областях [1, 2]. Одними из самых известных представителей структурированных световых полей являются вихревые поля, т.е. поля, содержащие оптические вихри [3]. Также в последние годы увеличилось число работ, посвящённых световым полям негауссова типа, например, построенным на основе интегралов дифракционных катастроф. Среди примеров такого рода наиболее известны пучки Эйри [4-8] и пучки Пирси [9, 10].

В 2011 году в статье [11] были рассмотрены двумерные световые поля, заданные в исходной плоскости как произведение трех одномерных пучков Эйри, которые смещены из центра координат на одинаковую величину (параметр смещения) и повёрнуты так, чтобы итоговое поле обладало инвариантностью к повороту на  $120^\circ$ . Такие поля были названы три-Эйри пучками,  $A_{i3}$ . В [9] также было найдено аналитическое выражение Фурье образа три-Эйри пучков, в работах [12, 13] эти пучки были реализованы экспериментально.

В данной работе мы продолжаем изучение три-Эйри пучков, а именно, исследуем вопрос о распространении три-Эйри пучков, в центр которых внедрен оптический вихрь с топологическим зарядом  $n$ , где  $n = 1, 2$  или  $3$ . Распределение интенсивности и фазы полученных пучков с параметром смещения  $a = -0,489$  (для этого параметра безвихревой три-Эйри пучок наиболее близок по форме к гауссову пучку) представлены на Рис. 1.

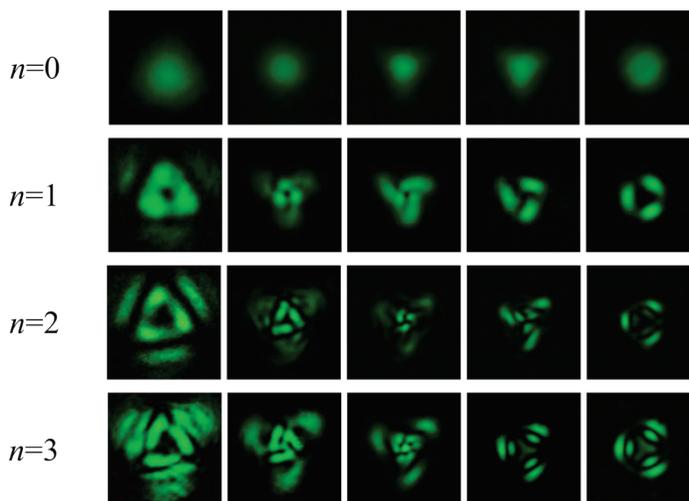


**Рис. 1.** Распределения интенсивности (верхний ряд) и фазы в градациях серого (чёрный цвет соответствует значению фазы  $0$ , белый  $2\pi$ ) (нижний ряд) три-Эйри пучка в начальной плоскости без оптического вихря ( $n=0$ ), а также с внедрённым оптическим вихрем топологического заряда  $n = 1, 2$  и  $3$ .

Добавление оптического вихря приводит к возникновению тёмной области на оси пучка, размеры которой пропорциональны топологическому заряду оптического вихря, и перераспределению энергии в боковые лепестки из центральной области.

Экспериментально формирование  $A_1$  пучков с внедрённым оптическим вихрем проводилось с помощью голографического метода. Рассчитанные голограммы, представляющие собой результат интерференции плоской волны и формируемого пучка, генерировались при помощи жидкокристаллического пространственного модулятора света HoloEye NEO-1080P. Их восстановление проводилось коллимированным пучком твердотельного лазера ИЛТН-4001 на длине волны 532 нм. Далее происходила регистрация распределений интенсивности восстановленного поля при помощи цифровой камеры Canon EOS 350D.

Результаты экспериментального исследования показали, что при  $n=1$  и 2 при распространении в зоне Френеля в центре зарегистрированных распределений интенсивности наблюдается тёмная область (Рис. 2). При  $n=3$  в промежуточных плоскостях наблюдается область с ненулевым значением интенсивности на оси пучка (Рис. 2, нижний ряд). Этот эффект связан с расщеплением вырожденного оптического вихря третьего порядка на три вихря с единичными топологическими зарядами. В Фурье плоскости структура распределения интенсивности при внедрении оптического вихря обладает, скорее, треугольной, а не радиально симметричной структурой, характерной для безвихревого три-Эйри пучка.



**Рис. 2.** Экспериментальные распределения интенсивности три-Эйри пучка с параметром смещения  $a = -0,489$  в различных плоскостях без оптического вихря ( $n=0$ ), а также с внедрённым оптическим вихрем топологического заряда  $n = 1, 2$  и 3.

Аналитически получено выражение, определяющее величину орбитального углового момента три-Эйри пучка с добавлением оптического вихря кратности  $n$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 23-22-00314 «Интегралы дифракционных катастроф для задач современной фотоники».

### Литература

1. Rubinsztein-Dunlop H., Forbes A., Berry M. V., et al. // J. Opt. 2016. V. 19. № 1. Art. no. 013001.
2. Forbes A, de Oliveira M, Dennis M.R. // Nat. Photonics. 2021. V. 15. №. 4. P. 253.
3. Kotlyar, V.V., Kovalev, A.A., Porfirev, A.P. Vortex Laser Beams. CRC Press, 2018. 418 p.
4. Baumgartl J., Mazilu M., Dholakia K. // Nature Photonics. 2008. V. 2. P. 675-678.
5. Polynkin P., Kolesik M., Moloney J. V. et al. // Science. 2009. V. 324. P. 229.
6. Vettenburg, T., Dalgarno, H., Nytk, J. et al. // Nat. Methods. 2014. V. 11. P. 541.

7. Nylk, J., McCluskey, K., Aggarwal S. et al. // Biomedical optics express. 2016. V. 7. № 10. P. 4021.
8. Zhou Y., Zammit P., Zickus V. et al. // Physical Review Letters. 2020. V. 124. Art. no. 198104.
9. Ring, J. D., Lindberg, J., Mourka, et al. // Optics Express. 2012. V. 20. № 17. P. 18955.
10. Ковалёв А.А., Котляр В.В., Засканов С.Г. // Компьютерная оптика. 2014. Т. 38. № 2. С. 193.
11. Abramochkin E., Razueva E. // Optics Letters. 2011. V.36. №19. P. 3732.
12. Liang Y., Ye Z., et. al. // Optics Express. 2013. V.21. №2. P. 1615.
13. Liang Y., Chen Y., Wan L. // Optics Communications. 2017. V.405. P. 120.

## EXPERIMENTAL STUDY OF THREE-AIRY LIGHT BEAMS WITH IMPLEMENTED TOPOLOGICAL CHARGE

D.V. Prokopova<sup>1,\*</sup>, E.G. Abramochkin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute RAS,  
221, Novo-Sadovaya st., Samara, 443011, Russia*

\*e-mail: prokopovadv@gmail.com

The results of an experimental study of the propagation in free space of three-Airy beams with an optical vortex located in the center, whose topological charge is  $n=1, 2$ , or  $3$ , are presented. The addition of a vortex leads to a change in the structure of the intensity distribution. The experimental implementation was carried out by the holographic method using a liquid-crystal spatial light modulator.

**Key words:** structured light fields, catastrophe theory, Airy function, Airy beams, three Airy beams, holographic method, topological charge, optical vortex, orbital angular momentum.

## МЕТОД КЛЫШКО ДЛЯ АНАЛОГОВЫХ ФОТОДЕТЕКТОРОВ

П.А. Прудковский<sup>1,\*</sup>, Д.А. Сафроненков<sup>1</sup>, Г.Х. Китаева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет, МГУ им. М.В.Ломоносова  
119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр.2

\*e-mail: vysogota@gmail.com

Рассмотрена возможность модификации метода Клышко для абсолютной калибровки аналоговых фотодетекторов, которые не способны работать в режиме счета фотонов из-за того, что амплитуда их однофотонных импульсов слишком сильно флуктуирует. Показано, что распределение фототока таких фотодетекторов может быть аппроксимировано сверткой пуассоновского распределения числа фотоэлектронов с функцией, описывающей одиночные импульсы детектора. Полученное из аппроксимации среднее число фотоэлектронов может быть использовано для модификации метода Клышко для безэталонного определения квантовой эффективности аналоговых фотодетекторов и измерения интенсивности падающего на него излучения в единицах чисел фотонов.

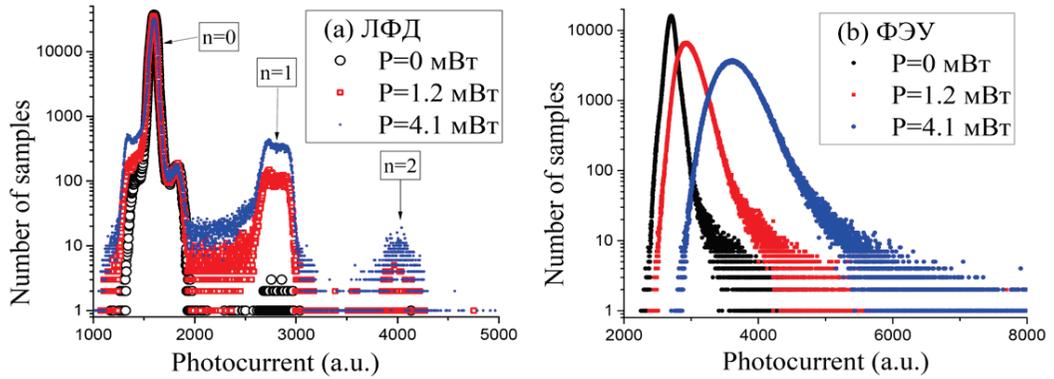
**Ключевые слова:** спонтанное параметрическое рассеяние, бифотоны, статистика фотонов, метод Клышко, аналоговые фотодетекторы, квантовая эффективность, безэталонная калибровка.

Бифотонное излучение, возникающее при спонтанном параметрическом рассеянии (СПР), имеет множество применений. Одно из них – метод Клышко для безэталонного определения квантовой эффективности фотодетекторов, работающих в режиме счета фотонов [1]. Идея метода проста: если при регистрации пары фотонов один фотодетектор зарегистрировал один из фотонов, а другой нет, то это связано с неидеальностью второго детектора. Этого достаточно, чтобы определить квантовую эффективность обоих детекторов, измеряя всего три величины – частоту счета фотоотчетов обоими фотодетекторами и частоту совпадений, когда оба фотодетектора зарегистрировали по фотоотсчету. Возможности этого метода абсолютной квантовой фотометрии были неоднократно и тщательно исследованы [2].

Однако далеко не все фотодетекторы могут работать в режиме счета фотонов. Возможность применения метода Клышко для безэталонной калибровки аналоговых фотодетекторов неоднократно обсуждалась, однако преимущественно на примере фотодетекторов, способных работать как в счетном режиме, так и в аналоговом режиме, когда отдельные фотоимпульсы начинают перекрываться [3]. В данном докладе рассматривается возможность модификации метода Клышко, позволяющей измерять эффективность полностью аналоговых фотодетекторов, не способных работать в режиме счета фотонов из-за того, что амплитуда их однофотонных импульсов слишком сильно флуктуирует. К таким детекторам относятся не только заметная часть фотодетекторов, работающих в видимом и ближнем ИК диапазонах, но также преобладающая часть фотодетекторов среднего и дальнего ИК и терагерцового диапазонов.

Различие аналогового фотодетектора и детектора, способного работать в режиме счета фотонов, хорошо видно на графиках распределения среднего фототока на выходе фотодетекторов, освещаемых слабым светом с постоянной интенсивностью.

На рис. 1а показано распределение среднего фототока, зарегистрированного за время строба  $t_s = 900$  нс на выходе лавинного фотодиода с модулем Laser Components COUNT NIR, выдающем стандартизированные электрические импульсы в формате TTL. Несложно видеть, что распределение состоит из отдельных пиков, соответствующих регистрации различного числа одиночных фотоимпульсов. Учитывая, что случайное число фотоимпульсов в случае многомодового излучения с постоянной интенсивностью описывается Пуассоновским распределением, по соотношению высот пиков несложно определить среднее число фотоимпульсов, равное произведению квантовой эффективности фотодиода на число попавших на него за это время фотонов.



**Рис. 1.** Распределения среднего фототока, снятого с а) лавинного фотодиода и б) ФЭУ, при освещении их слабым излучением СПР при различных мощностях излучения накачки.

В то же время аналогичное распределение среднего фототока, полученное для ФЭУ Н7422-20 Namamatsu, показанное на рис.1б, имеет совсем иной вид – пики, соответствующие разным числам одиночных фотоимпульсов, сливаются в один широкий максимум. Это распределение выглядит непрерывным, однако в нем по-прежнему скрыт дискретный характер фотодетектирования. Число фотоэлектронов, выбитых фотонами с фотокатода, описывается пуассоновским распределением, вторичная эмиссия электронов на первом диноде также может описываться распределением Пуассона. Дальнейшее усиление фотоимпульса определяется множеством факторов, однако довольно часто его можно описывать гауссовым распределением. В результате финальное распределение фототока представляет собой свертку пуассоновского распределения числа отдельных фотоэлектронов с функцией, описывающей форму одиночных фотоимпульсов, а также с темновыми шумами ФЭУ. Если форму одиночных фотоимпульсов описывать гауссовой функцией

$$P_G(I, I_0, D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \exp\left(-\frac{(I - I_0)^2}{2D}\right), \quad (1)$$

где  $I$  - измеряемый фототок,  $I_0$  и  $D$  - среднее значение и дисперсия одноэлектронного импульса, то полное распределение должно иметь вид

$$F(I) = e^{-A} \sum_n \frac{A^n}{n!} \{B(I) \otimes P_G(I, nI_0, nD)\}, \quad (2)$$

где  $A$  - среднее число фотоэлектронов, а в фигурных скобках стоит свертка функции  $B(I)$ , описывающей темновые шумы ФЭУ, с гауссовой функцией, соответствующей регистрации  $n$  фотоэлектронов.

Возможность решения обратной задачи, то есть разложения распределений фототока аналоговых фотодетекторов, схожих с показанными на рис 1б, на отдельные пики, соответствующие различным числам фотоэлектронов, была показана в ряде работ [4-9]. В нашем случае темновые шумы ФЭУ хорошо аппроксимировались комбинацией двух гауссовых функций

$$B(I) = C_1 P_G(I, I_1, D_1) + (1 - C_1) P_G(I, I_2, D_2) \quad (3)$$

В результате полная функция, которой мы аппроксимировали распределение фототока ФЭУ, имела вид

$$F(I) = e^{-A} \sum_n \frac{A^n}{n!} \{C_1 P_G(I, nI_0 + I_1, nD + D_1) + (1 - C_1) P_G(I, nI_0 + I_2, nD + D_2)\} \quad (4)$$

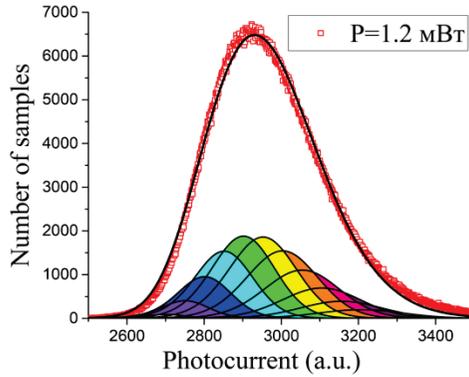


Рис. 2. Пример аппроксимации распределения фототока ФЭУ с помощью формулы (4).

$P$ , мВт	$A$	$I_0$	$D$	$g_2$	$\eta$
0.6	$2.4 \pm 0.1$	$53 \pm 2$	$1077 \pm 58$	$3.77 \pm 0.05$	$16.9 \pm 1.4$
1.2	$5.3 \pm 0.6$	$51 \pm 6$	$872 \pm 220$	$2.34 \pm 0.02$	$18.1 \pm 2.6$
1.5	$6.2 \pm 0.9$	$51 \pm 8$	$873 \pm 278$	$2.11 \pm 0.02$	$17.7 \pm 2.9$
1.8	$8.1 \pm 2.0$	$52 \pm 13$	$849 \pm 462$	$1.85 \pm 0.01$	$17.7 \pm 4.5$
2.5	$10.9 \pm 5.2$	$52 \pm 26$	$829 \pm 960$	$1.61 \pm 0.01$	$17.0 \pm 8.2$
2.6	$11.7 \pm 7.0$	$52 \pm 33$	$815 \pm 1212$	$1.58 \pm 0.01$	$17.5 \pm 10.5$
3.0	$13.1 \pm 8.5$	$52 \pm 36$	$800 \pm 1347$	$1.50 \pm 0.01$	$16.8 \pm 8.4$
3.5	$15.2 \pm 1.2$	$53 \pm 4$	$792 \pm 164$	$1.43 \pm 0.01$	$16.8 \pm 1.3$
4.1	$16.4 \pm 0.4$	$58 \pm 1$	$583 \pm 71$	$1.35 \pm 0.01$	$14.7 \pm 0.4$

Таблица 1. Результаты аппроксимации распределений фототока ФЭУ при различных значениях мощности излучения накачки СПР, а также измеренное значение  $g_2$  и рассчитанная на основе этих данных величина квантовой эффективности  $\eta$ .

Параметры темновых шумов  $I_1, D_1, I_2, D_2, C_1$  определялись из распределения на рис. 1б, соответствующего нулевой мощности излучения. Далее они фиксировались, и для каждой мощности излучения определялось среднее число фотоэлектронов  $A$  и параметры одиночного фотоимпульса  $I_0$  и  $D$ . Результаты аппроксимации показаны на рис.2 и в таблице 1.

Таким образом, среднее число фотоэлектронов, возникших в ФЭУ за время строба, возможно определить, даже если распределение фототока имеет вид единого широкого максимума. В то же время число фотонов, попавших на фотодетектор, может быть определено в рамках оригинального метода Клышко. Если два детектора регистрируют излучение сопряженных мод СПР, то нормированная корреляционная функция их фототоков, согласно общей теории параметрического рассеяния:

$$g_2 = \frac{\langle I_s I_i \rangle}{\langle I_s \rangle \langle I_i \rangle} = 1 + \frac{1}{M \langle \hat{N} \rangle}, \quad (5)$$

где  $\langle \hat{N} \rangle$  - среднее число фотонов в одной моде, а  $M$  - число мод. Их произведение, домноженное на коэффициент пропускания  $K$  оптического тракта между нелинейным кристаллом и фотодетектором,  $N = KM \langle \hat{N} \rangle = K(g_2 - 1)^{-1}$  - и есть среднее число фотонов, попавших на фотодетектор за время строба. Отношение среднего числа фотоэлектронов  $A$  к среднему числу фотонов  $N$  дает параметр, характеризующий ФЭУ - его квантовую эффективность  $\eta$ , определяющую среднее число фотоэлектронов, которые возбуждает один фотон. Как видно из последнего столбца таблицы 1, в нашем случае квантовая эффективность

ФЭУ оказалась заметно больше единицы  $\eta = 17.4 \pm 0.7$ , что говорит о том, что имеет место дополнительный процесс пуассоновского размножения фотоэлектронов на первом диоде.

Полученную квантовую эффективность ФЭУ можно использовать для измерения интенсивности излучения, падающего на него, в абсолютных единицах – т.е. в числах фотонов. Для проверки мы освещали ФЭУ слабым светом обычной лампы накаливания, пропущенным через узкополосный фильтр. Снова измеряя распределение значений фототока и аппроксимируя его формулой (4), мы получили среднее число фотоэлектронов  $A = 5.1 \pm 0.8$ . Умножая его на величину квантовой эффективности, получаем скорость счета фотонов  $(320 \pm 50) * 10^3 \text{ c}^{-1}$ . Измерение той же величины с помощью прокалиброванного лавинного фотодиода дало скорость счета фотонов  $(318 \pm 1) * 10^3 \text{ c}^{-1}$ , так что результаты измерения интенсивности излучения при помощи разных методов отлично соответствуют друг другу.

Таким образом, метод Клышко, дополненный методикой определения среднего числа фотоэлектронов из аппроксимации распределений среднего фототока, может быть использован для абсолютной калибровки полностью аналоговых фотодетекторов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00055.

### Литература

1. Клышко Д.Н. // Квантовая электроника 1980. Т. 7. № 9. С. 1932.
2. Polyakov S.V., Migdall A.L. // Optics Express 2007. V. 15. P. 1390.
3. Avella A., Ruo-Berchera I., Degiovanni I.P. et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 1841
4. Chirikov-Zorin I., Fedorko I., Menzione A. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 2001. V. 456. P. 310.
5. Takahashi M., Inome Y., Yoshii S. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 2018. V. 894. P. 1.
6. Prudkovskii P., Leontyev A., Kuznetsov K. et al. // Sensors 2021. V. 21. P. 4964.
7. Sempere-Llagostera S., Thekkadath G.S., Patel R.B. et al. // Opt. Express 2022. V. 30. P. 3138.
8. Kalousis L.N. // Journal of Instrumentation 2023. V. 18. P. 07016.
9. Prudkovskii P.A., Safronenkov D.A., Kitaeva G.Kh. // Opt. Lett. 2022. V. 47. P. 4842.

## KLYSHKO METHOD FOR ANALOG PHOTODETECTORS

P.A. Prudkovskii<sup>1,\*</sup>, D.A. Safronkov<sup>1</sup>, G.Kh. Kitaeva<sup>1</sup>

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

The modified Klyshko method for absolute calibration of analog photodetectors, which are not capable of operating in the photon counting mode due to the fact that the amplitude of their single-photon pulses fluctuates too much, is considered. It is shown that the photocurrent distribution of such photodetectors can be approximated by the convolution of the Poisson distribution of the number of photoelectrons with a function describing single detector pulses. The average number of photoelectrons obtained from the approximation can be used to modify the Klyshko method for absolute determination of the quantum efficiency of analog photodetectors and measurement of the intensity of radiation incident on it in units of photon numbers.

**Key words:** spontaneous parametric down-conversion, biphotons, photon statistics, Klyshko method, analog photodetectors, quantum efficiency, absolute calibration.

## РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ПО ИХ СПЕКТРАЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

А.Г. Ржанов<sup>1,\*</sup>, В.В. Близнюк<sup>2</sup>, В.А. Паршин<sup>2</sup>, О.И. Семёнова<sup>2</sup>, А.Е. Тарасов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет

119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр.2

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»

111250, Москва, ГСП-1, ул. Красноказарменная, д.14

\*e-mail: rjanov@mail.ru

В работе показано, что в спектре излучения мощного лазерного диода можно выделить тонкую и грубую структуру резонансных пиков. Установлена и экспериментально проверена связь между характеристиками спектра и параметрами состояния структуры лазера, которая наблюдалось в процессе медленной деградации прибора. Показано влияние оптических потерь в резонаторе и длины когерентности излучения лазера как на тонкую, так и на грубую структуру его спектра. Обоснованы критерии оценки геометрических и материальных параметров структуры мощного лазерного диода по ограниченному экспериментальным данным о конкретном типе прибора.

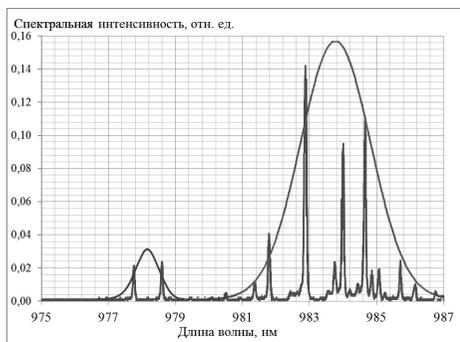
**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, мощный лазерный диод, частотный спектр, медленная деградация, когерентность излучения.

Благодаря стремительному развитию технологии изготовления мощных полупроводниковых лазерных диодов (МЛД) стало возможным значительно улучшить технические параметры и расширить область их применения [1]. Эффективность использования МЛД во многом зависит от его важнейшего параметра – срока службы. Зачастую ряд важных параметров МЛД, которые могли бы дать дополнительную информацию при оценке штатного срока службы конкретного прибора, не указываются поставщиком. Как таким параметрам мы относим геометрические размеры и состав слоёв лазерной структуры, ширину активной области, коэффициенты отражения зеркал, показатели преломления волноводных и эмиттерных слоёв и т.д. Эти параметры лазерной структуры в сумме с экспериментальными спектрами МЛД дают возможность контроля состояния лазера при длительной эксплуатации и своевременное определение момента его замены. Наиболее важными характеристиками МЛД для такого рода оценок являются коэффициенты отражения зеркал  $R_1$  и  $R_2$ , ширина области генерации  $W$ , длина резонатора  $L$ , толщина слоя квантовой ямы  $d_{кя}$ , эффективный показатель преломления лазерного волновода  $n_{эфф}$ , пороговый ток накачки  $I_{пор}$ , штатный ток  $I_{шт}$  и мощность излучения  $P_{шт}$ , средняя длина когерентности излучения  $L_{ког}$ , которая однозначно задаёт грубую структуру спектра прибора, и определяется подверженным изменению во времени параметром внутренних потерь  $\alpha_{внутр}$ .

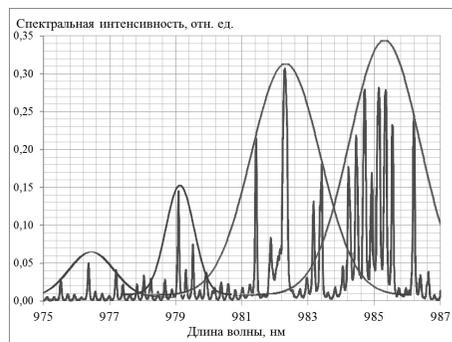
Нами показано, что на основе всего двух спектров конкретного МЛД, снятых по ускоренной методике старения [2], можно с вероятностью более 70% и с точностью порядка 20%, определить недостающие параметры прибора, а при наличии статистических данных даже сделать прогностические оценки его срока службы [3]. В работе [3] при тестировании партии МЛД, изготовленных в едином технологическом цикле, использовалась методика определения состояния гетероструктуры МЛД по числу каналов генерации. При этом ранее разработанные методы определения состояния гетероструктуры МЛД по его спектру могут быть использованы только в том случае, если имеет место режим генерации на фундаментальной моде [3]. Для МЛД характерен сложный вид спектра излучения. Поэтому анализ этого спектра проводился путем разложения его на квазиодномодовые компоненты с последующим анализом их временной трансформации. Показано, что увеличение числа каналов генерации обусловлено уменьшением длины когерентности излучения МЛД – явным признаком деградации лазера [3].

В экспериментах, проведённых за последний год, мы впервые анализировали деградацию лазера, основываясь не только на грубой структуре спектра, но и на тонкой. Исследовался спектр излучения пяти МЛД модели KLM-H980-120-5, изготовленных в едином технологическом цикле. Для измерений спектра был использован спектрометр МДР-23 с разрешением 0.05 нм по длине волны. У всех пяти МЛД штатная мощность излучения была  $P_{шт}=120$  мВт при штатном токе накачки  $I_{шт}=300$  мА. Пороговые токи  $I_{пор}$  варьировались в пределах от 74.6 до 75.3 мА.

Процесс деградации МЛД мы рассмотрим на примере одного из приборов за номером 129. На рис. 1, 2 представлены спектры этого прибора до и после наработки 90 ч ускоренного старения (около 500 ч в реальном времени). Видно, что спектр излучения МЛД 129 лежит в диапазоне, указанном в паспорте:  $\lambda_0 = 980 \pm 5$  нм. Спектр в основном представляет собой эквидистантно расположенные линии, что характерно для резонатора Фабри-Перо. Это позволяет определить тонкую структуру спектра как состоящую из пиков продольных мод МЛД. В тонкой структуре наблюдаются группы продольных мод с пиками большой интенсивности. Огибающие таких групп пиков представляют собой элементы грубой структуры спектра МЛД, соответствующие разным пространственным каналам генерации, рассмотренным нами ранее в работах [3,4]. В процессе деградации МЛД 129 наблюдались два процесса: появление в грубом спектре двух новых огибающих группы пиков большой интенсивности и увеличение спектральной ширины линий продольных мод. На рис. 2 также видно, что внутри огибающих одновременно происходит уширение линий тонкой структуры спектра — резонансов продольных мод.



**Рис. 1.** Спектральные характеристики МЛД KLM-H980-120-5 на начальном этапе эксплуатации.  $N_{кан}=2$ .



**Рис. 2.** Спектральные характеристики МЛД KLM-H980-120-5 через 90 часов ускоренных испытаний на старение.  $N_{кан}=4$ .

Распад излучения на каналы объясняется тем, что в процессе деградации увеличиваются потери  $\alpha_{внутр}$  в резонаторе, и в связи с этим уменьшается средняя длина когерентности  $L_{ког}$  излучения продольных мод [3].

В оценках примем значение  $n_{эфф} = 3.6$ , характерное для МЛД на соединениях InGaAsP, рассчитанных на длину волны излучения 950-1000 нм.

Измерения показали, что расстояние между продольными модами Фабри-Перо в среднем равно  $\Delta\lambda_{ФП} \approx 0.4$  нм, что соответствует длине резонатора  $L=330$  мкм, согласно соотношению:

$$L \approx \frac{\lambda_0^2}{2n_{эфф}\Delta\lambda_{ФП}} \tag{1}$$

Ширина спектральных пиков продольных мод  $\Delta\lambda_{рез}$  на половине интенсивности может быть определена по имеющимся у нас данным приблизительно:  $\Delta\lambda_{рез} \approx 0.08 - 0.11$  нм. Эта величина связана с добротностью  $Q_x$  и внутренними потерями  $\alpha_{внутр}$  холодного резонатора:

$$Q_x = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{рез}}; \quad Q_x = M\pi \left( L\alpha_{внутр} + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right)^{-1} \tag{2}$$

где  $M=4995$  - номер средней продольной моды, соответствующий средней длине волны излучения  $\lambda_0 = 980$  нм.

Определим значения  $\Delta\lambda_{\text{рез}}$  и  $Q_x$  более точно. При условии отсутствия внутренних потерь ( $\alpha_{\text{внутр}} = 0 \text{ см}^{-1}$ ) из (2) получаем возможные значения коэффициентов отражения зеркал в пределах  $R_1 \cdot R_2 = 0.2-0.5$ . Выберем  $R_1 = 0.3, R_2 = 0.98$ . Такой выбор соответствует случаю, когда первое зеркало не имеет отражающего покрытия, а второе обладает практически полным отражением. Это максимально соответствует оптимальному прибору. Реальной картине работы выбранного МЛД отвечают параметры  $\alpha_{\text{внутр}} = 5 \text{ см}^{-1}$ ,  $Q_x \approx 9860$ ,  $\Delta\lambda_{\text{рез}} \approx 0.10$  нм, что укладывается в измеренные значения.

Частотный спектр МЛД состоит из нескольких групп линий, где каждая спектральная группа соответствует одному из пространственных каналов генерации, число которых  $N_{\text{кан}}$  зависит от средней длины когерентности излучения канала  $L_{\text{ког}}$  и ширины активной области  $W$  [5]:

$$L_{\text{ког}} \approx \frac{2\pi n_{\text{эфф}}}{\lambda_0} \left( \frac{W}{N_{\text{кан}}} \right)^2, \quad N_{\text{кан}} \approx W \sqrt{\frac{2\pi n_{\text{эфф}}}{\lambda_0 L_{\text{ког}}}}. \quad (3)$$

На рис. 1 мы наблюдаем две группы мод излучения, поэтому будем полагать число каналов генерации  $N_{\text{кан}}=2$ . Ширину области генерации мы точно не знаем, но можем её оценить. Средняя длина когерентности излучения при  $Q_x = 9860$  и  $\Delta\lambda_{\text{рез}} \approx 0.10$  нм:

$$L_{\text{ког}} \approx Q_x \lambda_0, \quad (4)$$

откуда имеем  $L_{\text{ког}} = 0.97$  см. Теперь можно определить ширину каналов генерации  $w_0$  и тем самым сделать оценку всей ширины  $W$  активной области МЛД [5, 6]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0 L_{\text{ког}}}{2\pi n_{\text{эфф}}}}; \quad W = N_{\text{кан}} \sqrt{\frac{\lambda_0 L_{\text{ког}}}{2\pi n_{\text{эфф}}}}. \quad (5)$$

Получается ширина контакта МЛД  $W \approx 40$  мкм.

Толщина квантовой ямы  $d_{\text{кя}}$  задаёт максимальную ширину спектра МЛД. На рис. 1 и 2, эта ширина составляет  $\Delta\lambda_{\text{общ}} \approx 8-10$  нм, что при рассматриваемых параметрах МЛД соответствует пространственной толщине квантовой ямы  $d_{\text{кя}} \approx 18-20$  нм.

При деградации МЛД в спектре излучения появляются новые пики грубой структуры - четыре группы линий ( $N_{\text{кан}}=4$ ). Одновременно с обогащением спектра происходит уширение спектральных линий продольных мод до  $\Delta\lambda_{\text{рез}} \approx 0.14$  нм.

Самое простое объяснение трансформации спектра при деградации МЛД заключается в том, что постоянный нагрев области квантовой ямы вызывает образование в её кристаллической структуре дислокаций, число которых растёт со временем. Это приводит к росту внутренних потерь  $\alpha_{\text{внутр}}$  и к изменениям значений остальных параметров МЛД [7]. Отметим, что рост числа дислокаций и деградация МЛД происходит неравномерно. Основные изменения происходят в первые часы (десятки часов) работы лазера.

Величины  $W=40$  мкм,  $L=330$  мкм,  $R_1 = 0.3, R_2 = 0.98$  измениться не могли. Величины  $M=4995$ ,  $d_{\text{кя}}=18$  нм и  $n_{\text{эфф}}=3.6$  при оценках имеют средние значения, поэтому изменяются незначительно. В процессе деградации изменяются лишь величины  $\Delta\lambda_{\text{рез}}$ ,  $N_{\text{кан}}$ ,  $L_{\text{ког}}$ ,  $Q_x$  и  $w_0$ .

При  $N_{\text{кан}}=4$ . Использование формул (2-5) даёт новые значения параметров излучения:  $L_{\text{ког}} = 0.68$  см (3),  $Q_x = 6900$  (4),  $w_0 \approx 10$  мкм (5),  $\Delta\lambda_{\text{рез}} \approx 0.14$  нм (2).

Для расчёта внутренних потерь воспользуемся новой формулой, которая получается из предыдущих соотношений:

$$\alpha_{\text{внутр}} = \frac{\lambda_0}{w_0^2} - \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}. \quad (6)$$

После наработки времени МЛД (рис. 2) получаем новые значения  $\alpha_{\text{внутр}} = 79 \text{ см}^{-1}$ ,  $Q_x = 6900$  и  $\Delta\lambda_{\text{рез}} \approx 0.14$  нм. Все указанные величины отвечают экспериментальным данным.

Итак, при деградации МЛД происходит существенный рост внутренних потерь, что выражается в ухудшении когерентности излучения, обогащении спектра излучения, появлении новых несвязанных по фазе каналов генерации, уширении спектральных линий продольных

мод. В данной работе мы показали, как экспериментально полученные спектры позволяют реставрировать неизвестные заранее внутренние параметры МЛД.

### Литература

1. А.Е. Жуков. “Физика и технология полупроводниковых наноструктур”. СПб.: Элмор. 2007. 304 с.
2. Близнюк В. В., Паршин В. А., Ржанов А. Г., Тарасов А. Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 7. С. 1008.
3. В.В Близнюк., О.И Коваль., В.А. Паршин и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 225.
4. Близнюк В. В., Паршин В. А., Ржанов А. Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1598.
5. Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 169.
6. Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 510.
7. Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 250.

## RECONSTRUCTION OF PARAMETERS OF HIGH-POWER LASER DIODES BASED ON THEIR SPECTRAL CHARACTERISTICS

A.G. Rzhанov<sup>1,\*</sup>, V.V. Bliznyuk<sup>2</sup>, V.A. Parshin<sup>2</sup>, O.I. Semenova<sup>2</sup>, A.E. Tarasov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Phys. Dept. Lomonosov Moscow State University  
Leninskiye Gory, 1-2, Moscow, 119991, Russia*

<sup>2</sup>*National Research University "Moscow Power Engineering Institute"  
Krasnokazarmennaya, 14, Moscow, 111250, Russia*

\*e-mail: rjanov@mail.ru

It is shown that in the radiation spectrum of a powerful laser diode, a thin and rough structure of resonant peaks can be distinguished. The relationship between the characteristics of the spectrum and the parameters of the state of the laser structure, which was observed during the slow degradation of the device, was established and experimentally verified. The effect of optical losses in the resonator and the coherence length of the laser radiation on both the fine and rough structure of its spectrum is shown. The criteria for evaluating the geometric and material parameters of the structure of a powerful laser diode based on limited experimental data on a specific type of device are substantiated.

**Key words:** semiconductor laser, high-power laser diode, frequency spectrum, slow degradation, radiation coherence.

# ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИРЕЗОНАТОРНОЙ МОДЫ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ: ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ

И.В. Рыжов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,  
198164, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: igoryzhov@yandex.ru

Рассматривается квазирезонаторный режим сверхизлучения в среде образованной двумя параллельными слоями легированными активными центрами с  $\Lambda$ -схемой операционных переходов. Используется полуклассическое приближение, не учитывающее квантовые корреляции между излучающими центрами и полем. Предполагается, что излучающее двухслойное вещество находится в вакууме. Представляет интерес поведение системы в идеальном бездиссипативном состоянии, когда процесс выброса сверхизлучающей энергии из двухслойной среды происходит максимально быстро по сравнению со всеми релаксационными процессами исследуемой системы. Рассмотрены резонансные условия сверхизлучения по параметру, характеризующему расстояние между слоями для случая, когда слои приготовлены идентично друг другу, когда слои различаются концентрациями в них излучающих центров.

**Ключевые слова:** сверхизлучение, двухслойная среда, резонансы,  $\Lambda$ -излучатель.

До 2010 года, когда была присуждена Нобелевская премия по открытию графена [1], двумерные кристаллы служили физикам как некоторый класс недостижимо заманчивых объектов для их исследований, например, [2-4]. В настоящее время эти исследования являются максимально востребованными в связи с развитием технологий синтеза двумерных, квазидвумерных объектов [5-7] с необычными электромагнитными свойствами, так называемые метаматериалы (см. обзор [8] и ссылки в ней). Теория оптических свойств этих объектов, особенно нелинейных, представляет собой перспективную и до настоящего времени мало исследованную проблему [9]. Подобные объекты являются кирпичиками, на которых строится оптика слоистых сред [10]. Максимально простой слоистой системой можно считать двухслойную среду [11]. Самые интересные эффекты, протекающие между оптически активными слоями, могут быть основаны на резонансных и нерезонансных явлениях в основе которых лежит задержка передающегося от слоя к слою оптического сигнала.

Пусть существуют два тонких активных слоя  $\{a\}$  и  $\{b\}$ , которые расположены в вакууме параллельно, на расстоянии  $L_R$  друг от друга и перпендикулярно оси  $x$  (рис. 1а). Положим слои настолько тонкими, что их ширины  $L^{\{a,b\}} = x_2^{\{a,b\}} - x_1^{\{a,b\}}$  много меньше длин волн излучающих переходов ( $L^{\{a,b\}} \ll \lambda^{\{a,b\}}$ ). Поля, вышедшие из двухслойной системы, влево и вправо обозначим  $E_r = E^{\{a\}} + E^{\{b\}}(t - L_R/c)$  и  $E_t = E^{\{b\}} + E^{\{a\}}(t - L_R/c)$ , где  $L_R/c$  – пролётное время поля соответствующего активного слоя через резонатор (рис. 1а).

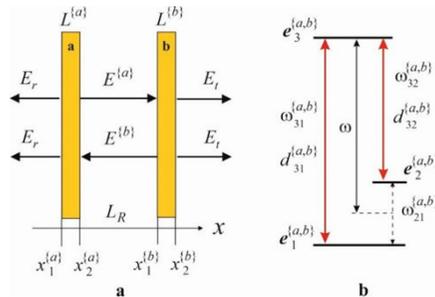


Рис. 1. а – расположение активных слоёв (стенок). б – схема оптических переходов.

Исследуемые слои допированны пространственно однородно и изотропно идентичными трёхуровневыми излучателями и приготовлены так, что способны к сверхизлучению (СИ). В данной модели излучатели представлены  $\Lambda$ -схемой операционных переходов (рис. 1b), где  $e_k^{\{a,b\}} = |k\rangle$  – соответствующие энергетические состояния ( $k = 1,2,3$ ). Разрешёнными являются высокочастотные оптические каналы  $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  и  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  характеризующиеся частотами переходов  $\omega_{31}^{\{a,b\}}$ ,  $\omega_{32}^{\{a,b\}}$  и величинами дипольных моментов  $d_{31}^{\{a,b\}}$ ,  $d_{32}^{\{a,b\}}$  (на рис. 1b показаны сплошными красными стрелками). Запрещённым является низкочастотный канал  $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  с частотой перехода  $\omega_{21}^{\{a,b\}}$  и величиной дипольного момента  $d_{21}^{\{a,b\}} = 0$  (на рис. 1b показан пунктирной стрелкой). Полагаем, что низкочастотный канал (дублет) образован на тонкой структуре, лежащей в основном состоянии излучателя,  $\omega_{21}^{\{a,b\}} \ll \omega_{31}^{\{a,b\}}$ ,  $\omega_{32}^{\{a,b\}}$ . Такие состояния возможны в кристаллах допированных ионами, например,  $Pr^{3+}$ ,  $Er^{3+}$ ,  $Eu^{3+}$ .

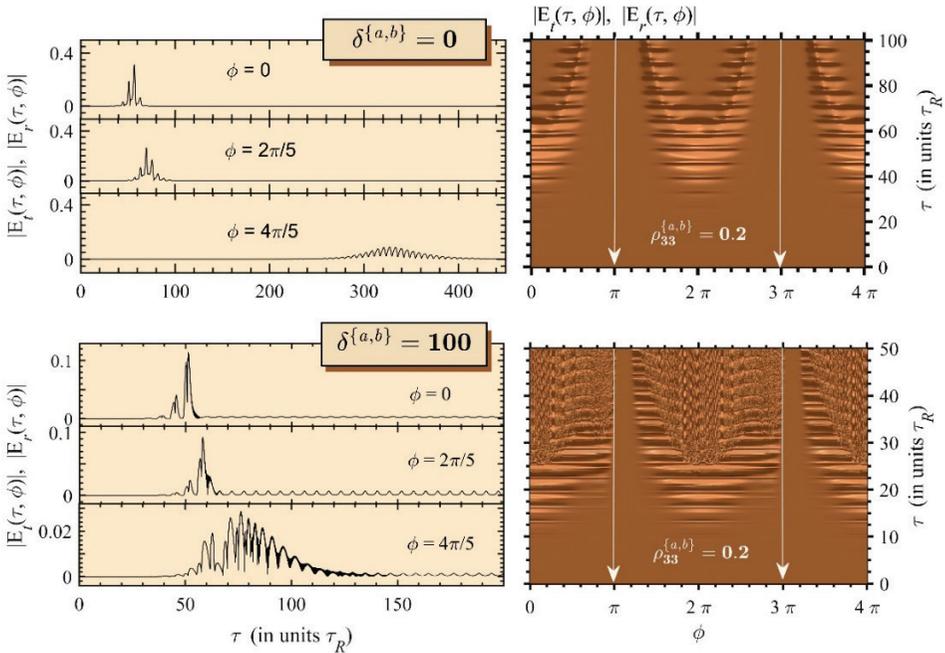


Рис. 2. Резонансы в двухслойной симметричной среде.

Будем считать, что мода квазирезонатора  $\omega$  построенного на активных слоях (стенках) является достаточно узкополосной (рис. 1b, чёрная тонкая стрелка), и её ширина полностью захватывает узкие полосы с характерными частотами оптических каналов. Для простоты полагаем, что центральная частота моды настроена  $\omega = (\omega_{31}^{\{a,b\}} - \omega_{32}^{\{a,b\}})/2$ . Поэтому спектр СИ, а также величина дублетного расщепления  $\omega_{21}^{\{a,b\}}$  слоёв не перекрывают зазора между его модами, и можно пользоваться одномодовым приближением.

Для описания взаимодействия электромагнитного поля с излучателями будем использовать одномерную версию полуклассического подхода. Поле СИ активных слоёв описывается как классическое и считается квазирезонансным высокочастотным переходам  $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  и  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ . Его источником выступает поляризованность атомной системы, которая выражается, в свою очередь, через элементы усреднённой по физически малому объёму одноатомной матрицы плотности. Эволюция такой системы описывается уравнениями Максвелла-Блоха. Поляризованность и напряженность электрического поля изменяются только вдоль одного выделенного направления (оси  $x$ ), а все векторные величины направлены одинаково и перпендикулярно этому направлению. Поэтому опускаем векторные обозначения, понимая под соответствующими скалярными величинами проекции векторных величин на направление среднего дипольного момента.

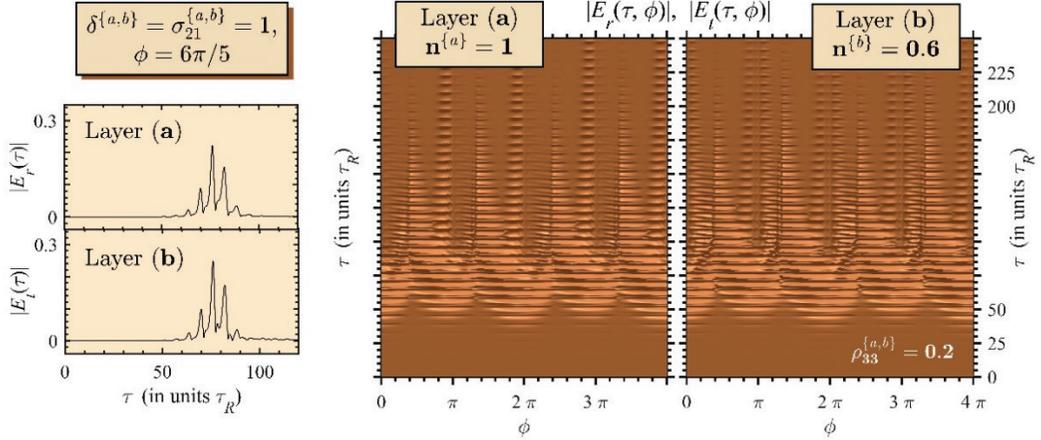


Рис. 3. Резонансы в двухслойной несимметричной среде.

Формулируется задача совместного решения системы дифференциальных уравнений для элементов одноатомных матриц плотности слоёв, сосредоточенных в точках  $L^{\{a,b\}}$  и уравнений Максвелла для каждого слоя. Используя приближение медленно меняющихся амплитуд, приведём исследуемую систему дифференциальных уравнений к следующему виду:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{11}^{\{a,b\}} &= \mu_{31}^{\{a,b\}} \left( E_n^{\{a,b\}} R_{13}^{\{a,b\}} + E_p^{\{a,b\}} R_{31}^{\{a,b\}} \right), \\
 \dot{\rho}_{22}^{\{a,b\}} &= \mu_{32}^{\{a,b\}} \left( E_n^{\{a,b\}} R_{23}^{\{a,b\}} + E_p^{\{a,b\}} R_{32}^{\{a,b\}} \right), \\
 \dot{\rho}_{33}^{\{a,b\}} &= -\mu_{31}^{\{a,b\}} \left( E_n^{\{a,b\}} R_{13}^{\{a,b\}} + E_p^{\{a,b\}} R_{31}^{\{a,b\}} \right) - \mu_{32}^{\{a,b\}} \left( E_n^{\{a,b\}} R_{23}^{\{a,b\}} + E_p^{\{a,b\}} R_{32}^{\{a,b\}} \right), \\
 \dot{\rho}_{21}^{\{a,b\}} &= -i\sigma_{21}^{\{a,b\}} \rho_{21}^{\{a,b\}} + \mu_{31}^{\{a,b\}} E_n^{\{a,b\}} R_{23}^{\{a,b\}} + \mu_{32}^{\{a,b\}} E_p^{\{a,b\}} R_{31}^{\{a,b\}}, \\
 \dot{R}_{31}^{\{a,b\}} &= -i\Delta_{31}^{\{a,b\}} R_{31}^{\{a,b\}} + E_n^{\{a,b\}} \left[ \mu_{31}^{\{a,b\}} \left( \rho_{33}^{\{a,b\}} - \rho_{11}^{\{a,b\}} \right) - \mu_{32}^{\{a,b\}} \rho_{21}^{\{a,b\}} \right], \\
 \dot{R}_{32}^{\{a,b\}} &= -i\Delta_{32}^{\{a,b\}} R_{32}^{\{a,b\}} + E_n^{\{a,b\}} \left[ \mu_{32}^{\{a,b\}} \left( \rho_{33}^{\{a,b\}} - \rho_{22}^{\{a,b\}} \right) - \mu_{31}^{\{a,b\}} \rho_{12}^{\{a,b\}} \right], \\
 E_n^{\{a,b\}} &= n^{\{a,b\}} \left( \rho^{\{a,b\}} - i\delta^{\{a,b\}} \right) \left[ \mu_{31}^{\{a,b\}} R_{31}^{\{a,b\}} + \mu_{32}^{\{a,b\}} R_{32}^{\{a,b\}} \right] + \\
 &\quad + \rho^{\{b,a\}} n^{\{b,a\}} \left[ \mu_{31}^{\{b,a\}} R_{31}^{\{b,a\}} + \mu_{32}^{\{b,a\}} R_{32}^{\{b,a\}} \right] e^{i\varphi},
 \end{aligned}$$

точками обозначены производные по безразмерному времени  $\tau = t/\tau_R$ ,  $\tau_R = \hbar c(2\pi L N_R \omega d^2)^{-1}$  – единица времени СИ;  $\Delta_{3k}^{\{a,b\}} = (\omega_{3k}^{\{a,b\}} - \omega)\tau_R$  – отстройки от резонанса;  $\sigma_{21}^{\{a,b\}} = \omega_{21}^{\{a,b\}}\tau_R$  – частота расщепления дублета;  $\delta^{\{a,b\}} = \lambda(3\pi L^{\{a,b\}})^{-1}$  – константа локального поля ( $\lambda = 2\pi c/\omega$ );  $\varphi = 2\pi L_R \lambda^{-1}$  – фазовый множитель характеризующий расстояние между слоями и отвечающий за резонансные явления;  $E_{n,p}^{\{a,b\}} = -idE_{n,p}^{\{a,b\}}\tau_R\hbar^{-1}$  – амплитуды действующих полей;  $\rho^{\{a,b\}} = L^{\{a,b\}}L^{-1}$  – ширина слоев,  $L = (L^{\{a\}} + L^{\{b\}})/2$ ;  $n^{\{a,b\}} = N^{\{a,b\}}N^{-1}$  – концентрация активных центров,  $N = (N^{\{a\}} + N^{\{b\}})/2$ ;  $\mu_{3k}^{\{a,b\}} = d_{3k}^{\{a,b\}}/d^{\{a,b\}}$  – дипольный момент перехода,  $d^{\{a,b\}} = (d_{31}^{\{a,b\}} + d_{32}^{\{a,b\}})/2$ . Все параметры и функции представлены в безразмерном виде. Релаксация населенности и поляризованности не учитывается, т.к. процесс СИ считается более быстрым.

Предложенные дифференциальные уравнения решались численно для характерных случаев: *случай 1* – слои приготовлены идентично (рис. 2), *случай 2* – слои имеют различия в концентрациях активных центров (рис. 3). Демонстрируется существование резонансов даже в условиях безынверсионного СИ [2,3],  $\rho_{33}^{\{a,b\}}(0) = 0.2$ . Для всех случаев  $\sigma_{21}^{\{a,b\}} = 1$ . *Случай 1* – видно (рис. 2), что генерируемые слоями поля находятся в резонансе при условии, если  $\varphi = 2k\pi$ , и вне резонанса, если  $\varphi = (2k+1)\pi$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots$ . Резонансные точки являются локальными минимумами, что соответствует минимальному времени задержки импульсов СИ, вышедших из рассматриваемой среды. Точки нерезонансности являются точками бесконечного разрыва второго рода. Асимптоты  $\varphi = (2k+1)\pi$  задают области, в которых вышедшие поля СИ не

существуют. При больших значениях константы локального поля ( $\delta = 100$ ) фиксируется нарушение в симметрии полей СИ, вышедших из системы, см. поля вблизи асимптот при значениях  $\varphi = \pi$  и  $\varphi = 3\pi$ . Изменение параметра  $\varphi$  в направлении к асимптоте увеличивает задержку генерации поля СИ и уменьшение его интенсивности. *Случай 2* – разница в концентрациях активных центров в слоях приводит к сдвигу резонансов и мелким долго живущим в их временном развитии звонам (рис. 3). Поля, генерируемые слоями, находятся в резонансе при  $\varphi = k\pi$ , вне резонанса при  $\varphi = (k+1/2)\pi$ .

Финансирование работы: Российский научный фонд: проект 22-19-00766.

### Литература

1. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al. // *Science*. 2004. V. 306, P. 666.
2. Malyshev V.A., Ryzhov I.V., Trifonov E.D. et al. // *Opt. Commun.* 2000. V. 180. № 1-3. P. 59.
3. Zaitsev A.I., Ryzhov I.V. // *Opt. and Spec.* 2001. V. 91. P. 246.
4. Lobkov V.S., Salikhov K.M., Samartsev V.V. et al. // *Laser Phys. Lett.* 2006. V. 3. № 1. P. 26.
5. Evers W.H., Goris B., Bals S. et al. // *Nano Letters*. 2013. V. 13, P. 2317.
6. Liu W., Luo X., Bao Y. et al. // *Nature chemistry*. 2017. V. 9. № 6. P. 563.
7. Scuri G., Zhou Y., High A.A. et al. // *Phys. Rev. letters*. 2018. V. 120. № 3. P. 037402.
8. Soukoulis C.M., Wegener M. // *Science*. 2010. V. 330, P. 1633.
9. Ryzhov I.V., Malikov R.F., Malyshev A.V. et al. // *J.Opt.* 2021. V. 23, P. 115102.
10. Logvin Yu.A., Samson A.M. // *Opt.Comm.* 1993. V. 96. P. 107.
11. Рыжов И.В., Зайцев А.И., Шевал-Сергеева Е.В. // *Опт. и Спектр*. 2012. Т. 112. № 4. С. 658.

## THE STUDY OF QUASI-CAVITY SUPERRADIANCE MODE IN A TWO-LAYER MEDIUM: THE INFLUENCE OF ACTIVE CENTER CONCENTRATIONS

I.V. Ryzhov<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Herzen State Pedagogical University,  
191186, St. Petersburg, Russia*

\*e-mail: igoryzhov@yandex.ru

The quasi-cavity mode of superradiance in a medium formed by two parallel layers of doped active centers with a  $\Lambda$ -scheme of operational transitions is considered. A semiclassical approximation is used that does not take into account quantum correlations between radiating centers and the field. It is assumed that the radiating two-layer substance is in a vacuum. Of interest is the behavior of the system in an ideal non-dissipative state, when the process of ejection of superradiant energy from a two-layer medium occurs as quickly as possible in comparison with all relaxation processes of the system under study. The resonant conditions of superradiance are considered in terms of the parameter characterizing the distance between the layers for the cases when the layers are prepared identically to each other, when the layers differ in the concentrations of emitting centers in them.

**Key words:** superradiance, two-layer medium, resonances,  $\Lambda$ -emitter.

# ВЛИЯНИЕ НАКЛОНА СЛОЯ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ НАНОСУСПЕНЗИИ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ СТРУКТУРУ ОБЪЕКТНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫРОЖДЕННОМ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

М.В. Савельев<sup>1,\*</sup>, К.Е. Алеферкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева  
443086, г. Самара, Московское шоссе, д. 34  
\*e-mail: belchonokenot@mail.ru*

Проведен теоретический анализ динамики пространственной структуры объектной волны при четырехволновом взаимодействии в зависимости от угла наклона слоя суспензии при учете двух типов распределений наночастиц по размерам. Показано, что в результате поворота в модуле пространственного спектра объектной волны в области провала помимо минимума на нулевой частоте возникают еще два побочных минимума. Существует оптимальный угол наклона, зависящий от дисперсности наносуспензии, при котором полуширина провала минимальна.

**Ключевые слова:** четырехволновое взаимодействие, наносуспензия, распределение частиц по размерам.

Применение систем нелинейной адаптивной оптики на основе четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) позволяет решать широкий спектр задач: от фокусировки лазерного излучения на мишень до микроскопии наночастиц и квантовой криптографии [1-3]. Во всех этих задачах важно не только эффективно преобразовать энергию из сигнальной волны в объектную, но и повторить пространственную структуру сигнальной волны.

Структура объектной волны зависит от схемы ЧВВ и типа нелинейной среды. Например, при ЧВВ по схеме, в которой волны накачки распространяются ортогонально граням плоского слоя наносуспензии и гравитационному полю Земли, в модуле пространственного спектра объектной волны (ПСОВ) возникает провал на нулевой пространственной частоте [4]. Однако поворот слоя и схемы ЧВВ на 90° вокруг горизонтальной оси приводит к формированию на этой частоте максимума, величина которого зависит от параметров распределения частиц суспензии по размерам [5, 6].

В настоящей работе проводится анализ изменений в структуре модуля ПСОВ в зависимости от среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  в распределении наночастиц по размерам, выраженного в процентах от их среднего радиуса, и угла наклона  $\theta$  плоского слоя суспензии и схемы вырожденного ЧВВ со встречающимися плоскими волнами накачки. При выводе аналитического выражения, описывающего ПСОВ на грани слоя, считались справедливыми приближения заданного поля по волнам накачки, малого коэффициента преобразования энергии из сигнальной волны в объектную, приближение медленно меняющихся амплитуд, параксиальное приближение. Температура на гранях принималась постоянной, а полный поток частиц через них отсутствующим. Учтены такие составляющие потока, как диффузионный, седиментационный (вызван гравитацией) и электрострикционный (возникает вследствие воздействия сильных электрических полей).

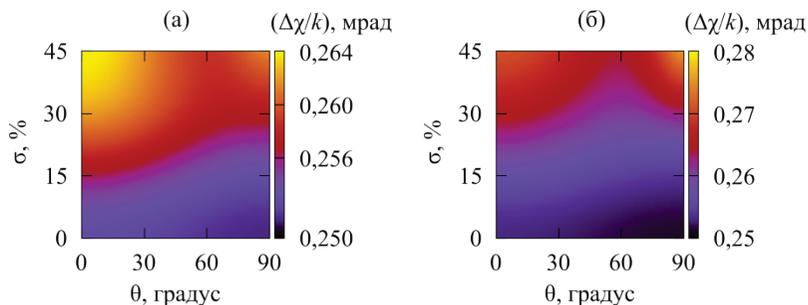
При расчетах ПСОВ в качестве сигнальной волны рассмотрен точечный источник, расположенный на грани слоя. Считалось, что ЧВВ осуществляется на длине волны 532 нм в водной суспензии сферических наночастиц полистирола. Толщина слоя составляла 1 мм. Рассмотрены два типа распределений частиц по размерам: нормальное [6] и логарифмически-нормальное [7]. Согласно [8] нормальным распределением можно ограничиваться вплоть до радиуса наночастиц равного 10 нм, что не было принято во внимание в работе [6].

Анализ показал, что уже в случае равенства размеров всех частиц суспензии ( $\sigma \rightarrow 0$ ) отклонение угла  $\theta$  от нуля приводит к формированию в модуле ПСОВ двух пар побочных минимумов и максимумов, расположенных симметрично относительно провала вблизи

нулевой пространственной частоты. При достижении углом  $\theta$  значения равного  $90^\circ$  эти максимумы сливаются в один.

При учете распределения частиц по размерам величина побочных максимумов увеличивается. Также увеличивается их отношение к величине модуля ПСОВ на высоких пространственных частотах, причем как с ростом среднеквадратичного отклонения  $\sigma$ , так и при замене нормального распределения логарифмически-нормальным. Таким образом, при указанных условиях сужается диапазон малых эффективных масс частиц, введенный в [5]. Именно в этом диапазоне в качестве параметра, характеризующего точность воспроизведения пространственной структуры сигнальной волны при ЧВВ в наносuspensionях, была выбрана полуширина провала  $\Delta\chi$  в модуле ПСОВ.

На рис. 1 приведены распределения значений  $\Delta\chi$  (по отношению к волновому числу взаимодействующих волн  $k$ ) в зависимости от угла  $\theta$  и среднеквадратичного отклонения  $\sigma$ . При фиксированном угле  $\theta$  с ростом среднеквадратичного отклонения полуширина провала увеличивается, как и при замене нормального распределения логарифмически-нормальным. Если же фиксировано значение  $\sigma$ , то в зависимости  $\Delta\chi$  от  $\theta$  существует минимальное значение, которое при некотором  $\sigma$  начинает смещаться в область меньших углов. Таким образом, представляется возможным подобрать оптимальное значение угла наклона  $\theta$  слоя суспензии и схемы вырожденного ЧВВ со встречными плоскими волнами накачки, при котором будет достигаться наименьшее значение полуширины провала в модуле ПСОВ, если известны параметры распределения наночастиц по размерам.



**Рис. 1.** Зависимости полуширины провала от угла наклона слоя водной суспензии и среднеквадратичного отклонения в нормальном (а) и логарифмически-нормальном (б) распределении наночастиц полистирола по размерам. Средний радиус частиц 100 нм

### Литература

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 240 с.
2. Pope I., Tunner H., Masia F. et al. // *Light Sci. Appl.* 2023. V. 12. P. 80.
3. Linares J., Prieto-Blanco X., Balado D., Carral G.M. // *Phys. Rev. A.* 2021. V. 103. P. 043710.
4. Ремзов А.Д., Савельев М.В. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 12. С. 1770.
5. Савельев М.В., Ивахник В.В. // *Изв. вузов. Радиофиз.* 2020. Т. 63. № 8. С. 694.
6. Ивахник В.В., Савельев М.В. // *ФВПиРТС.* 2023. Т. 26. № 1. С. 9.
7. Pauw V.R., Kastner C., Thunemann A.F. // *J. Appl. Cryst.* 2017. V. 50. P. 1280.
8. Рыжонков Д.И., Лёвина В.В., Дзидзигури Э.Л. *Наноматериалы.* М.: Бином. Лаборатория знаний, 2012. 365 с.

# INFLUENCE OF THE POLYDISPERSE NANOSUSPENSION LAYER INCLINE ON THE SPATIAL STRUCTURE OF THE OBJECT WAVE UNDER DEGENERATE FOUR-WAVE MIXING

M.V. Savelyev<sup>1,\*</sup>, K.E. Aleferkina<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Samara National Research University  
34 Moskovskoye shosse, Samara, 443086 Russia  
\*e-mail: belchonokenot@mail.ru*

A theoretical analysis of the dynamics of the spatial structure of the object wave at four-wave mixing carried out depending on the incline angle of the suspension layer taking into account two types of nanoparticle size distributions. Shown that in the spatial spectrum modulus of the object wave in the dip region, in addition to the minimum at zero frequency, two additional minima appear as a result of rotation. There is an optimal incline angle, which depends on the dispersion of nanosuspension, at which the dip half-width is minimal.

**Key words:** four-wave mixing, nanosuspension, particle size distribution.

## О НАУЧНОМ НАСЛЕДИИ ПРОФЕССОРА КОПВИЛЛЕМА

С.В. Сазонов<sup>1,2,3,\*</sup>

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

<sup>2</sup>*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)  
125993, Москва, Волоколамское шоссе, 4*

<sup>3</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
191991, Москва, Ленинские горы, 1*

\*e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

Представлены размышления автора о вкладе в физическую науку профессора Уно Хермановича Копвиллема в историческом и методологическом аспектах.

**Ключевые слова:** световое (фотонное) эхо, сверхизлучение, квантовая акустика, гравитационные волны, лазерная интерферометрия.

4 октября 2023 года исполнится 100 лет со дня рождения профессора Уно Хермановича Копвиллема.

Обычно, уже в наше время, имя Уно Хермановича связывают с предсказанием 60 лет назад, в 1963 году [1], одного из красивейших когерентных явлений – фотонного эха. Это верно. Но только отчасти. Сам Уно Херманович в частных беседах не очень охотно говорил об этом эффекте. Вообще он предпочитал называть данный эффект световым эхом, а не фотонным [2]. Ведь, для объяснения явления не нужно квантовать электромагнитное поле. Достаточно обычного полуклассического подхода, когда резонансная среда описывается уравнениями квантовой механики, а поле лазерного импульса – классическими уравнениями Максвелла.

В своих исследованиях У.Х. Копвиллем в значительной мере отталкивался от метода физических аналогий. Так, в 1950 году Эрвином Ханом было открыто спиновое эхо [3], возникающее после облучения системы ядерных спинов резонансными электромагнитными импульсами мегагерцового и гигагерцового диапазонов. После появления лазеров в 1960 году возникла, казалось бы, естественная мысль о световом аналоге спинового эха. Тем более, что в 1957 году вышла статья Р. Фейнмана с сотрудниками [4], где было показано, что двухуровневая квантовая среда при электро-дипольном взаимодействии с нестационарным электрическим полем формально описывается такими же уравнениями, как спин «одна вторая» при магнитно-дипольном взаимодействии с магнитным полем. По-видимому именно этим формальным сходством воспользовались Курнит, Абелла и Хартман [5], приступая к экспериментальному обнаружению фотонного эха. Профессор У.Х. Копвиллем и тогда его аспирант В.Р. Нагибаров при теоретическом рассмотрении светового эха пользовались математическим формализмом оператора эволюции [1], не обращаясь к формальному изоморфизму Фейнмана. Видимо, У.Х. Копвиллему достаточно было физической аналогии.

При всех аналогиях между спиновым и световым эхами есть одно существенное различие, которое подметили Свен Хартман с сотрудниками [5]. В обоих случаях характерные размеры облучаемых образцов были порядка нескольких миллиметров. В случае спинового эха длины волн эхо-сигналов порядка десятков сантиметров или даже метров. Т.е., длины волн значительно превосходили размеры образцов среды. В случае же светового (фотонного) эха ситуация прямо противоположная: длины волн эхо-сигналов значительно меньше размеров образцов. В силу этого при световом эхе возникает пространственная интерференция полей излучения от отдельных атомов внутри образца. Как результат, в диаграммах направленности эхо-откликов появляются локальные максимумы и минимумы. Благодаря главным максимумам сигналы светового эха, в отличие от спинового эха, обладают острой направленностью. При этом направления подачи на среду возбуждающих импульсов, вообще говоря, не совпадают с направлениями высвечивания сигналов эха.

Следует особо отметить, что световое (фотонное) эхо породило целую область физической науки, связанной с оптической эхо-спектроскопией, возможностью создания систем оптической памяти, оперативной обработки информации и т. д. [6].

Коль скоро речь зашла о физических аналогиях, то напрашивается связь между оптическими и акустическими (ультразвуковыми) явлениями. Тем более, что в начале 50-х годов прошлого столетия было экспериментально обнаружено резонансное взаимодействие между ультразвуком и ядерными спинами (спин-фононное взаимодействие), помещенными во внешнее магнитное поле [7, 8]. В последствии свое место здесь нашли и электронные спины [9], где по понятным причинам надо было использовать ультразвук более высоких частот. Родилось новое научное направление – магнитная квантовая акустика [10], получившая активное развитие в Казанском физико-техническом институте АН СССР усилиями У.Х. Копвиллема и его многочисленных учеников. Фактически одновременно в СССР и США была высказана идея создания фононного лазера – акустического аналога оптического квантового генератора (лазера) [11, 12]. Для этого предлагалось использовать инверсную населенность зеемановских подуровней электронных и ядерных спинов. Следом пошли предсказания фононного эха [13], фононного сверхизлучения [14], предсказание и обнаружение акустической самоиндуцированной прозрачности [15 – 17].

Отталкиваясь от физических аналогий, Уно Херманович порождал идеи детектирования гравитационных волн. Тех самых, что были предсказаны Эйнштейном 1915 году и, наконец, обнаружены экспериментально в 2015 году. У.Х. Копвиллем предлагал когерентно усиливать гравитационные волны, дошедшие из далекого космоса до нашей планеты, инвертированными спинами. Кроме того, по мысли У.Х. Копвиллема, спины сами могут порождать гравитационное поле в результате когерентного спонтанного излучения гравитонов. В этом случае интенсивность излучения гравитационных волн пропорциональна квадрату числа спинов [18]. Здесь прослеживается явная аналогия с эффектом сверхизлучения Р. Дике [19].

В последние лет десять своей жизни, во время работы в Дальневосточном отделении АН СССР, Уно Херманович значительное внимание уделял исследованиям физики океана и сейсмических колебаний земной коры [20]. Им был фактически создан лазерный деформограф, способный регистрировать землетрясения различных магнитуд, а также промышленные и военные взрывы в самых отдаленных местах нашей планеты. Об этом значительно лучше и подробнее может рассказать ученик Уно Хермановича академик РАН Григорий Иванович Долгих, который вместе уже со своими учениками развил идеи учителя, создал оригинальные интерферометрические методы исследований геосфер.

Важной чертой Уно Хермановича в его научных исследованиях была попытка рассматривать различные, казалось бы, не связанные между собой, природные явления с единых теоретических позиций. Обладая сильной интуицией, он понимал и чувствовал глубокую внутреннюю связь между различными природными явлениями. Его идеи по классификации различных эффектов на основе алгебр Ли получили мощное развитие в работах другого его ученика – физика-теоретика, члена-корреспондента РАН Сергея Владимировича Пранца [21]. Обладая высокой математической культурой, С.В. Пранц развил, в свою очередь, новые научные направления, связанные с динамическим хаосом в океанических процессах, передавая опыт своим ученикам.

Сочетать в себе качества признанного специалиста, мыслителя и учителя, способного привлекать талантливую и пытлившую молодежь, дано далеко не каждому. Уно Херманович обладал этим свойством. Семена научной мысли, которые когда-то обронил профессор Копвиллем, еще долго будут давать свои всходы на ниве научной деятельности будущих поколений исследователей природы.

### Литература

1. Копвиллем У.Х., Нагибаров В.Р. // Физика металлов и металловед. 1963. Т. 15. № 2. С. 313.
2. Копвиллем У.Х. Эхо в физике. М.: Знание, 1981. 64 с.
3. Hahn E.L. // Phys. Rev. 1950. V. 80. P. 580.

4. Feynman R.P., Vernon F.L., and Hellwars R.W. // J. Appl. Phys. 1957. V. 28. P. 49.
5. Kurnit N.A., Abella J.D., and Hartmann S.R. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 6. P. 567.
6. Самарцев В.В., Зуйков В.А., Нефедьев Л.А. // ЖПС. 1993. Т. 59. С. 395.
7. Альтшулер С.А. // ДАН СССР. 1952. Т. 85. С. 1235.
8. Kastler A. // Experientia. 1952. V. 8. P. 1.
9. Такер Дж., Рэмington В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 456 с.
10. Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Соловаров Н.К., Хабибуллин Б.М. Магнитная квантовая акустика. М.: Наука, 1977. 200 с.
11. Копвиллем У.Х., Корепанов В.Д. // ФТТ. 1961. Т. 3. С. 2014.
12. Tacker E.B. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. P. 547.
13. Нагибаров В.Р., Копвиллем У.Х. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 936.
14. Kopvillem U.Kh., Samartsev V.V., and Solovarov N.K. // Adv. In Molecular Relax. Proc. 1976. V. 8. P. 241.
15. Shiren N.S. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. P. 2471.
16. Денисенко Г.А. ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 2270.
17. Самарцев В.В., Смоляков Б.П., Шарипов Р.З. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 644.
18. Копвиллем У.Х., Нагибаров В.Р. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 2. С. 529.
19. Dicke R.H. // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 99.
20. Долгих Г.И., Копвиллем У.Х., Павлов А.Н. // Известия АН СССР. Физика Земли. 1983. Т. № 2. С. 15.
21. Копвиллем У.Х., Пранц С.В. Поляризаационное эхо. М.: Наука, 1985. 192 с.

## ON THE SCIENTIFIC HERITAGE OF PROFESSOR KOPVILLEM

S.V. Sazonov<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup>*National Research Centre «Kurchatov Institute»*

*1, Kurchatov Square, Moscow 123182, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Aviation Institute (National Research University)*

*4, Volokolamskoe Sh., Moscow 125993, Russia*

<sup>3</sup>*M.V. Lomonosov Moscow State University*

*1, Leninskiye Gory, Moscow 191991, Russia*

\*e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

The author's reflections on the contribution of Professor Uno Khermanovich Kopvillem to physical science in historical and methodological aspects are presented.

**Key words:** light (photon) echo, superradiance, quantum acoustics, gravitational waves, laser interferometry.

**CONVEX MIXTURES OF MARKOVIAN AND NON-MARKOVIAN  
SINGLE QUBIT CHANNELS ON NISQ DEVICES**

**I.E. Sinaiski**

## ПЕРЕНОС СОСТОЯНИЯ КОТА ШРЁДИНГЕРА НА ДРУГУЮ ЧАСТОТУ

Р. Сингх<sup>1,\*</sup>, А.Е. Теретёнков<sup>2,\*\*</sup>

<sup>1</sup>Независимый исследователь,  
142000, г. Домодедово, Россия

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

<sup>2</sup>Математический институт им. В.А. Стеклова Российской академии наук

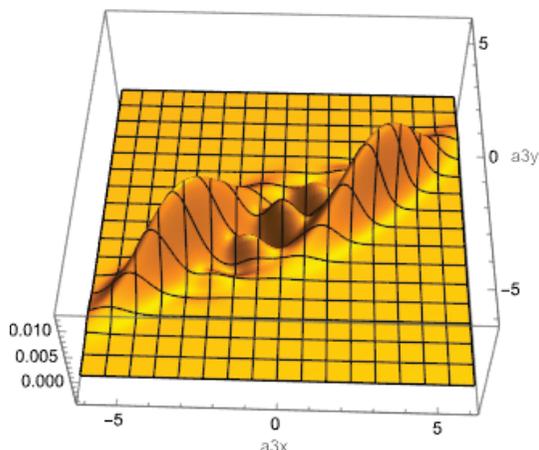
119991, г. Москва, ул. Губкина, д. 8

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

Теоретически рассмотрена задача переноса состояния кота Шрёдингера с низкой частоты на высокую частоту. Для решения данной задачи использована реализация двух нелинейных процессов в кристалле с регулярно-доменной структурой. Показана возможность такого переноса на основе анализа функции Вигнера.

**Ключевые слова:** нелинейная оптика, параметрический процесс, генерация суммарных частот, регулярно-доменные структуры, состояние кота Шрёдингера, чётные когерентные состояния, функция Вигнера.

В последние годы регулярно-доменные структуры (РДС-кристаллы) всё чаще используются для генерации неклассических состояний света [1-2] и реализации квантовых информационных протоколов [3]. Основные преимущества использования РДС-кристаллов по сравнению с обычными нелинейными оптическими кристаллами: возможность квазисинхронизма между взаимодействующими волнами; использование высокого коэффициента восприимчивости; реализация многомодового взаимодействия оптических волн. В данной работе теоретически исследуется перенос состояния кота Шрёдингера [4-6] с моды низкой частоты  $\omega_e$  на моду с высокой частотой  $3\omega_e$ . Качество формирования переноса состояния изучается при использовании квантовых фазовых портретов с помощью функции Вигнера (см. Рис.1). При этом в РДС-кристалле эффективно реализуются два процесса [1,2]: параметрический ( $2\omega_e = \omega_e + \omega_e$ ) и генерация суммарных частот ( $\omega_e + 2\omega_e = 3\omega_e$ ).



**Рис. 1.** Фазовый портрет состояния моды  $\hat{a}_3$  в случае, когда накачка моды  $\hat{a}_2$  неистощима, в начальный момент времени мода  $\hat{a}_1$  находится в состоянии кота Шрёдингера с  $|\alpha_{10}|^2 = 12$  и  $\arg \alpha_{10} = \pi/3$ , а мода  $\hat{a}_3$  находится в вакуумном состоянии. При этом приведённая длина взаимодействия  $\xi = 1.2$  и безразмерный коэффициент связи  $\gamma = 0.9$ .

Расчёты были выполнены при следующих предположениях: мода  $\hat{a}_2$  накачки на частоте  $2\omega_e$  считается неистощимой, основная мода  $\hat{a}_1$  на частоте  $\omega_e$  в начальный момент времени находится в состоянии кота Шрёдингера, а мода  $\hat{a}_3$  на частоте  $3\omega_e$  — в вакуумном состоянии. Анализ фазового портрета (см. Рис. 1) показывает, что формирование суперпозиции квантовых когерентных состояний при приведённой длине взаимодействия  $\xi = 1.2$  действительно происходит. Таким образом, связанные нелинейные процессы дают возможность переноса состояние кота Шрёдингера с низкой частоты  $\omega_e$  на частоту вверх  $3\omega_e$  в РДС-кристалле. Она может быть использована для реализации некоторых квантовых алгоритмов [3].

### Литература

1. Chirkin A.S., Makeev E.V. // Journal of Modern Optics. 2006. V. 53. N. 5-6. P. 821.
2. Singh, R., arXiv: 1005.0333v1. 2010.
3. Takase K., A. Kawasaki A., Jeong B., et al. // Opt. Express. 2022. V. 30. P. 14161.
4. Dodonov V.V., Malkin I.A., Man'ko V.I. // Physica. 1974. V. 72 (3). P. 597.
5. Nikitin S.P., Masalov A.V. // Quantum Optics: Journal of the European Optical Society Part B. 1991. V.3 (2). P. 105.
6. Baeva A.V., Losev A.S., Sokolov I.V. // Physics Letters A. 2023. V. 466. 128730.

## TRANSFERRING THE STATE OF SCHRÖDINGER'S CAT TO ANOTHER FREQUENCY

R. Singh<sup>1,\*</sup>, A. E. Teretenkov<sup>2,\*\*</sup>

<sup>1</sup>*Independent researcher,  
Domodedovo 142000, Russia  
\*e-mail: ranjit.singh@mail.ru*

<sup>2</sup>*Steklov Mathematical Institute of Russian Academy of Sciences  
8 Gubkina St., Moscow 119991, Russia  
\*\*e-mail: taemsu@mail.ru*

The problem of transferring the state of Schrödinger's cat from low frequency to high frequency is considered theoretically. To solve this problem, we used the implementation of two nonlinear processes in a periodically poled nonlinear crystal. The transfer of this state is shown by using the Wigner function.

**Key words:** nonlinear optics, parametric process, sum frequency generation, periodically poled nonlinear crystal, Schrödinger cat state, even coherent states, Wigner function.

# ДИНАМИКА РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ХОЛОДНЫХ И РАЗРЕЖЕННЫХ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

И.М. Соколов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29*

\*e-mail: sokolov\_im@spbstu.ru

Исследована динамика флуоресценции оптически плотных, но разреженных атомных ансамблей, охлажденных до субдоплеровских температур и возбуждаемых слабым резонансным импульсным излучением. Показано, что в процессе послесвечения можно выделить три характерных этапа, обусловленных коллективными многоатомными эффектами, – однофотонное суперизлучение, этап диффузионного пленения света и, наконец, субизлучение атомных кластеров, формируемых в результате резонансного диполь-дипольного межатомного взаимодействия. Проанализировано влияние движения атомов на эти коллективные эффекты. Показано, что остаточное движение заметно модифицирует динамику флуоресценции. В частности, это движение может приводить к усилению эффектов супер и субизлучения.

**Ключевые слова:** резонансная флуоресценция, субдоплеровское охлаждение атомов, коллективные эффекты, пленение излучения, субизлучение, однофотонное суперизлучение, диполь-дипольное взаимодействие.

Уникальные физические свойства атомных ансамблей, охлажденных до субдоплеровских температур в специальных ловушках, обуславливают то огромное внимание, которое они привлекают при решении широкого круга задач квантовой информатики, квантовой метрологии, стандартизации частоты и т.п. При этом практически все предложенные к настоящему времени схемы применения таких ансамблей, а также большинство методов диагностики основаны на их взаимодействии с электромагнитным излучением, что делает адекватное теоретическое описание этого взаимодействия весьма актуальным.

Основной целью настоящей работы является исследование влияния движения атомов на радиационные свойства рассматриваемых ансамблей, в частности, на особенности процессов суб- и суперизлучения после импульсного возбуждения. Обычно считается, что если доплеровские сдвиги меньше естественной ширины атомных переходов, то роль движения незначительна и в теории можно ограничиться моделью неподвижных рассеивателей. Мы покажем, что в ряде случаев это не так и эта упрощенная модель может приводить к заметным ошибкам.

Главной причиной, усиливающей влияние движения, являются многоатомные коллективные эффекты. Они вызваны, во-первых, большой оптической толщиной ансамблей даже при низких концентрациях, что обусловлено высокими сечениями рассеяния света медленно движущимися атомами. Второй причиной является пространственная неупорядоченность, при которой возможно образование атомных кластеров, состоящих из нескольких близко расположенных атомов. Диполь-дипольное межатомное взаимодействие внутри кластера вызывает формирование квазимолекулярных квантовых состояний, влияющих на оптические свойства ансамбля в целом.

Анализ динамики флуоресценции при слабом импульсном возбуждении мы проводим, ориентируясь на типичную постановку эксперимента по наблюдению так называемых эффектов однофотонного супер- и субизлучения (см. например, [1] и литературу там). Для теоретического описания коллективных эффектов мы используем метод связанных осцилляторов. Впервые он был предложен в работе [2]. К настоящему времени разработано несколько вариантов этого метода. Мы будем использовать вариант, предложенный в работе [3] и обобщенный на случай движущихся атомов в статье [4]. Он базируется на решении нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции, описывающей состояние

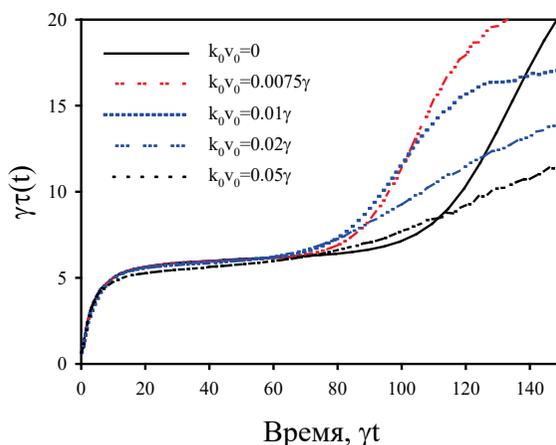
замкнутой системы, состоящей из всех атомов и электромагнитного излучения, включая вакуумный резервуар. Учитывая слабость возбуждения и формально ограничиваясь возможными состояниями атомно-полевой системы, содержащими не более одного фотона, мы можем найти волновую функцию, что позволяет нам подробно описать как динамику атомов, так и динамику излучения.

В качестве основной величины, характеризующей динамику послесвечения, мы используем мгновенное время задержки излучения  $\tau(t)$ , которое определяется как величина, обратная мгновенной скорости затухания флуоресценции  $\tau(t)=1/\Gamma(t)$ , где  $\Gamma(t) = d\ln(I(t))/dt$  и  $I(t)$  – полная интенсивность вторичного излучения атомного ансамбля.

Зависимость  $\tau(t)$  после окончания импульса возбуждения при разных температурах ансамбля показана на рис. 1. Расчет проведен для неупорядоченного ансамбля со средней плотностью атомов  $n= 0.005k_0^3$ . Возбуждение осуществляется импульсом прямоугольной формы, длительность которого  $T = 50\gamma^{-1}$ . Здесь  $\gamma$  – естественная ширина возбужденного состояния атомов, а  $k_0$  – волновое число резонансного излучения.

В процессе послесвечения на рис. 1 можно выделить несколько характерных этапов. Сразу после окончания возбуждения наблюдается эффект суперизлучения. Здесь скорость  $\Gamma(t)$  больше  $\gamma$ , а  $\gamma\tau(t) < 1$ . Затем наступает этап пленения излучения, который можно разделить на две части. Вначале время пленения нарастает. Здесь диффузия излучения описывается многомодовой динамикой с постепенным затуханием быстрых мод. Затем наступает режим одномодовой диффузии с одноэкспоненциальным распадом возбуждения. Ему соответствуют прямолинейные, практически горизонтальные, участки на кривых  $\tau(t)$ . Наконец, после этого этапа наблюдается резкое изменение поведения системы, что говорит об изменении основного механизма, приводящего к задержке флуоресценции. Здесь мы имеем дело с излучением кластеров, случайно образующихся из близко расположенных атомов. В нашем случае разреженного облака это преимущественно кластеры, состоящие из двух атомов.

Убедиться в изменении механизма задержки распада возбуждения можно, исследовав ряд дополнительных характеристик вторичного излучения. С этой целью помимо полной интенсивности излучения мы проанализировали изменение со временем спектрального состава флуоресценции и его поляризации, а также изменение пространственного распределения возбуждения внутри атомного ансамбля.



**Рис.1** Динамика мгновенного времени задержки флуоресценции при различных температурах;  $v_0$  – наиболее вероятная скорость при заданной температуре.

Используя метод оконного преобразования Фурье, мы показали, что при переходе от этапа диффузионного пленения к этапу двухатомного субизлучения спектр существенно изменяется. Происходит трансформация от контура лоренцевой формы, центрированного на частоте

возбуждения к контуру сложной формы, определяемой спектром состояний, сформированных в ансамбле димеров.

Пленение и двухатомное субизлучение различаются также поляризационными свойствами вторичного излучения, если возбуждение ансамбля осуществляется поляризованным светом. Многократное рассеяние в условиях пленения приводит к существенной деполаризации. В этом случае свет флуоресценции не поляризован. Излучение двухатомных кластеров дает частично поляризованный свет.

Анализ пространственного распределения возбуждения внутри атомного ансамбля, которое определяется распределением плененного излучения, также подтверждает сделанные выводы. Так, на этапе одномодовой диффузии оно с хорошей точностью описывается законом синуса. Такая зависимость характерна для диффузионного переноса в облаке с резкими границами и обеспечивает постоянную скорость затухания излучения. Для больших времен, когда диффузия закончилась, распределение возбуждения становится практически равномерным, что обусловлено независимой от координат вероятностью образования двухатомных кластеров.

Сравнение динамики флуоресценции при разных температурах позволило определить характер влияния движения на различных временных этапах, отмеченных выше.

Явление однофотонного сверхизлучения связано с подробно изученным флэш-эффектом [5,6], который, как известно, усиливается при нагревании. Наш расчет, в котором, в отличие от [5,6], мы детально проанализировали широкий временной интервал, показал, что нагревание приводит не просто к увеличению скорости флуоресценции. Обнаружена немонокотная временная зависимость скорости сверхизлучения в некоторых направлениях, причем скорость затухания при определенных условиях изменяет знак. Таким образом, в этих направлениях на определенных временах флуоресценция не ослабевает, а усиливается. Обнаруженная немонокотность усиливается при повышении температуры.

На этапе диффузии [7] нагревание ожидаемо ослабляет эффект пленения, что связано с уменьшением сечения рассеяния света атомами и увеличением длины свободного пробега фотонов. Однако численный расчет выявил более существенное ослабление, чем то, что предсказывает изменение резонансной оптической толщины атомного ансамбля. Анализ спектра вторичного излучения показал, что заметный вклад в ослабление пленения при нагревании вносит дрейф частоты излучения при многократном рассеянии. Помимо уширения наш расчет показал также наличие сдвига и искажение формы спектра, обусловленное диполь-дипольным взаимодействием, которое проявляется даже для рассматриваемых разреженных ансамблей.

Наиболее сильно влияние движения на этапе субизлучения атомных кластеров-димеров. Движение приводит к заметному уменьшению скорости распада атомного возбуждения на определенных временных интервалах, а также сокращает длительность периода диффузионного пленения. Усиление субизлучения удалось объяснить на основе детального изучения динамики возбужденных состояний димеров при изменении расстояния между атомами в них. Это изучение показало, что основным механизмом, влияющим на наблюдаемые эффекты, является изменение времени жизни данного возбужденного адиабатического терма двухатомной квазимолекулы, а также возможные неадиабатические переходы между различными суб- и сверхизлучающими состояниями, вызванные движением атомов.

Проведение исследований было поддержано грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”. Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (<http://www.spbstu.ru>).

### Литература

1. Guerin W. // *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* 2023. V. 72. P. 253.
2. Foldy L.L. // *Phys. Rev.* 1945. V. 67. P. 107.
3. Соколов И.М., Куприянов Д.В., Хэви М.Д. // *ЖЭТФ*. 2011. Т. 112. С. 246.
4. Kuraptsev A.S., Sokolov I.M. // *Phys. Rev. A*. 2020. V. 96. Art. no. 023830.
5. Chalony M., Pierrat R., Delande D., Wilkowski D. // *Phys. Rev. A* 2011. V.84. Art. no. 011401I.

6. Kwong C.C., Yang T., Delande D., Pierrat R., Wilkowski D. // Phys. Rev. Lett. 2015. V.115. Art. no. 223601.
7. van Rossum M.C.W., Nieuwenhuizen Th.M. // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. 313.

## **DYNAMICS OF RESONANT FLUORESCENCE OF COLD AND DILUTE ATOMIC ENSEMBLES UNDER PULSED EXCITATION**

**I.M. Sokolov<sup>1,\*</sup>**

*<sup>1</sup>Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University  
195251 St. Petersburg, Russia*

*\*e-mail: sokolov\_im@spbstu.ru*

The fluorescence dynamics of dilute but optically thick atomic ensembles cooled to sub-Doppler temperatures and excited by weak resonant pulsed radiation has been studied. It is shown that the afterglow process can be divided into three characteristic stages due to collective multiatomic effects: single-photon superradiance, the stage of diffusion trapping of light and, finally, subradiation of atomic clusters formed as a result of resonant dipole–dipole interatomic interaction. The influence of the motion of atoms on these collective effects is analyzed. It is shown that the residual motion significantly modifies the fluorescence dynamics. In particular, this motion can lead to an increase in the effects of super and sub-radiation.

**Key words:** resonant fluorescence, sub-Doppler cooling of atoms, collective effects, radiation trapping, subradiation, single-photon superradiation, dipole-dipole interaction.

# ВЛИЯНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ДЕЗАКТИВАЦИЮ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПОРФИРИНОВ В ПРИСУТСТВИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

А.С. Старухин<sup>1,\*</sup>, А.Ю. Панарин<sup>2</sup>, Т.А. Павич<sup>1</sup>, А.Ю. Ильин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, проспект Независимости 68-2

<sup>2</sup>ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» НАН Беларуси, 220072, Минск, проспект Независимости 68

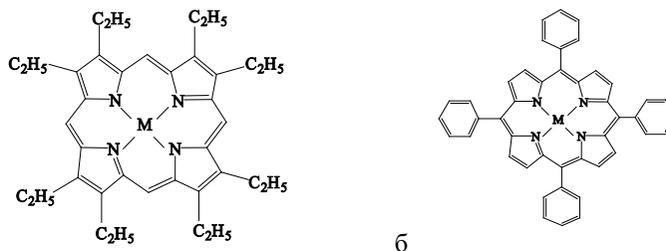
\*e-mail: starukhin@dragon.bas-net.by

Выполнены систематические исследования влияния спин-орбитального взаимодействия на процессы дезактивации триплетных состояний в присутствии молекулярного кислорода для свободных оснований и металлокомплексов порфиринов с ионами Mg(II), Zn(II), Pd(II) и Pt(II) в нескольких растворителях. Методики лазерного фотолиза и прямого измерения времени жизни фосфоресценции использованы для определения времен жизни триплетных состояний для комплексов с тяжелыми ионами Pd(II) и Pt(II) при 293 К и атмосферной концентрации кислорода в растворе. Продемонстрировано, что для триплетных состояний существенное влияние может оказывать полярность используемых растворителей, а также особенности структуры исследуемых соединений.

**Ключевые слова:** времена жизни триплетных состояний, лазерный фотолиз, времена жизни фосфоресценции

Порфириновые макроциклы широко используются для создания эффективных фотопреобразователей и элементов электронных устройств [1], а также являются высокоэффективными фотосенсибилизаторами, что обуславливает их широкое применение в фотодинамической и антимикробной терапии [2]. При фотовозбуждении порфириновых хромофоров происходит переход молекул в возбужденные синглетные состояния, а затем после быстрой релаксации молекулы с высокой вероятностью переходят в основное триплетное состояние, что обусловлено эффективным процессом спин-орбитального взаимодействия (СОВ). В настоящей работе зарегистрированы временные и спектральные параметры для свободных оснований и набора металлокомплексов порфиринов в нескольких органических растворителях. Структурные формулы исследованных соединений приведены на рис.1. Хорошо известно, что молекулярный кислород в растворителе является эффективным тушителем возбужденных синглетных и особенно триплетных состояний молекул в растворах.

Настоящая работа посвящена систематическому исследованию влияния спин-орбитального взаимодействия на процессы дезактивации триплетных состояний при атмосферной концентрации кислорода в растворе для свободных оснований и металлокомплексов порфиринов с ионами Mg(II), Zn(II), Pd(II) и Pt(II) в нескольких растворителях.



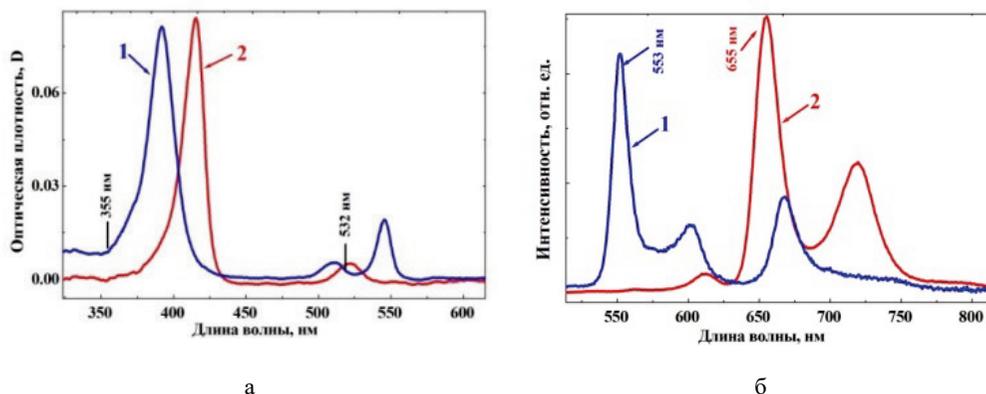
**Рис. 1.** Структурные формулы 2,3,7,8,12,13,17,18-октаэтилпорфирина (а) и 5,10,15,20-тетрафенилпорфирина (б), где М - H<sub>2</sub>, Mg-, Zn-, Pd- и Pt-

Измерения времен жизни основного триплетного состояния для всех соединений были выполнены с использованием методик лазерного фотолиза (ЛФ) и установки для кинетической

абсорбционной спектроскопии [3]. Возбуждающий лазерный импульс длительностью 15 нс генерировался твердотельным YAG:и Nd<sup>3+</sup> лазером LS-2134 фирмы "ЛОТИС ТИИ" (Минск, Беларусь). Для фотовозбуждения образцов применялось излучение второй гармоники лазера с длиной волны 532 нм. Частота повторения импульсов составляла 15 Гц. В качестве источника зондирующего света использовалась ксеноновая лампа OSRAM XBO 150W/1 OFR, функционирующая в непрерывном режиме. В экспериментах регистрировалось дифференцированное поглощение образцов в области наиболее интенсивной полосы в спектре триплет-триплетного поглощения около 470 нм в соответствии с данными [4].

Прямые измерения кинетики затухания флуоресценции для металлопорфиринов с ионами Pd(II) и Pt(II) были выполнены с использованием лабораторной установки, созданной на базе монохроматора МДР-3. Возбуждение флуоресценции образцов осуществлялось излучением третьей гармоникой излучения (355 нм, частота следования импульсов до 100 Гц) лазера LQ629 («Солар ТИИ», Минск, Беларусь). Флуоресценция регистрировалась в спектральной области 650-670 нм с помощью ФЭУ R-928 фирмы Hamamatsu. Затем электрический сигнал подавался на вход двухканального цифрового осциллографа BORDO-B421 (полоса пропускания 150 МГц), который был сопряжен с компьютером. В указанных экспериментах оптическая плотность на длине волны возбуждения для всех исследуемых образцов составляла менее 0,1, а временное разрешение установки было не хуже 30 нс.

Выполнены исследования спектральных и фотофизических параметров для H<sub>2</sub>-OEP, H<sub>2</sub>-TPP и их комплексов с ионами Mg(II), Zn(II), Pd(II) и Pt(II). Для перечисленных соединений, зарегистрированы спектры поглощения, флуоресценции и фосфоресценции в дихлорметане (ДСМ) и в толуоле (ТОЛ), а также спектры возбуждения люминесценции. Отметим, что в спектрах свободных оснований и соединений с легкими металлами Mg(II) и Zn(II) проявляется только флуоресценция с короткими временами жизни. Для соединений с тяжелыми ионами Pd(II) и Pt(II) в спектрах, в основном, проявляется фосфоресценция, но для соединений с ионами Pd(II) регистрируется флуоресценция с низким квантовым выходом. На рис. 2 приведены спектры поглощения, а также спектры флуоресценции и фосфоресценции для Pd-OEP и Pd-TPP в ДСМ при 293 К. Отмеченные на рис. 2а спектральные положения линий лазерного возбуждения демонстрируют их недостаточное совпадение с полосами поглощения исследуемых соединений. Для регистрации времен жизни триплетных состояний по методу лазерного фотолиза необходимо поднять оптическую плотность на длине волны возбуждения до 0,1 для эффективного фотовозбуждения.



**Рис. 2.** Спектры поглощения Pd-OEP(1) и Pd-TPP(2) (а); спектры флуоресценции и фосфоресценции Pd-OEP при  $\lambda_{\text{возб.}} = 394$  нм (1) и Pd-TPP при  $\lambda_{\text{возб.}} = 417$  нм (2) в ДСМ при атмосферной концентрации кислорода и 293 К

Для реализации такой ситуации требуется повысить концентрации веществ в сотни раз, что может привести к погрешностям в результатах измерений времени жизни триплетных состояний. Такие погрешности могут быть обусловлены недостатком концентрации кислорода по отношению к концентрации исследуемых соединений. В частности, предварительно были

выполнены предварительные эксперименты по регистрации при возбуждении в области полосы поглощения для Pt-TRP в ДСМ в видимой области ( $\lambda_{\text{воз.}}=539$  нм). При изменении оптической плотности в 10 раз время жизни фосфоресценции в присутствии кислорода понизилось с 1150 нс до 843 нс, что свидетельствует о зависимости времени жизни от оптической плотности образца, а следовательно, от концентрации исследуемого образца в растворе. В табл. 1 приведены значения времени жизни триплетных состояний, измеренных различными методами для комплексов Pd-OEP, Pd-TRP, Pt-OEP и Pt-TRP в разных средах. Обращают на себя внимание существенные различия в значениях времен жизни в одних и тех же растворителях для одинаковых веществ.

Вещество	$\tau_{\text{фосф. (ЛФ)}}$ $\times 10^{-9}$ с	$\tau_{\text{фосф.}}$ $\times 10^{-9}$ с	$K_T$ $\times 10^6$ с <sup>-1</sup>	$\tau_{\text{фосф.}}$ $\times 10^{-9}$ с	$K_T$ $\times 10^6$ с <sup>-1</sup>
	ДСМ 293К	ДСМ 293К	ДСМ 293К	ТОЛ 293К	ТОЛ 293К
Pd-OEP	756 ± 6	601 ± 3	760	249 ± 1	220
Pd-TRP	1351 ± 2	739 ± 4м	609	278 ± 2	200
Pt-OEP	674 ± 4	786 ± 7	572	324 ± 4	172
Pt-TRP	1293 ± 2	864 ± 7	521	414 ± 1	135

**Таблица 1.** Времена жизни фосфоресценции металлокомплексов OEP и TRP с ионами Pd(II) и Pt(II) при атмосферной концентрации кислорода в ДСМ и в ТОЛ при 293 К

Полученные результаты указывают на постепенное уменьшение времени жизни триплетного состояния практически от 1300 нс для H<sub>2</sub>-OEP до 670 нс для Pt-OEP. Для обескислороженных растворов времена жизни в зависимости от величины СОВ демонстрируют изменения от 1380 мкс для H<sub>2</sub>-TRP до 380 мкс в случае Pd-TRP. На основании полученных данных в табл. 1 были рассчитаны константы  $K_T$  скорости тушения триплетных состояний молекулярным кислородом. В табл. 1 обращают на себя внимание существенные различия в значениях времен жизни в различных растворителях для одинаковых веществ. Так для образцов Pd-OEP в ДСМ при прямых измерениях значения времен жизни триплетного состояния составляет 601 ± 3 нс, а для раствора в ТОЛ значение времени жизни составляет всего 249 ± 1 нс. Значения времен жизни триплетного состояния в столбце 2 превышают значения от 2 до 3 раз в столбце 4 для растворов в ТОЛ. Хорошо известно, что эффективность генерации синглетного кислорода и другие параметры молекулярных комплексов зависят от полярности используемых растворителей. Пока нам представляется наиболее возможной причиной влияние полярности растворителей на значения времени жизни триплетного состояния. Для ТОЛ дипольный момент составляет 0,38 D, тогда как для ДСМ дипольный момент существенно выше и составляет 1.6 D. Следует отметить, что приведенные данные не слишком хорошо совпадающих величин требуют дополнительных исследований для проверки полученных данных в различных органических растворителях, а также при условиях резонансного возбуждения исследуемых веществ в полосы возбуждения в области полосы Soret.

На рис. 2б приведены спектры люминесценции Pd-OEP и Pd-TRP в ДСМ при возбуждении в области полосы Soret. Видно, что в спектре Pd-OEP интенсивность флуоресценции (0-0 переход при 553 нм) до трех раз выше, чем интенсивность фосфоресценции (полоса около 667 нм). В противоположность этой ситуации в спектре Pd-TRP отсутствует флуоресценция, а интенсивность фосфоресценции в несколько раз выше чем для Pd-OEP. Столь интенсивная фосфоресценция может приводить к существенному возрастанию времени жизни фосфоресценции для Pd-TRP. Данные табл. 2 подтверждают, что для соединений с фенильными кольцами (Pd-TRP и Pd-TRP) имеют более высокие значения времен жизни. Причина такого эффекта не совсем ясна, но можно предполагать, что наличие четырех фенильных колец и алкильных заместителей приводит к относительному уменьшению эффекта тушения триплетных состояний молекулярным кислородом для порфиринов с фенильными заместителями. В дальнейшем планируется выполнить дополнительные исследования для

выяснения особенностей проявления эффекта наличия фенильных групп в составе порфиринового макроцикла.

Таким образом, представленные в работе результаты показывают, что спин-орбитальное взаимодействие оказывает определяющее влияние на процессы дезактивации триплетных состояний для исследованных соединений как в присутствии молекулярного кислорода, так и для обескислороженных растворов. Данный вывод основывается на систематическом исследовании набора соединений для свободных оснований  $H_2$ -ОЭП и  $H_2$ -ТРР и металлокомплексов этих соединений в ряду от ионов  $Mg(II)$  до  $Pt(II)$  в нескольких растворителях.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта БРФФИ Ф23МЭ-032 и частичной поддержке ГПНИ «Конвергенция 2025», задание 3.03.10 и ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций», задание 1.8.

### Литература

1. Park J., Lee J., Jang W. // Coordination Chemistry Reviews 2020. V. 407. Art. no. 213157.
2. Park J., Hong K., H. Lee, et al. // Acc. Chem. Res. 2021. V. 54. P. 2249.
3. Isakau H.A., Parkhats M.V., Knyukshto V.N., et al. // J. of Photochem. and Photobiol. B: Biology 2008. V. 92. P. 165.
4. Harriman A. J. // Chem. SOC., Faraday Trans. 2 1981. V. 77. P. 1281.

## INFLUENCE OF SPIN-ORBITAL COUPLING ON THE DEACTIVATION OF TRIPLET STATES IN THE PRESENCE OF MOLECULAR OXYGEN

A.S. Starukhin<sup>1,\*</sup>, A.Yu. Panarin<sup>2</sup> T.A. Pavich<sup>1</sup>, A.Yu. Il'in<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus 220072, Minsk, Independence Avenue 68-2*

<sup>2</sup>*SSPA "Optics, Optoelectronic and Laser Technology of the NAS of Belarus 220072, Minsk, Independence Avenue 68*

\*e-mail: starukhin@dragon.bas-net.by

The influence of spin-orbital coupling on the deactivation of triplet states for free bases and metallocomplexes of porphyrins with  $Mg(II)$ ,  $Zn(II)$ ,  $Pd(II)$ , and  $Pt(II)$  ions has been systematically studied in several solvents upon the presence of molecular oxygen. The methods of laser photolysis and direct measurement of the phosphorescence lifetimes were used to determine the times decay of triplet states for complexes with heavy  $Pd(II)$  and  $Pt(II)$  ions at 293 K and the atmospheric concentration of oxygen in solution. It has been demonstrated that for triplet states, the polarity of the used solvents as well as structural features of the studied compounds have a significant impact.

**Key words:** lifetimes of triplet states, laser photolysis, phosphorescence lifetimes

# ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ РЕАБСОРБЦИИ НА ЗНАЧЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ И ОТНОСИТЕЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ВЫХОДОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ПОРФИРИНОВ И ФТАЛОЦИАНИНОВ

А.С. Старухин<sup>1,\*</sup>, В.В. Ковгар<sup>1</sup>, В.С. Шершень<sup>1</sup>, Т.А. Павич<sup>1</sup>

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, проспект Независимости 68-2*

\*e-mail: starukhin@dragon.bas-net.by

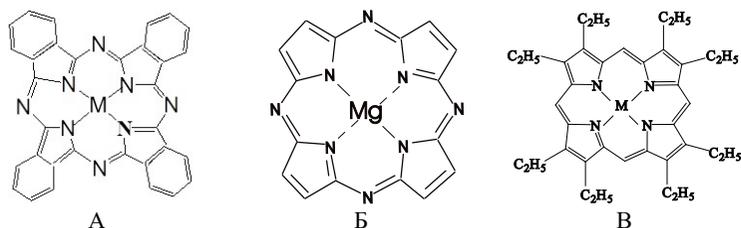
Для ряда порфиринов и фталоцианинов выполнены измерения квантовых выходов флуоресценции относительным методом, а также измерены значения абсолютных квантовых выходов при различных оптических плотностях в полосах поглощения. Продемонстрировано, что изменение значений квантовых выходов обусловлено влиянием первичного и вторичного эффекта внутреннего фильтра, которые проявляются при увеличении оптической плотности в полосах возбуждения образцов.

**Ключевые слова:** квантовые выходы флуоресценции, первичные и вторичные эффекты внутреннего фильтра

Известно, что фталоцианины и порфирины являются одними из наиболее часто используемых органических соединений в различных областях науки, техники и медицины. Измерения фотофизических характеристик соединений порфиринового ряда актуально в связи с большой биологической и научной значимостью указанных соединений. Одними из основных фотофизических параметров молекулярных соединений являются значения квантовых выходов люминесценции, а также величины времен жизни синглетных и триплетных состояний.

Квантовые выходы люминесценции наиболее часто определяются так называемым относительным методом. При этом выполняется измерение интенсивности люминесценции исследуемого образца, а затем на основании измерения интенсивности люминесценции эталона в аналогичных условиях вычисляется значение квантового выхода. В настоящей работе в качестве стандарта использовался раствор H<sub>2</sub>-TRP в толуоле, квантовый выход которого равен 7% [1]. Далее квантовые выходы, измеренные относительным методом будем обозначать как ОКВ. Значения квантовых выходов, измеренные относительным методом могут существенно зависеть от ряда параметров, включая ошибки при определении значений квантовых выходов для этанола, зависимость интенсивности люминесценции от используемого растворителя, степени чистоты эталона и т. д..

На рис. 1 приведены структурные формулы соединений, для которые были выполнены измерения квантовых выходов в настоящей работе.



**Рис. 1.** Структурные формулы М-фталоцианина (Mg-Рс) - А, Mg-тетраазапорфирина (Mg-ТАР) - Б и М-октаэтилпорфирина (H<sub>2</sub>-ОЕР) - Г; где М - H<sub>2</sub>-, Mg-

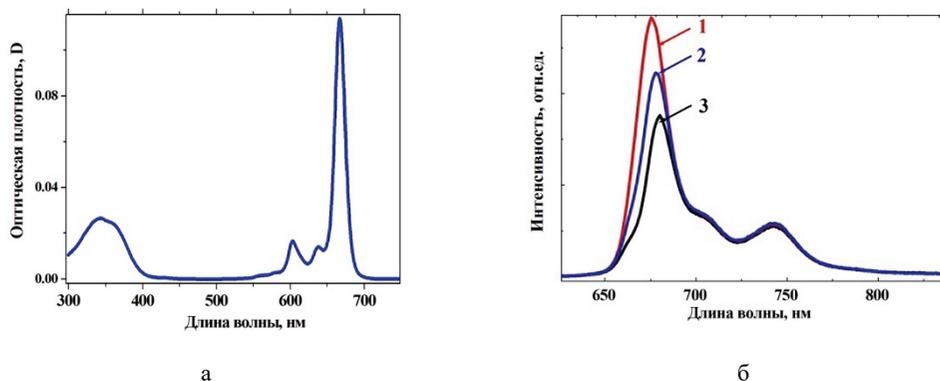
В последние годы созданы коммерческие приборы для измерений значений абсолютных значения выходов люминесценции (АКВ) для растворов и твердых образцов и одним из

наиболее удачных примеров создания такого рода устройств был реализован фирмой Hamamatsu [2].

В представленной работе приведены результаты измерений ОКВ и АКВ для ряда порфиринов и фталоцианинов при различных оптических плотностях в полосе возбуждения, что позволяет оценить реальное влияние эффектов внутреннего фильтра [3] на регистрируемые данные для соединений с различной активностью длинноволнового 0-0 перехода. Эффект внутреннего фильтра подразделяют на первичный эффект внутреннего фильтра (ПЭВФ), который обусловлен концентрационным тушением флуоресценции вследствие неравномерного поглощения возбуждающего излучения в объеме образца с ростом концентрации вещества. При достаточно высокой концентрации большая часть возбуждающего излучения поглощается сразу при входе в образец и его передняя часть начинает работать как оптический фильтр. В результате освещенность образца становится неравномерной, а интенсивность флуоресценции снижается. ПЭВФ проявляется тем сильнее, чем выше поглощающая способность компонентов образца на длине волны возбуждающего излучения. Вторичный эффект внутреннего фильтра (ВЭВФ) – это реабсорбция или перепоглощение излучения флуоресценции внутри образца. Реабсорбция наблюдается особенно сильно, когда спектры поглощения и флуоресценции исследуемого вещества перекрываются, т.е. сдвиг спектров поглощения и флуоресценции мал. При ВЭВФ искажения регистрируемого свечения тем выше, чем больше оптическая плотность вещества. Теоретическое рассмотрение и формулы для описания такого рода эффектов приведены в [4].

Представляло интерес выяснить какой тип внутреннего фильтра играет большую роль при искажении величин измеренных ОКВ и АКВ при изменении оптической плотности образца в области длинноволновой полосы спектра поглощения. Для минимизации влияния ПЭВФ и ВЭВФ на величины ОКВ и АКВ рекомендуется проводить измерения для образцов, которые имеют оптическую плотность на длине волны возбуждения не выше чем 0,1 [3].

На рис. 2 приведены спектры поглощения и флуоресценции для Mg-фталоцианина (Mg-Pc) в растворе тетрагидрофуране (ТГФ) при различных оптических плотностях растворов в области полосы поглощения при 340 нм. При повышении оптической плотности в указанной полосе существенно уменьшается интенсивность 0-0 перехода в спектре флуоресценции в области около 670 нм (рис. 2б). При этом интенсивность полосы (суперпозиция электронно-колебательных переходов) с максимумом около 740 нм практически не изменяется.

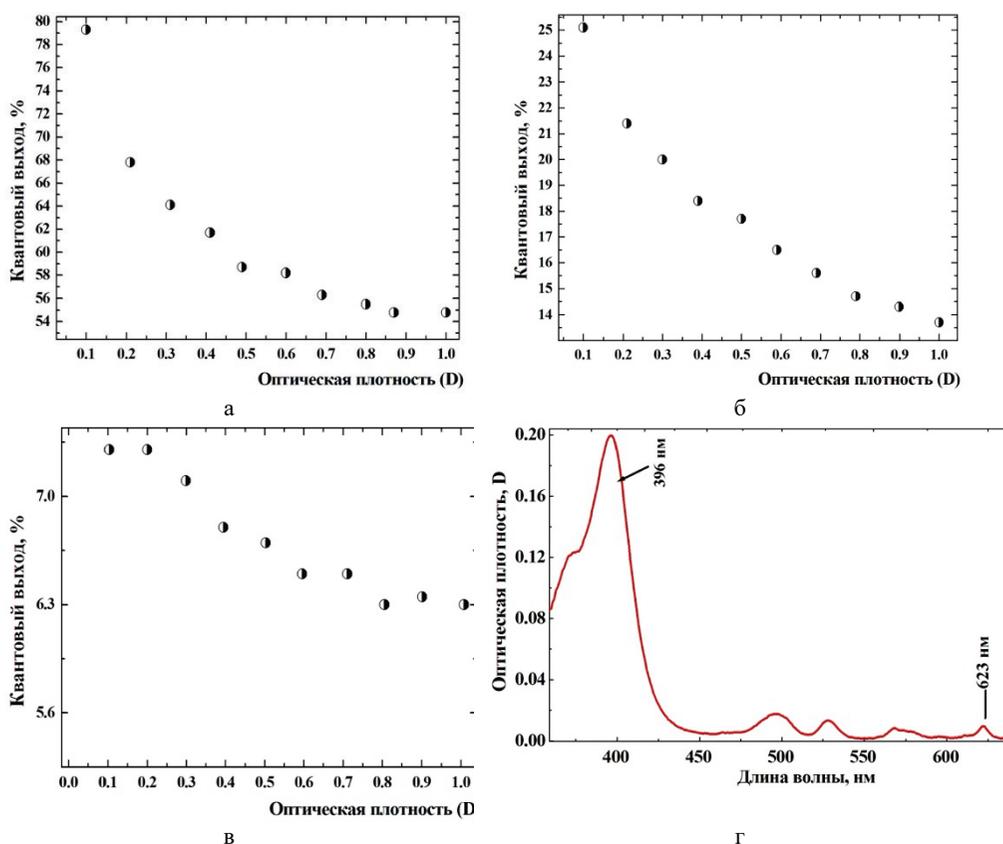


**Рис. 2.** Спектр поглощения Mg-Pc (а) и спектры флуоресценции в ТГФ при различной оптической плотности образцов в полосе поглощения при 340 нм ( $D=0,05$  – (1);  $D=0,1$  – (2) и  $D=0,5$  – (3))

Для Mg-Pc при  $D_{340\text{нм}}=0,1$  ОКВ флуоресценции - 76%, при  $D_{340\text{нм}}=0,2$  – ОКВ составил 68%, тогда как при повышении оптической плотности до  $D_{340\text{нм}}=0,5$  значение квантового выхода составляет 67%. Для Mg-Pc длинноволновый переход в спектре поглощения имеет высокую интенсивность (экстинкция  $\epsilon=9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}/\text{M}$ ) и реабсорбция легко реализуется для полосы 0-0 перехода в спектре флуоресценции при повышении концентрации вещества. Данные для Mg-

Рс (рис.2) позволяют утверждать, что в данном случае при резонансном совпадении полос флуоресценции и поглощения наиболее вероятен ВЭВФ с существенной реабсорбцией. Указанные причины приводят к искажениям спектров флуоресценции, что может привести к ошибкам в измерениях квантового выхода флуоресценции в случае использования высоких концентраций растворов фталоцианинов.

Результаты измерений АКВ для Mg-Рс представлены на рис. 3а. Так при  $D_{340\text{нм}}=0,5$  величина АКВ составляет 59%, при  $D_{340\text{нм}}=0,2$  величина АКВ составляет 68%, а при  $D_{340\text{нм}}=0,1$  величина АКВ уже составляет 80%. Таким образом при понижении оптической плотности в 5 раз величина АКВ увеличивается в 1,36 раза. Сопоставление величин АКВ с результатами для ОКВ приведенными выше показывает, что при оптических плотностях выше, чем 0,2 влияние эффекта фильтра проявляется сильнее, чем для значений ОКВ. При этом для образцов с более низкой оптической плотностью значения АКВ выше чем при измерениях по методике ОКВ. Такое поведение может быть объяснено более высокой эффективностью сбора люминесценции при использовании интеграции флуоресценции в фотометрической сфере для образцов с низкой оптической плотностью.



**Рис. 3.** Зависимость величин АКВ , флуоресценции от оптической плотности в полосе возбуждения для Mg-Рс (а), Mg-TAP (б) и H<sub>2</sub>-OEP (в), а также спектр поглощения H<sub>2</sub>-OEP (г) в ТГФ

На рис. 1б приведена структурная формула Mg-TAP. Для этого соединения была изучена зависимость величин АКВ от оптической плотности образцов и результаты измерений приведены на рис.3б. Для Mg-TAP в ТГФ как и для Mg-Рс характерна высокая интенсивность длинноволнового 0-0 перехода в спектрах поглощения (экстинкция  $\epsilon=10^5$  см<sup>-1</sup>/М) и флуоресценции. Так при оптической плотности  $D_{345\text{нм}}=0,5$  величина АКВ составляла 17 %, тогда как при  $D_{345\text{нм}}=0,1$  величина АКВ возрастает до 25 %. Таким образом, при понижении оптической плотности в 5 раз величина АКВ увеличивается практически в 1,5 раза.

Представленные результаты для Mg-TAP указывают на ВЭВФ, так как полоса длинноволнового поглощения и флуоресценции резонансно совпадают.

Для H<sub>2</sub>-OEP (структура на рис.1в) также были выполнены аналогичные измерения и их результаты приведены на рис. 3 в. На рис. 3г приведен спектр поглощения H<sub>2</sub>-OEP в ТГФ. Спектр поглощения H<sub>2</sub>-OEP состоит из интенсивной полосы поглощения около 396 нм, которая на представленном рисунке имеет оптическую плотность около 0,2 и полосы 0-0 перехода в области 623 нм, оптическая плотность которой составляет только 0,01. Длинноволновая полоса поглощения в спектре H<sub>2</sub>-OEP практически на два порядка имеет меньший коэффициент экстинкции ( $\epsilon=5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1} / \text{M}$ ), чем для Mg-TAP [5]. Результаты рис. 3 в демонстрируют практическое отсутствие зависимости АКВ от оптической плотности на длине волны возбуждения. При оптической плотности 0,1 спектре H<sub>2</sub>-OEP в ТГФ ( $\lambda_{\text{возб.}}=397 \text{ нм}$ ) АКВ имеет величину 7,2 %, а при оптической плотности 0,8 АКВ незначительно уменьшается до 6,3 % (уменьшается на 10%). Низкая оптической плотности полосы 0-0 перехода в спектре поглощения нивелирует влияние реабсорбции и небольшая зависимость величины АКВ объясняется слабостью ВЭВФ и проявлением влияния ПЭВФ.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта БРФФИ Ф23МЭ-032 и частичной поддержке ГПНИ “Конвергенция 2025”, задание 3.03.10 и ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций», задание 1.8.

### Литература

1. Taniguchia M., Lindsey J., Vocian D., Holten D. // J. of Photochem. and Photobiol. 2021. V. 46. № 3. Art. no. 100401.
2. <https://www.hamamatsu.com/us/en/product/category/5001/5009/5032/C9920-02G/index.html>.
3. Паркер С.А. Фотолуминесценция растворов. М.: Мир, 1972. 246-253 с.
4. Eisner U., Lichtarowich A., Linstead R.P. // J. Chem. Soc.. 1957. P. 733-739.
5. Berbaran-Santos M.N., Nunes Pereira E.J. et al. // Journal of Fluorescence. 1997. V.7. P.119-121.

## IMPACT OF REABSORPTION EFFECTS ON THE VALUES OF ABSOLUTE AND RELATIVE FLUORESCENCE QUANTUM YIELDS OF PORPHYRINS AND PHTHALOCYANINES

A.S. Starukhin<sup>1,\*</sup>, V.V. Kouhar<sup>1</sup>, V.S. Shershen<sup>1</sup>, T.A. Pavich<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus 220072, Minsk, Independence Avenue 68-2*

\*e-mail: starukhin@dragon.bas-net.by

For a set of porphyrins and phthalocyanines the quantum yields of fluorescence were measured with using of the relative method, and the absolute quantum yields upon at the different optical densities in absorption bands. The changing of the values of quantum yields have been demonstrated the influence of the primary and secondary internal filters effects. These effects were manifested upon changing of the optical density in the excitation bands of the samples.

**Key words:** quantum yields of fluorescence, effects of the internal filters

## ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В МАССИВЕ ВЕРТИКАЛЬНО-ИЗЛУЧАЮЩИХ ЛАЗЕРОВ НА ВЫСОКОКОНТРАСТНОЙ РЕШЕТКЕ

И.В. Тимофеев<sup>1,2,\*</sup>, Р.Г. Бикбаев<sup>1,2</sup>, П.С. Панкин<sup>1,2</sup>, Д.Н. Максимов<sup>1,2</sup>,  
Д.П. Федченко<sup>1,2</sup>, Н.В. Рудакова<sup>1,2</sup>, А.С. Зуев<sup>1,2</sup>, П.Н. Ким<sup>1,2</sup>, С.Я. Ветров<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН*

*660036, Красноярск, Академгородок, 50/36*

<sup>2</sup>*Сибирский федеральный университет,*

*660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 79*

*\*e-mail: tiv@iph.krasn.ru*

Таммовское состояние на границе фотонного кристалла сочетает высокую добротность и сильную локализацию света. Такое состояние может быть использовано в поверхностно-излучающих лазерах с вертикальным резонатором. Диэлектрическая метаповерхность, нанесенная на фотонный кристалл, позволяет менять направление генерируемого пучка.

**Ключевые слова:** оптическое таммовское состояние, теория связанных мод, топологическая фотоника, обобщенный закон Снеллиуса для метаповерхности, вертикально-излучающий лазер, высококонтрастная оптическая решетка.

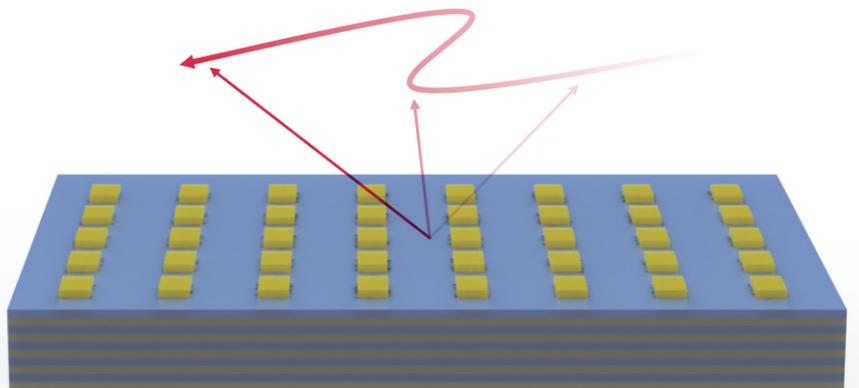
В последнее десятилетие большое внимание уделяется лазерам с экстремально малыми размерами, зачастую не превышающими длины волны излучаемого света. Такие когерентные излучатели получили название нанолазеров. Экспериментально реализованы разнообразные нанолазеры, их цепочки и двумерные массивы, имеющие множество перспективных приложений [1]. Тем не менее, в современной миниатюрной электронике и фотонике используются микролазеры, размеры которых превышают длину волны света на порядок. Уступка в размере позволяет обходиться без металлических материалов, эффективно решать проблемы потерь и теплоотвода.

Поверхностно-излучающий лазер с вертикальным резонатором (Vertical-cavity surface-emitting laser – VCSEL), или вертикально-излучающий лазер (ВИЛ) — микролазер, излучающий свет в направлении, перпендикулярном поверхности кристалла, в отличие от классических лазерных диодов, излучающих в параллельной плоскости. ВИЛ внесли революционные изменения во многие приложения, включая трехмерное сканирование пространства, оптическую связь, печать и оптическую когерентную томографию. К преимуществам ВИЛ относятся простота изготовления больших массивов и осуществления оптической связи мод. В настоящее время они являются доминирующими источниками света для распознавания лиц и 3D-зондирования, а также передатчиками для оптоволоконной связи центров обработки данных с использованием многомодовых оптических волокон. Как правило, ВИЛ состоит из активной области, зажатой между верхним и нижним распределенными брэгговскими отражателями, которые представляют собой несколько десятков пар слоев толщиной в четверть длины волны с чередующимися высоким и низким показателями преломления. Активная область может состоять из нескольких квантовых ям в центре слоя резонатора толщиной, кратной половине длины волны. Большинство коммерческих ВИЛ легко подходят для тестирования, изготовления и оптической связи мод. Для усиления оптической и электрической локализации может быть использован высокопреломляющий слой вблизи активной области. Для высокоскоростных ВИЛ также используется этап ионной имплантации, чтобы ограничить ток в плоскости активного слоя и уменьшить паразитную емкость.

Высококонтрастная решетка представляет собой однослойную решетку, стержни которой изготавливаются из материала с высоким показателем преломления, и полностью окружены материалами с более низким показателем преломления. Высококонтрастная решетка может быть использована в качестве верхнего зеркала ВИЛ с высокой отражательной способностью для света, падающего нормального к поверхности, с монокристаллической подложкой,

заменяющей десятки слоев брэгговского отражателя [2]. Кроме уменьшения вертикальных размеров это позволяет литографически фиксировать поляризацию света и снизить себестоимость производства.

Однослойная высококонтрастная решетка сама по себе является оптическим микрорезонатором, так как в результате деструктивной интерференции вблизи нее появляются высокодобротные эванесцентные моды [3]. На основе таких мод нами было экспериментально показано низкопороговое лазерование. Незначительное отклонение от условия полной деструктивной интерференции приводит к лазерной генерации с порогом до 1,25 нДж при длительности импульса накачки 1,24 нс [4]. Это объясняется тем, что при сближении размеров четных и нечетных нано-параллелограммов высококонтрастной решетки резонанс Фано в спектре отражения сужается, а затем – схлapyвается, приводя к полностью темному гибричному решеточному резонансу. При этом высокая добротность и сильная локализация поля компенсируют недостаток объема моды микрорезонатора, что описывается скоростными уравнениями, аналогичными уравнениям для диодных микролазеров [5,6]. Массив ВИЛ, расположенных на близком расстоянии друг от друга, позволяет осуществить синхронизацию мод на основе топологически устойчивых мод [7,8].



**Рис. 1.** Схематический вид вертикально-излучающего лазера на основе оптического таммовского состояния, локализованного вблизи поверхности одномерного фотонного кристалла, покрытого высококонтрастной решеткой с управляемой фазой. Изменение направления генерируемого светового пучка схематически изображено красными стрелками.

Оптическое таммовское состояние – это поверхностное состояние, которое можно наблюдать при падении света по нормали к поверхности [9,10]. Замена верхнего брэгговского отражателя высококонтрастной решеткой позволяет рассматривать моду ВИЛ как оптическое таммовское состояние [11]. Локализация света в таких структурах описывается на основе теории связанных мод. В качестве высококонтрастной решетки может выступить метаповерхность с управляемой фазой резонансов (рис. 1). В этом случае можно задавать направление излучаемого пучка света, регулируя наклон и азимут [12]. Результаты исследования могут быть применены для разработки новых интегрально-оптических схем и микролазеров с низким порогом и высокой добротностью, а также в миниатюрных оптических сенсорах и беззеркальных лидарах.

Работа выполняется при поддержке Российского научного фонда № 22-42-08003, <https://rscf.ru/project/22-42-08003/>

#### Литература

1. Azzam S.I., Kildishev A. V., Ma R.-M. et al. // *Light Sci. Appl.* Springer US, 2020. Vol. 9, № 1. P. 90.
2. Chang-Hasnain C., Wang J., Shen C. et al. // *Int. Semicond. Laser Conf. IEEE*, 2022. P. 1.

3. Kodigala A., Lepetit T., Gu Q., et al. // *Nature*. Springer Nature, 2017. Vol. 541, № 7636. P. 196–199.
4. Yang J.-H., Huang Z.-T., Maksimov D.N., Pankin P.S., Timofeev I.V. et al. // *Laser & Photonics Reviews*, 2021. Т. 15. № 10. С. 2100118.
5. Ning C.Z. // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2013. Vol. 19, № 4. P. 1503604–1503604.
6. Coldren L.A., Corzine S.W., Mashanovitch M.L. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Wiley, 2012. 752 p.
7. Dikopoltsev A., Harder T.H., Lustig E. et al. // *Science*. Washington, D.C.: Optica Publishing Group, 2021. Vol. 373, № 6562. P. 1514–1517.
8. Kim P.N., Fedchenko D.P., Rudakova N.V., Timofeev I. V. // *Appl. Sci.* 2023. Vol. 13, № 6. P. 4004.
9. Виноградов А. П., Дорофеев А. В., Мерзликин А. М., Лисянский А. А. // *Успехи физических наук*. 2010, 180, 249–263.
10. Ledentsov N.N., Shchukin V.A., Kalosha V.P. et al. // *Opt. Express*. 2018. Vol. 26, № 1. P. 445.
11. Bikbaev R.G., Maksimov D.N., Chen K.-P., Timofeev I. V. // *Materials (Basel)*. 2022. Vol. 15, № 17. P. 6014.
12. Bikbaev R.G., Chen K.-P., Timofeev I. V. Two-dimensional dynamic beam steering by Tamm plasmon polariton. 2023. P. 5–8.

## OPTICAL TAMM STATES IN ARRAY OF VERTICALLY EMITTING LASERS ON HIGH-CONTRAST GRATING

**I.V. Timofeev<sup>1,2,\*</sup>, R.G. Bikbaev<sup>1,2</sup>, P.S. Pankin<sup>1,2</sup>, D.N. Maksimov<sup>1,2</sup>,  
D.P. Fedchenko<sup>1,2</sup>, N.V. Rudakova<sup>1,2</sup>, A.S. Zuev<sup>1,2</sup>, P.N. Kim<sup>1,2</sup>, S.Ya. Vetrov<sup>2,1</sup>**

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics FRC KSC SB RAS  
660036, Krasnoyarsk, Akademgorodok, 50/36*

<sup>2</sup>*Siberian Federal University,  
660041, Krasnoyarsk, Svobodny Ave., 79*

\*e-mail: tiv@iph.krasn.ru

The Tamm state at a photonic crystal surface combines high quality factor and strong localization of light. Such a state can be exploited in vertical-cavity surface-emitting lasers. A dielectric metasurface deposited on a photonic crystal makes it possible to control the generated beam direction.

**Key words:** optical Tamm state, coupled mode theory, topological photonics, generalized Snell's law for a metasurface, vertical-cavity surface-emitting laser, high-contrast optical grating.

## НОВЫЙ ВИД ВОЛН-УБИЙЦ

Н.В. Устинов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований  
141980, г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, д. 6  
\*e-mail: n\_ustinov@mail.com

В докладе представлен новый тип решений многомерных нелинейных уравнений. Динамика решений этого типа схожа с динамикой волн-убийц и может пролить свет на механизмы формирования и на эволюцию этого экстремального явления.

**Ключевые слова:** волна-убийца.

Большое внимание исследователей привлечено в последние десятилетия к изучению волн-убийц (см., например, ссылки [1 – 11] и литературу там же). Были предложены различные механизмы формирования таких волн. Наиболее часто возникновение волн-убийц обсуждается на основе механизмов модуляционной неустойчивости и суперпозиции волн [1, 5, 7, 8, 11]. В обоих случаях формирование волн-убийц происходит на фоне волнового поля, что нашло отражение в определениях этого вида волн [2, 8]. В настоящем докладе будут рассмотрены волны, формирующиеся при отсутствии фоновых волновых полей. При этом их динамика соответствует динамике волн-убийц, которые “появляются из ниоткуда и исчезают без следа” [3]. Таким образом, представленные здесь волны-убийцы формируются исключительно за счет действия нелинейности.

Одной из систем уравнений, описывающих взаимодействие длинных и коротких волн, является система Ядзимы – Ойкавы, известная также как система синхронизма длинных и коротких волн. Многомерное многокомпонентное обобщение этой системы записывается в безразмерном виде следующим образом:

$$\frac{\partial \varphi_n}{\partial t} + \frac{\partial \varphi_n}{\partial y} = i \frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial x^2} + i u \varphi_n \quad (n = 1, \dots, N), \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \sum_{n=1}^N \sigma_n |\varphi_n|^2 \right). \quad (2)$$

Здесь  $\varphi_n = \varphi_n(x, y, t)$  ( $n = 1, \dots, N$ ) – коротковолновые компоненты,  $u = u(x, y, t)$  – длинноволновая компонента,  $\sigma_n = \pm 1$  ( $n = 1, \dots, N$ ).

Система (1), (2), как было показано в работе [12], интегрируема методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) [13, 14]. Кроме того, она возникла в разных физических задачах. Двухкомпонентная и многокомпонентная системы были получены в работах [15, 16] соответственно как уравнения, описывающие взаимодействие дисперсионных волн в слабо нелинейной среде керровского типа в пределе волн малой амплитуды. При этом короткие волны распространяются в режиме аномальной дисперсии, в то время как длинная волна распространяется в режиме нормальной дисперсии. Также генерация терагерцового излучения оптическими импульсами в среде асимметричных квантовых частиц описывается в неколлинеарном случае и в условиях квазирезонанса двумерной двухкомпонентной системой (1), (2) [17].

Так как двумерная многокомпонентная система Ядзимы – Ойкавы (1), (2) принадлежит к классу систем интегрируемых МОЗР, то она имеет бесконечно много интегралов движения. Первые несколько интегралов имеют следующий вид:

$$\iint u \, dx dy, \quad \iint |\varphi_n|^2 \, dx dy \quad (n = 1, \dots, N),$$

$$\iint \left( u^2 + i \sum_{n=1}^N \sigma_n \left[ \varphi_n \frac{\partial \varphi_n^*}{\partial x} - \varphi_n^* \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} \right] \right) dx dy.$$

Кроме того, система (1), (2), являясь интегрируемой в рамках МОЗР, представима в виде условия совместности переопределенной системы линейных уравнений. Использование решений этой переопределенной системы и техники преобразования Дарбу [18, 19], даст возможность получить бесконечную последовательность решений системы (1), (2).

Для нулевого начального фона в двухкомпонентном случае ( $N = 2$ ) и для  $\sigma_1 \sigma_2 = -1$  было получено с помощью техники преобразования Дарбу решение, профили абсолютного значения компоненты  $\varphi_1$  и компоненты  $u$  для различных значений переменной  $t$  представлены на рисунках 1 и 2 соответственно.

Как видно из рисунков, это решение имеет форму локализованной уединенной волны для любого  $t$ . В пределе  $|t| \rightarrow \infty$  амплитуды компонент  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  стремятся к нулю как  $1/\sqrt{|t|}$  (см. рис. 1; параметры решения подобраны так, что экстремальные значения компоненты достигают к окрестности точки  $x = y = 0$  примерно при  $t = 0$ ). Длина волны вдоль оси  $y$  примерно постоянна, а длина вдоль оси  $x$  пропорциональна  $|y|$ . Убывание длинноволновой компоненты  $u$  в пределе  $|t| \rightarrow \infty$  происходит быстрее, чем коротковолновых компонент (см. рис. 2). Эта компонента сильнее локализована на плоскости  $(x, y)$ .

Замечательным свойством рассматриваемого решения, таким образом, является то, что амплитуды компонент  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $u$  стремятся к нулю, если  $t \rightarrow \pm\infty$ . Это соответствует основной особенности динамики волн-убийц [3].

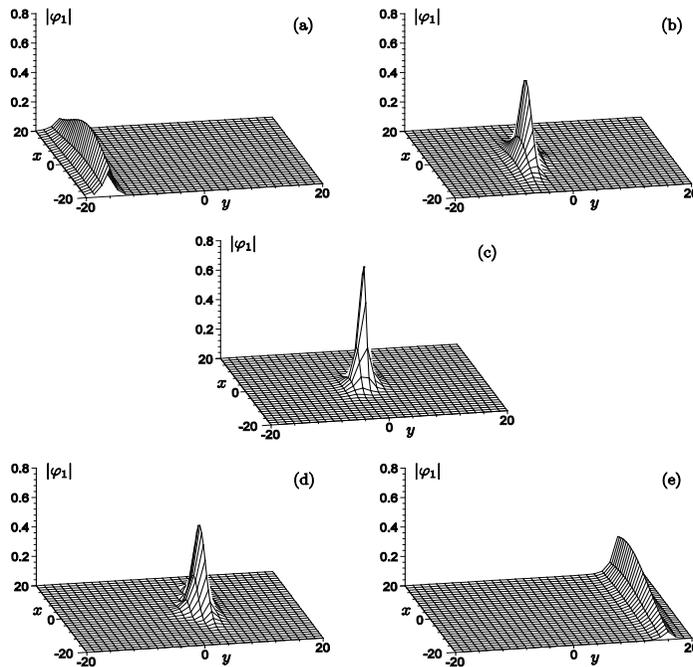


Рис. 1. Профили  $|\varphi_1|$  при  $t = -16$  (a),  $t = -4$  (b),  $t = 0$  (c),  $t = 4$  (d),  $t = 16$  (e).

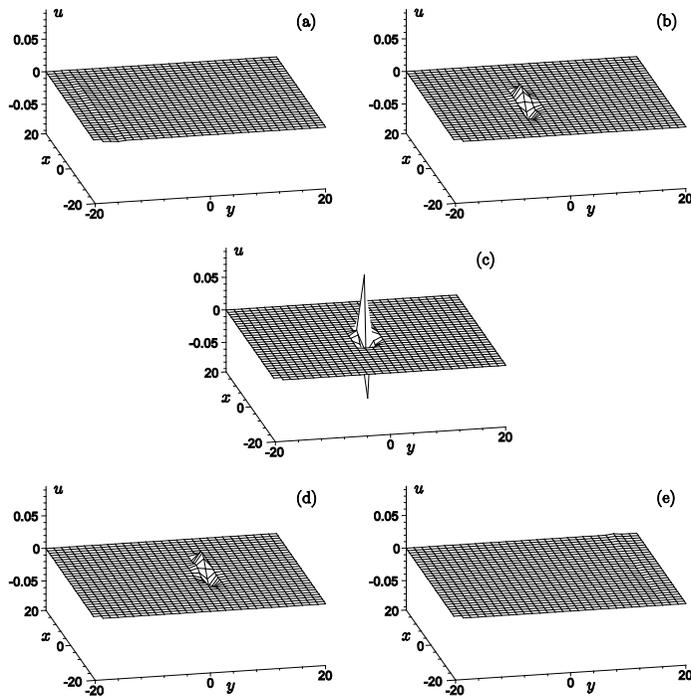


Рис. 2. Профили  $u$  при  $t = -16$  (a),  $t = -4$  (b),  $t = 0$  (c),  $t = 4$  (d),  $t = 16$  (e).

Высота волны-убийцы должна превышать более чем в два раза высоту фоновой волны [2, 8]. Волны, максимальная высота которых превышает фоновое значение более чем в пять раз, были названы в [20, 21] супер волнами-убийцами. Максимальные значения амплитуд длинноволновой и коротковолновых компонент рассматриваемой здесь уединенной волны зависят от ее параметров и могут быть сколь угодно большими. При этом высота фоновой волны равна нулю. Поэтому мы тоже будем называть эту уединенную волну супер волной-убийцей.

Супер волны-убийцы, рассматриваемые в настоящем докладе, существуют только в случае, если имеется несколько коротковолновых компонент. Для получения таких решений необходимо, чтобы среди  $\sigma_n$  ( $n = 1, \dots, N$ ) были значения с разными знаками.

Существование интегралов движения у системы (1), (2) важно при исследовании устойчивости супер волн-убийц и при численном моделировании их эволюции. Также они могут быть полезны при изучении коллапса рассматриваемого типа решений за конечное время, который происходит при некоторых значениях его параметров.

Таким образом, представлен новый тип волн-убийц в случае многомерного многокомпонентного обобщения системы Ядзими – Ойкавы. Эти волны отличаются тем, что их динамика происходит на нулевом фоне, а не на постоянном, как это обычно имеет место. Представляется важным распространить подход, приводящий к этому типу волн-убийц, на другие модели различного физического контекста, описывающие волновые взаимодействия.

### Литература

1. Onorato M., Osborne A.R., Serio M. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. no. 014503.
2. Dysthe K., Krogstad H.E., Muller P. // Annu. Rev. Fluid Mech. 2008. V. 40. P. 287.
3. Akhmediev N., Ankiewicz A., Taki M. // Phys. Lett. A. 2009. V. 56. P. 675.
4. Kharif C., Pelinovsky E., Slunyaev A. Rogue Waves in the Ocean. New York: Springer, 2009. 222 p.

5. Onorato M., Residori S., Bortolozzo U., Montina A., Arecchi F.T. // *Phys. Rep.* 2013. V. 528. P. 47.
6. Dudley J.M., Dias F., Erkintalo M., Genty G. // *Nat. Photonics.* 2014. V. 8. P. 755.
7. Baronio F., Chen S., Grelu P., Wabnitz S., Conforti M. // *Phys. Rev. A.* 2015. V. 91. Art. no. 033804.
8. Onorato M., Residori S., Baronio F. (Eds.) // *Rogue and Shock Waves in Nonlinear Dispersive Media. Lect. Notes Phys.* V. 926. Switzerland: Springer, 2016. 370 p.
9. Chen S.H., Baronio F., Soto-Crespo J.M., Grelu P., Mihalache D. // *J. Phys. A: Math. Theor.* 2017. V. 50. Art. no. 463001.
10. Dudley J.M., Genty G., Mussot A., Chabchoub A., Dias F. // *Nat. Rev. Phys.* 2019. V. 1. P. 675.
11. Слюняев А.В., Пелиновский Д.Е., Пелиновский Е.Н. // *УФН.* 2023. Т. 193. № 2. С. 155.
12. Melnikov V.K. // *Lett. Math. Phys.* 1983. V. 7. P. 129.
13. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. *Теория солитонов: Метод обратной задачи.* М.: Наука, 1980. 319 с.
14. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. *Солитоны и нелинейные волновые уравнения.* М.: Мир, 1988. 694 с.
15. Ohta Y., Maruno K., Oikawa M. // *J. Phys. A: Math. Theor.* 2007. V. 40. P. 7659.
16. Kanna T., Vijayajayanthi M., Lakshmanan M. // *Phys. Rev. E.* 2014. V. 90. Art. no. 042901.
17. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2018. Т. 82. № 11. С. 1496.
18. Matveev V.B., Salle M.A. *Darboux transformations and solitons.* Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag, 1991. 120 p.
19. Gu C., Hu A., Zhou Z. *Darboux Transformations in Integrable Systems.* Dordrecht: Springer Science and Business Media, 2005. 308 p.
20. Chabchoub A., Hoffmann N., Onorato M., Akhmediev N. // *Phys. Rev. X.* 2012. V. 2. Art. no. 011015.
21. Slunyaev A., Pelinovsky E., Sergeeva A., Chabchoub A., Hoffmann N., Onorato M., Akhmediev N. // *Phys. Rev. E.* 2013. V. 88. Art. no. 012909.

## A NEW TYPE OF ROGUE WAVES

N.V. Ustinov<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Joint Institute for Nuclear Research  
141980, Dubna, Joliot-Curie St., 6  
\*e-mail: n\_ustinov@mail.com*

The report presents a new type of solutions to multidimensional nonlinear equations. The dynamics of solutions of this type is similar to the dynamics of rogue waves and can shed light on the mechanisms of formation and on the evolution of this extreme phenomenon.

**Key words:** rogue wave.

## СОЛИТОНЫ В НАНОКОМПОЗИТАХ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

О.Х. Хасанов<sup>1,\*</sup>, О.М. Федотова<sup>1</sup>, Г.А. Русецкий<sup>1</sup>, Т.В. Смирнова<sup>2</sup>, А.С. Берестовский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению  
220072 Минск, ул. П. Бровки, 19

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет,  
220030 Минск, пр. Независимости, 4

\*e-mail: olkhas@mail.ru

Проанализированы солитонные режимы распространения мощных фемтосекундных импульсов, резонансных экситонным переходам, в наноконпозитах с полупроводниковыми квантовыми точками. Учитывается влияние постоянного дипольного момента квантовых точек и локального поля. Показано, что задача сводится к нахождению солитонных решений в рамках моделей  $\varphi^6$  и  $\varphi^8$ . Выявлены новые формы солитонов, среди них «платикон», а также «солитон на пьедестале».

**Ключевые слова:** Полупроводниковые квантовые точки, постоянные дипольный момент, экситонные состояния, солитон.

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) благодаря уникальным нелинейно оптическим свойствам находят применение в оптоэлектронике, фотовольтаике, биологии и т.д. Кроме того, наноконпозиты с полупроводниковыми квантовыми точками имеют большой потенциал для применения в нанопотонике, в частности, для параметрического преобразования частоты лазерного излучения.

В настоящей работе исследовались солитонные режимы распространения фемтосекундных лазерных импульсов в наноконпозитах, содержащих полупроводниковые квантовые точки с постоянным дипольным моментом. Как показано в работе [1], постоянный дипольный момент (ПДМ) в квантовых точках  $A_2B_6$  может достигать гигантских значений (порядка  $10^2 - 10^3 D$ ). Предполагается, что несущая частота импульса света резонансна переходу между нижними экситонными состояниями. Моделирование распространения импульса проводится на основе самосогласованной системы уравнений Блоха-Максвелла, с учетом одно- и двухквантовых переходов между экситонными уровнями, штарковского смещения уровней, дисперсии групповой скорости, квадратичной и кубической оптической нелинейностей матрицы. Исследованы условия захвата солитонов в зависимости от локального поля и величины ПДМ. Как показано, при пренебрежимо малой величине ПДМ и слабом влиянии локального поля форма солитона совпадает с солитоном самоиндуцированной прозрачности. Чем больше

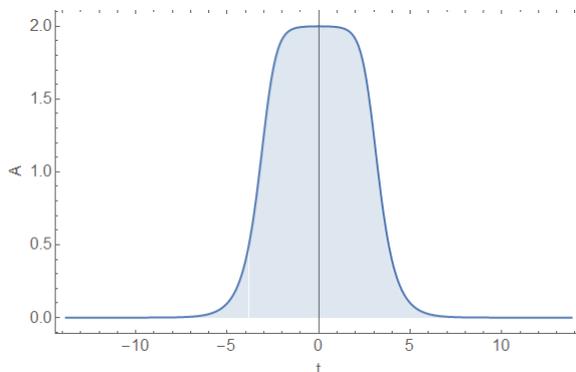


Рис. 1. Солитон огибающей в форме платикона, полученный в рамках модели  $\varphi^6$

величина ПДМ и локального поля, тем больше форма солитона отличается от гиперболического секанса. Более того, найденные солитоны являются фазово модулированными. Их площадь отличается от  $2\pi$ , а фаза нелинейно зависит от интенсивности. В общем случае задача может быть сведена к нахождению солитонных решений в рамках моделей  $\varphi^6$  и  $\varphi^8$ . Выявлены новые формы солитонов, среди них «платикон» (Рис.1), а также «солитон на пьедестале» (Рис.2).

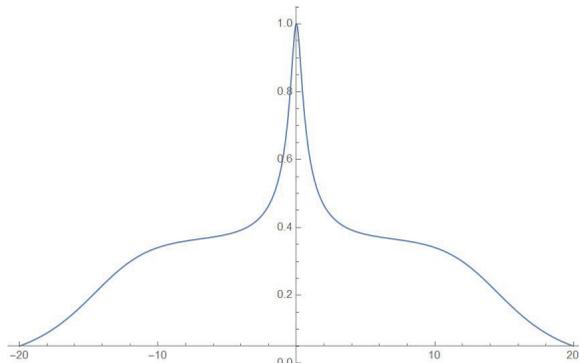


Рис. 2. Солитон огибающей в форме платикона, полученный в рамках модели  $\varphi^8$

Обсуждаются прикладные аспекты полученных солитонных решений для возможных приложений, включая генерацию гармоник, в том числе параметрическую генерацию терагерцового излучения.

### Литература

1. Warburton R. J. Giant permanent dipole moments of excitons in semiconductor nanostructures. / R. J. Warburton, D. Haft, C. Schäfflein, K. Karrai, J. M. Garcia, W. Schoenfeld and P. M. Petroff // Phys. Rev. B.- 2002.- V. 65.- P. 2282

## SOLITONS IN NANOCOMPOSITES WITH SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS

O. Khasanov<sup>1,\*</sup>, R. Rusetsky<sup>1</sup>, O. Fedotova, T. Smirnova<sup>2</sup>, A. Berestovsky<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Scientific-Practical Materials Research Centre, NAS Belarus,  
9 Brouki str. Minsk 220072 Belarus,

<sup>2</sup>Belarusian State University,  
4 Nezavisimosty av., Minsk 220030 Belarus

\*e-mail: olkhas@mail.ru

The soliton regimes of high-power femtosecond pulse propagation in nanocomposites with semiconductor quantum dots are analyzed. The pulses are proposed to be in resonance with exciton transitions between exciton states. The influence of the permanent dipole moment of quantum dots and the local field is taken into account. It is shown that the problem is reduced to finding soliton solutions within the framework of models  $\varphi^6$  and  $\varphi^8$ . New forms of solitons were revealed, among them "platicon", as well as "soliton on a pedestal".

**Key words:** semiconductor quantum dots, permanent dipole moment, exciton states, soliton.

# СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В КВАНТОВЫХ МАТЕРИАЛАХ С КОМПЛЕКСНОЙ СЕТЕВОЙ СТРУКТУРОЙ

Д.В. Царёв<sup>1,\*</sup>, М.М. Никитина<sup>1</sup>, А.Е. Авдюшина<sup>1</sup>, А.П. Алоджанц<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО

197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, литер А

\*e-mail: dmitriy\_93@mail.ru

В работе впервые предложены двумерные квантовые материалы, организованные в виде комплексной сети, содержащей двухуровневые квантовые системы (атомы, квантовые точки и т.д.), взаимодействующие с фотонным полем, распространяющимся вдоль ребер сети. Показано, что топологические особенности сетевой архитектуры материала позволяют добиться усиления взаимодействия свет-вещество в  $\sqrt{\zeta}$  раз, где  $\zeta = \langle k^2 \rangle / \langle k \rangle$  – нормированный второй момент распределения степеней узлов сети, существенно возрастающий в аномальном режиме сетевой структуры. При этом существенно увеличивается частота Раби, а также обеспечиваются условия для высокотемпературного сверхизлучательного фазового перехода.

**Ключевые слова:** сверхизлучение, фазовый переход, комплексная сеть, ультрасильная связь.

Одной из важных проблем современной квантовой оптики является повышение силы взаимодействия между веществом и квантованным электромагнитным излучением. Речь идет о достижении не только режима сильной, но и также ультрасильной (ultrastrong) связи, когда коллективный параметр связи двухуровневых квантовых систем (ДКС) с полем  $g$  становится сопоставимым (по порядку величины) с частотой фотонной моды резонатора, т.е.  $g \approx \omega_{ph}$  [1]. До сих пор режим сверхсильной связи наблюдался для искусственных атомов – сверхпроводящих систем, когда характерная резонансная частота  $\omega_{ph}$  находится в диапазоне ГГц [2]. В этой связи возникает принципиальный вопрос: можно ли обеспечить ультрасильную связь с полем для атомов, квантовых точек, экситонов в диапазоне частот, близких к видимому свету, существенно повысив при этом эффективную частоту Раби (параметр связи  $g$ )?

Для решения данной проблемы в работе рассмотрен сверхизлучательный фазовый (СИ) переход в термодинамически равновесной системе поле + вещество, представляющей двухмерный (мета)материал, организованный в виде комплексной сетевой структуры [3]. Полагается, что интерфейс материала выполнен в виде графа, в каждом из  $N$  узлов которого расположены ДКС, полагаемые идентичными. Сетевая архитектура материала описывается числом ребер связанных с каждой  $i$ -ой ДКС, что характеризуется степенью соответствующего узла графа  $k_i$  и некоторым законом распределения этих степеней  $p(k)$ . Физически эти ребра представляют собой волноводы, квантованное излучение которых описывается операторами уничтожения фотонной моды  $\hat{a}_j$ . В континуальном пределе рассмотрим степенной закон распределения степеней узлов в виде

$$p(k) = \frac{(\gamma - 1)k_{min}^{\gamma-1}}{k^\gamma}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  – показатель степени. На рисунке 1(а-в) представлены схемы материалов с аномальной ( $1 < \gamma < 2$ ), безмасштабной ( $2 \leq \gamma \leq 3$ ) и случайной ( $\gamma > 3$ ) сетевыми структурами; рисунок 1(г) демонстрирует закон распределения степеней узлов (1) для данных сетей. Основные статистические характеристики сетевой архитектуры могут быть определены с помощью моментов распределения (1)  $\langle k^n \rangle = \int_{k_{min}}^{k_{max}} k^n p(k) dk$  различного порядка  $n$ , где  $k_{min}$  и  $k_{max}$  – минимальная и максимальная связанности узлов. Здесь особое значение имеют средняя связанность узлов  $\langle k \rangle$  ( $n = 1$ ), а также нормированный второй момент  $\zeta = \langle k^2 \rangle / \langle k \rangle$ . Зависимости  $\langle k \rangle$  и  $\zeta$  от  $\gamma$  представлены на вставке рис. 1(г).

Гамильтониан рассматриваемой системы может быть записан в следующем виде, ср. с [4]:

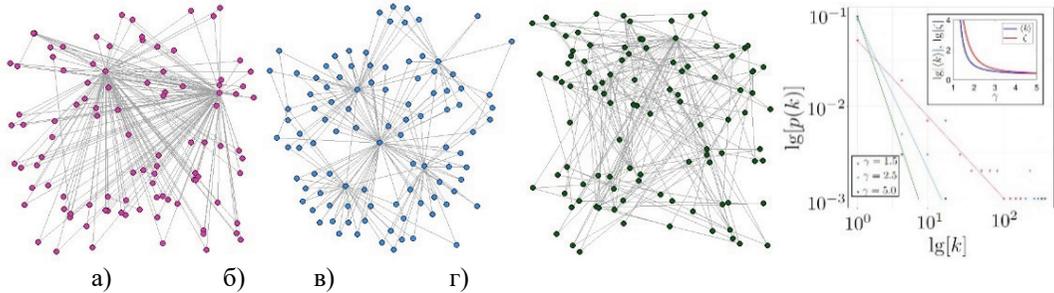
$$\hat{H} = \hbar \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{\omega}{2} \hat{\sigma}_i^z + \frac{\omega_{ph}}{N} \sum_{j=1}^{k_i} \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j + \frac{g}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^{k_i} (\hat{a}_j \hat{\sigma}_i^+ + \hat{a}_j^\dagger \hat{\sigma}_i^-) \right\}, \quad (2)$$

где  $\omega$  – частота перехода ДКС, которую для простоты будем полагать одинаковой для всех ДКС;  $\hat{\sigma}_i^z, \hat{\sigma}_i^\pm$  – операторы инверсии населенности и перехода в возбужденное/основное состояния для  $i$ -й ДКС, соответственно. Стоит отметить, что гамильтониан (1) коммутирует с оператором числа возбуждений  $i$ -й ДКС  $\hat{N}_{ex,i} = \frac{1}{2} \hat{\sigma}_i^z + \sum_{j=1}^{k_i} \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j$ . В дальнейшем для краткости будем опускать постоянную Планка  $\hbar$ , а также постоянную Больцмана  $k_B$ .

Далее будем придерживаться следующих допущений. Во-первых, будем описывать систему большим каноническим ансамблем с химическим потенциалом  $\mu$ , который учтём в (2) формальной заменой  $\omega \rightarrow \omega - \mu$  и  $\omega_{ph} \rightarrow \omega_{ph} - \mu$ . Во-вторых, будем полагать, что все фотонные моды когерентны, что позволит использовать базис когерентных состояний  $|\alpha_j\rangle$ . Кроме того, введем параметр плотности возбуждений  $\rho = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \langle \hat{N}_{ex,i} \rangle = \frac{\langle k \rangle \Lambda^2}{N} + \frac{1}{2} S_z$ , где  $S_z = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \langle \hat{\sigma}_i^z \rangle$  – средняя коллективная инверсия населенностей,  $\Lambda = \sqrt{N_{ph}}$  – параметр порядка,  $N_{ph}$  – нормированное полное число фотонов. Далее, в рамках приближения среднего поля может быть вычислена статистическая сумма  $\mathbb{Z}(N, T) = \text{Tr}[e^{-\hat{H}}/T]$ , где  $T$  – температура системы. Полагая  $N \gg 1$  и перейдя в (2) от суммирования к интегрированию, с помощью  $\mathbb{Z}$  окончательно получим

$$\omega_{ph} = \frac{g^2}{\langle k \rangle} \int_{k_{min}}^{k_{max}} \frac{k^2 p(k) dk}{\Gamma} \tanh \left[ \frac{\Gamma}{2T} \right]; \quad \rho = \frac{\langle k \rangle \Lambda^2}{N} - \frac{1}{2} \int_{k_{min}}^{k_{max}} \frac{\omega p(k) dk}{\Gamma} \tanh \left[ \frac{\Gamma}{2T} \right], \quad (3)$$

где  $\Gamma \equiv \sqrt{\omega^2 + 4k^2 g^2 \Lambda^2 / N}$ . Разрешив (3), относительно  $\mu$  можно получить аналитические решения для химического потенциала (ср. с [4])



**Рис. 1.** Материалы, организованные в виде сетей со степенным законом распределения узлов при (а)  $\gamma = 1.5$ , (б)  $\gamma = 2.5$  и (в)  $\gamma = 5$ , соответствующие аномальному, безмасштабному и случайному режимам, соответственно; (г) – степенные распределения степеней узлов в двойном логарифмическом масштабе для данных сетей; вставка в (г) показывает зависимости  $\langle k \rangle$  и  $\zeta$  от  $\gamma$ .  $N = 100$ ;  $k_{min} = 2$ .

$$\mu_{1,2} = \frac{\omega + \omega_{ph}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 - 8g^2 \zeta \left( \rho - \frac{\langle k \rangle}{N} \Lambda^2 \right)}, \quad (4)$$

где  $\Delta = \omega - \omega_{ph}$  – отстройка от резонанса.

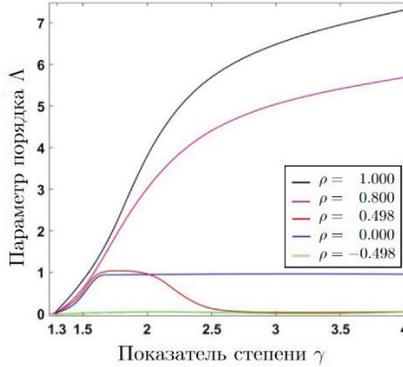
На рис. 2 приведена зависимость параметра порядка  $\Lambda$  от показателя степени  $\gamma$ , определяющего сетевую архитектуру материала, при фиксированной  $\rho$ . Как видно из (4), химический потенциал системы образует две ветви – верхнюю  $\mu_1$  и нижнюю  $\mu_2$ , где выражение под корнем есть эффективная частота (расщепления) Раби. Из (4) можно определить, насколько сильно взаимодействует поле с ансамблем ДКС в материале. Так, в пределе малой плотности возбуждений (зеленая кривая на рис. 2) выполняются условия  $\langle k \rangle \Lambda^2 \ll N$ ,  $S_z \simeq -1$ ,  $\rho \simeq -0.5$ ,

и при  $\Delta = 0$  величина расщепления Раби  $g\sqrt{\zeta}$  может быть увеличена в  $\sqrt{\zeta}$  раз благодаря архитектуре материала. Таким образом, в рассматриваемом пределе условие достижения сильной (правое неравенство) и сверхсильной (левое неравенство) связи свет-вещество сводится к условию

$$\Gamma, \kappa \ll g\sqrt{\zeta} \lesssim \omega_{ph}, \quad (5)$$

где  $\Gamma$  и  $\kappa$  – скорость дефазировки и потерь фотонов, соответственно.

Как видно из вставки к рис. 1(г),  $\zeta \rightarrow \infty$  при  $\gamma \rightarrow 1$  в аномальном режиме сетевой архитектуры, ср. с [3]. Материал с аномальной сетевой структурой на рис. 1(а) позволяет добиться выполнения условий (5), за счет высокой чувствительности  $\zeta$  к изменению  $\gamma$ . Так, в [4] была получена оценка требований к значению этого параметра:  $\gamma = 1.219$  для двухуровневых цезиевых атомных систем.



**Рис. 2.** Зависимость  $\Lambda$  от  $\gamma$  для ансамбля из  $N = 300$  квантовых точек;  $k_{min} = 2$ ;  $g \approx 1.8$  мэВ;  $\Delta = 9g$ ;  $\omega = 792g$ .

С увеличением  $\rho$  возникает насыщение ДКС; в том же приближении  $\langle k \rangle \Lambda^2 \ll N$ , при  $S_z \approx 0$  имеем  $\rho = 0$ , а при  $\rho > 0$  наблюдается инверсия населенностей ДКС, достигающая максимума при  $\rho = 0.5$ . Из рис. 2 видно, что в этом случае параметр порядка не испытывает существенного роста и убывает для материалов с сетевой архитектурой  $\gamma \geq 2$ . Если же  $\rho > 0.5$  (что означает установление небольшого поля сверхизлучения), параметр порядка начинает стремительно расти, что может привести к переходу в режим лазера, когда число фотонов СИ становится больше числа ДКС.

Положив в (3)  $\Lambda = 0$ , можно определить условия СИ фазового перехода. Для нижней ветви  $\mu_2$  в (4) при  $\Delta = 0$  он происходит при температуре  $T > T_c$ , где  $T_c = \frac{\sqrt{-8g^2\zeta\rho}}{4 \tanh^{-1}[2\rho]}$ , т.е.  $T_c \propto \sqrt{\zeta}$ . Таким образом, в аномальном режиме, когда  $\gamma \rightarrow 1$ ,  $T_c \rightarrow \infty$  даже при  $\rho < 0$ , т.е. температура сверхизлучательного фазового перехода оказывается аномально большой, что полностью определяется топологическими особенностями сети. С другой стороны, для режима случайной сети, при  $\gamma > 3$ ,  $\zeta$  стремится к конечному пределу, см. [4], так что и  $T_c$  также конечно. При заданной температуре  $T$ , а также при  $-0.5 < \rho < 0$ , можно установить критическое значение корреляций степеней узлов  $\zeta_c = \frac{2T^2(\tanh^{-1}[2\rho])^2}{|\rho|g^2}$ , т.е. СИ наступает при  $\zeta > \zeta_c$ .

Учет оптических потерь и дефазировки поляризации ДКС нами недавно был также проанализирован в [5]. Эти исследования открывают новые возможности для разработки робастных устройств квантовых вычислений, а также новых (низкопороговых) источников квантового излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда 23-22-00058 “Когерентные эффекты в двухмерных квантовых материалах с интерфейсом сложных сетей”.

**Литература**

1. Kockum A.F., Miranowicz A., De Liberato S. et al. // Nat. Rev. Phys. 2019. V. 1, P. 19.
2. Niemczyk T., Deppe F., Huebl H. et al. // Nat. Phys. 2010. V. 6, P. 772.
3. Bazhenov A.Yu., Tsarev D.V., Alodjants A.P. // Phys. Rev. E. 2021. V. 103, P. 062309.
4. Баженов А.Ю., Никитина М.М., Алоджанц А.П. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115, С. 685
5. Баженов А. Ю., Никитина М. М., Царёв Д. В., Алоджанц А. П. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117, С. 819.

## SUPERRADIANT PHASE TRANSITION IN QUANTUM COMPLEX NETWORK STRUCTURE MATERIALS

**D.V. Tsarev<sup>1,\*</sup>, M.M. Nikitina<sup>1</sup>, A.E. Avdyushina<sup>1</sup>, A.P. Alodjants<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*ITMO University*

*197101, St.-Petersburg, Kronverksky Prospect, 49 A*

\*e-mail: dmitriy\_93@mail.ru

The paper proposes for the first time two-dimensional quantum materials organized as a complex network containing two-level quantum systems (atoms, quantum dots, etc.) and interacting with a photon field propagating along the edges of the network. It is shown that the topological features of the network architecture of the material make it possible to achieve an increase in the light-matter interaction by a factor of  $\sqrt{\zeta}$ , where  $\zeta = \langle k^2 \rangle / \langle k \rangle$  is the normalized second moment of the distribution of degrees of network nodes, which increases significantly in the anomalous regime of the network structure. In this case, the Rabi frequency increases significantly, and the conditions for a high-temperature superradiant phase transition are provided.

**Key words:** translation from Russian, superradiance, phase transition, complex network, ultrastrong coupling.

# ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ САМОКОМПРЕССИЯ В ОДНОМЕРНЫХ МАССИВАХ ВОЛНОВОДОВ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

С.В. Чекалин<sup>1,\*</sup>, А.А. Архипова<sup>1,2</sup>, С.А. Журавицкий<sup>1,3</sup>, Н.Н. Скрябин<sup>1,3</sup>,  
И.В. Дьяконов<sup>1,3</sup>, А.А. Калинин<sup>1,3</sup>, С.П. Кулик<sup>1,3</sup>, Я.В. Карташов<sup>1</sup>, В.Н. Задков<sup>1</sup>,  
В.О. Компанец<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики",  
101000 Москва, Россия

<sup>3</sup>Центр квантовых технологий, Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова,  
119991 Москва, Россия

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

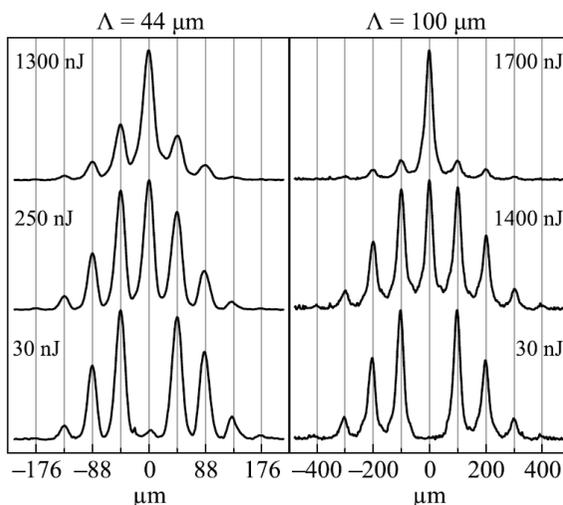
Исследованы особенности нелинейного распространения высокоинтенсивных импульсов коротковолнового инфракрасного диапазона в протяженных одномерных массивах волноводов с различными пространственными периодами, сформированных в плавленом кварце методом лазерной записи. Экспериментально зарегистрирована более чем десятикратная самокомпрессия фемтосекундных импульсов до длительности в несколько периодов светового поля.

**Ключевые слова:** массивы волноводов, нелинейная самокомпрессия, ИК излучение.

Одним из наиболее интересных явлений самовоздействия высокоинтенсивного излучения при распространении в средах с керровской нелинейностью является ситуация, когда волновой пакет локализуется как в пространстве, так и во времени, в результате точного баланса между фокусирующей нелинейностью среды, дифракцией и аномальной дисперсией и образуются так называемые световые пули [1]. Однако, эти состояния в однородной кубичной нелинейной среде являются динамически неустойчивыми и при распространении в изотропной конденсированной среде пространственно-временная локализация световых пуль наблюдается лишь на протяжении долей миллиметра, после чего эти состояния разрушаются [2]. В пространственно-неоднородных фокусирующих средах, таких как массивы волноводов с небольшой глубиной модуляции показателя преломления, эта дистанция может быть кардинально увеличена, поскольку поперечная периодическая модуляция показателя преломления среды оказывает стабилизирующее воздействие и может привести к подавлению коллапса даже для трехмерных волновых пакетов. Кроме того, в таких средах может наблюдаться значительная (по теоретическим предсказаниям - до десятков раз) самокомпрессия импульсов [3,4].

В настоящей работе экспериментально исследованы особенности трансформации пространственно-временной структуры излучения в одномерных массивах волноводов, изготовленных в плавленом кварце методом лазерной записи [5]. Исследовались два одномерных массива из 9 волноводов с разными контрастами показателя преломления ( $\Delta n = 1.3 \cdot 10^{-3}$  и  $\Delta n = 4.2 \cdot 10^{-4}$ ), причем периоды массивов были подобраны так, чтобы константы связи между соседними волноводами были одинаковыми и равными  $C=0.25 \text{ см}^{-1}$  (здесь константа связи определяет длину перекачки  $L=\pi/2C$  мощности из возбужденного волновода в соседний). Для реализации одинаковых констант связи в двух массивах подобранные периоды составляли 44 мкм и 100 мкм, для массива с высоким и низким контрастом, соответственно.

При исследовании распространения излучения ИК диапазона в данных массивах для получения максимальной пространственной локализации волнового пакета при помощи амплитудной маски или регулируемой щели изменялась спектральная ширина излучения. Для регистрации пространственно-временного распределения на выходе из массивов волноводов использовалась кросс-корреляционная система регистрации.

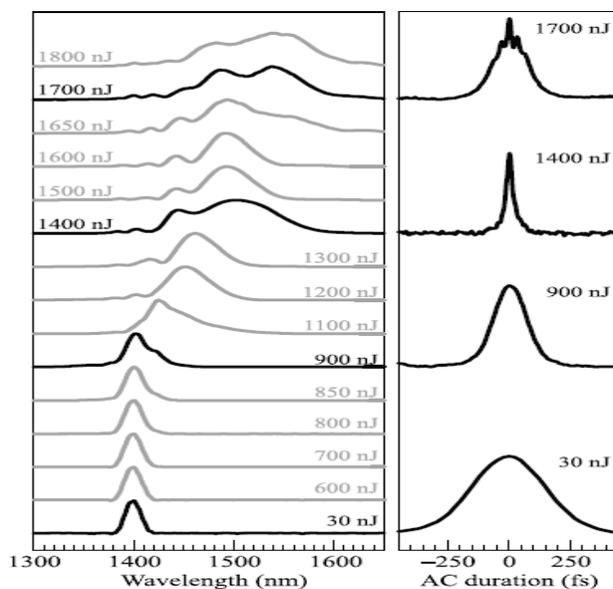


**Рис. 1.** Выходные распределения интенсивности из массивов с высоким (слева) и с низким (справа) контрастом при линейном распространении (30 нДж), на пороге локализации (250 и 1400 нДж) и при максимальной степени пространственной локализации (1300 и 1700 нДж)

Экспериментально измеренные профили выходного ИК излучения из массивов с высоким и низким контрастом при фокусировке в центральный волновод фемтосекундного излучения на длине волны 1400 нм, лежащей в области слабой аномальной дисперсии кварца (Рис.1), показали, что с ростом энергии импульса свет концентрируется в центральном волноводе, при изначально достаточно сильно выраженных хвостах, типичных для картины с дискретной дифракцией. При достижении определённых пороговых значений энергии (250 нДж в массиве с высоким контрастом и 1400 нДж в массиве с низким контрастом) достаточно резко начинает проявляться нелинейная пространственная локализация. Дальнейшее увеличение энергии приводит к сильной локализации излучения практически в одном возбуждаемом волноводе. Несмотря на одинаковые темпы дискретной дифракции в массивах с разным контрастом при малых входных энергиях импульса, нелинейное распространение в них существенно отличается. Оптимальная длительность импульсов для достижения максимальной степени локализации в массивах с высоким контрастом показателя преломления составляла 500-750 фс, а степень временной компрессии не превышала 4. В то же время, при распространении излучения в массиве с низким контрастом оптимальная для локализации длительность входных импульсов на длине волны 1400 нм составляла 252 фс. Несмотря на достаточно высокий порог нелинейной локализации в последнем случае, заметно большая часть излучения концентрируется в центральном волноводе (Рис.1).

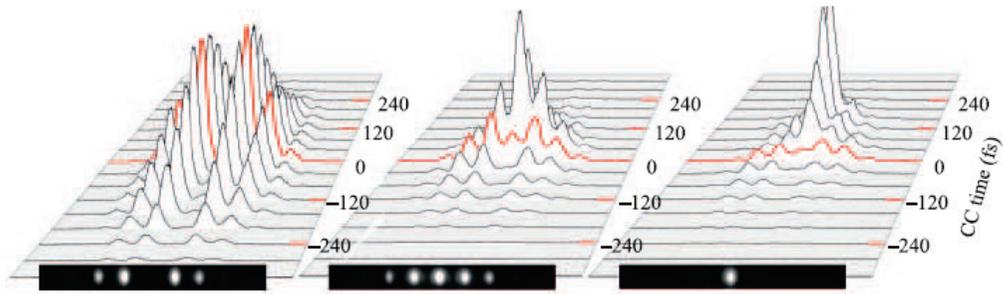
Для исследования спектральной и временной эволюции (Рис.2) на выходе из образца устанавливалась диафрагма диаметром 100 мкм, которая пропускала излучение только из центрального волновода. Результаты измерений демонстрируют динамику уширения спектра импульса одновременно с красным смещением, вызванным самоиндуцированным комбинационным рассеянием, с увеличением входной энергии импульса (Рис. 2, слева). При этом в центральном волноводе происходит временная компрессия импульса (Рис. 2, справа). При входной энергии 1400 нДж наблюдалась минимальная длительность импульса на выходе, составившая 20.2 фс (FWHM), что соответствует 4 периодам светового поля на длине волны 1500 нм и находится на нижней границе временного разрешения используемого автокоррелятора ASF-20. Таким образом, при прохождении массива волноводов с низким контрастом происходит сжатие импульса более чем на порядок. Зарегистрированная длительность импульса в боковых каналах совпала с входной (252 фс) вплоть до энергий 500 нДж. Дальнейшее увеличение энергии приводит к резкому росту пространственной локализации, когда энергия концентрируется практически в одном канале, при этом импульс может разбиваться на несколько импульсов в результате развития модуляций на исходной

широкой временной огибающей. Первая точка временной локализации, которая может быть ассоциирована с формированием световой пули, в центральном волноводе образуется на выходе из образца (см. автокорреляционную функцию на Рис. 2 при 1400 нДж). При дальнейшем росте энергии формируется вторая, третья и т.д., (Рис.2 при 1700 нДж).



**Рис. 2.** Нормированные спектры (слева) и автокорреляционные функции (справа) импульсов на выходе из центрального канала массива волноводов с низким контрастом, измеренные при указанных входных энергиях

Следует отметить, что в отличие от формирования световой пули в изотропных конденсированных средах максимальная самокомпрессия в линейном массиве волноводов осуществляется в большем диапазоне энергий. Данная особенность, вызванная смягчением волнового коллапса даёт потенциальную возможность в использовании таких массивов для стабильной компрессии субпикосекундных импульсов от различных источников ультракороткого излучения. Пространственно-временная динамика, измеренная кросскорреляционным методом в исследуемом массиве волноводов для уровней энергий, соответствующих квазилинейному расплыванию, порогу локализации и максимальной степени пространственной локализации, показана на Рис.3. Красным цветом выделена нулевая задержка между линейно дифрагировавшим ИК импульсом и опорным 45 фс импульсом титан-сапфировой лазерной системы. На левой части Рис. 3 представлено линейное пространственно-временное распределение излучения на выходе из массива. Длительность ИК импульса, восстановленного из кросс-корреляции для каждого отдельного волновода, составляет  $\sim 250$  фс и практически совпадает с входной длительностью. В средней части Рис. 3 хорошо видна эволюция импульса на пороге пространственной локализации. Излучение в боковых волноводах начинает сжиматься по времени приблизительно до 100 фс, при этом в центральном канале сжатие намного сильнее выражено и происходит позже по времени. Кросскорреляционное измерение с меньшим шагом задержки показало, что длительность на выходе из центрального волновода не превышает 27 фс при рамановском запаздывании в несколько десятков фемтосекунд. С дальнейшим увеличением энергии входных импульсов видна нелинейная временная локализация с укрупнением заднего фронта импульса и рамановское запаздывание, аналогичное наблюдавшемуся в работе [6].



**Рис. 3.** Кросскорреляционные измерения выходного излучения из массива с  $n = 4.2 \cdot 10^{-4}$  в зависимости от входной энергии ИК импульсов. Линейный режим (200 нДж, слева), порог локализации (1400 нДж, центр) и максимальная локализация (1700 нДж, справа). Красной линией выделена нулевая задержка между опорным и исследуемым импульсами. В нижнем ряду показаны соответствующие изображения выходных профилей на ИК камере

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект # 21-12-00096)

### Литература

1. Silberberg Y. // *Optics Letters*. 1990. V. 15. P. 1282.
2. Чекалин С.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П.//УФН. 2019. Т.189. С.299.
3. Balakin A. A., Skobelev S. A., Andrianov A. V. et al. // *Optics Letters*. 2019. V.44. P. 5085.
4. Rehan M. Kumar G., Rastogi V. et al. // *Laser Physics*. 2019. V.29. P. 025104.
5. Архипова, А. А. Журавицкий С. А., Скрыбин Н. Н. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 2023. Т. 117. №. 5. С. 344.
6. Eilenberger F., Minardi S., Szameit A. et al. // *Phys. Rev. A* 2011. V.84. P. 013836.

## SPATIOTEMPORAL SELF-COMPRESSION OF PULSES IN ONE-DIMENSIONAL WAVEGUIDE ARRAYS AT ANOMALOUS GROUP VELOCITY DISPERSION

S.V. Chekalin<sup>1,\*</sup>, A.A. Arkhipova<sup>1,2</sup>, S.A. Zhuravitskii<sup>1,3</sup>, N.N. Skryabin<sup>1,3</sup>,  
I.V. D'yakov<sup>1,3</sup>, A.A. Kalinkin<sup>1,3</sup>, S.P. Kulik<sup>3</sup>, Ya.V. Kartashov<sup>1</sup>, V.N. Zadkov<sup>1</sup>,  
V.O. Kompanets<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 108840 Russia*

<sup>2</sup> *National Research University Higher School of Economics, Moscow, 101000 Russia*

<sup>3</sup> *Quantum Technology Center, Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

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

The features of nonlinear propagation of high-intensity pulses in the short-wavelength infrared range in extended one-dimensional waveguide arrays with different spatial periods, formed in fused silica by laser writing, are studied. More than tenfold self-compression of femtosecond pulses up to a duration of several periods of the light field is experimentally observed.

**Key words:** waveguide arrays, nonlinear self-compression, infrared radiation.

# МИКРОРЕЗОНАТОРЫ С БИХРОМАТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ КОГЕРЕНТНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ, ГЕНЕРАЦИИ СОЛИТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И ИСТОЧНИКОВ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА

Д.А. Чермошенцев<sup>1,2,3,\*</sup>, А.Е. Шитиков<sup>1</sup>, А.Н. Данилин<sup>1,4</sup>, А.К. Воробьев<sup>1,2</sup>,  
Н.Ю. Дмитриев<sup>1</sup>, Д.М. Сокол<sup>1,2</sup>, Н.С. Татарина<sup>1,2</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, И.А. Биленко<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>*Российский квантовый центр  
143026, Сколково, Россия*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт  
141701, Долгопрудный, Россия*

<sup>3</sup>*Сколковский институт науки и технологий  
143025, Сколково, Россия*

<sup>4</sup>*Физический факультет Московского Государственного Университета  
119991, Москва, Россия*

\*e-mail: dac@rqc.ru

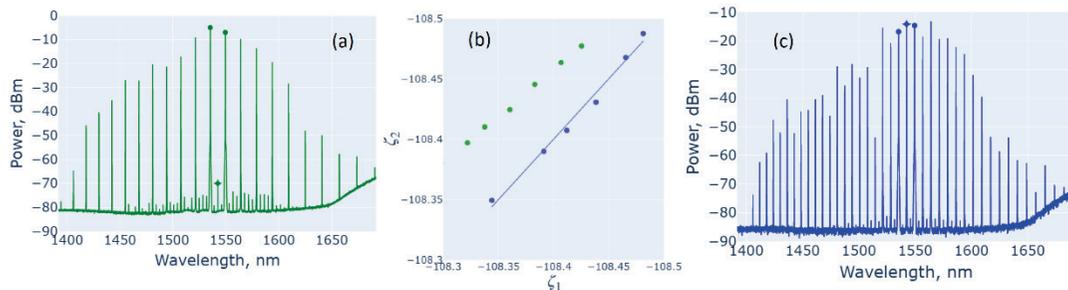
В данной работе теоретически и экспериментально исследуются возможности реализации генераторов солитонных кристаллов и сжатых состояний света на основе интегральных кольцевых микрорезонаторов с бихроматической накачкой. Продемонстрировано, что использование эффекта одновременного затягивания нескольких полупроводниковых диодных лазеров на собственные моды микрорезонатора позволяет создавать компактные устройства для генерации солитонных импульсов и сжатых состояний.

**Ключевые слова:** нанофотоника, интегральный кольцевой микрорезонатор, солитон, платикон, сжатые состояния света, нелинейность, оптический параметрический осциллятор, четырехволновое смешение

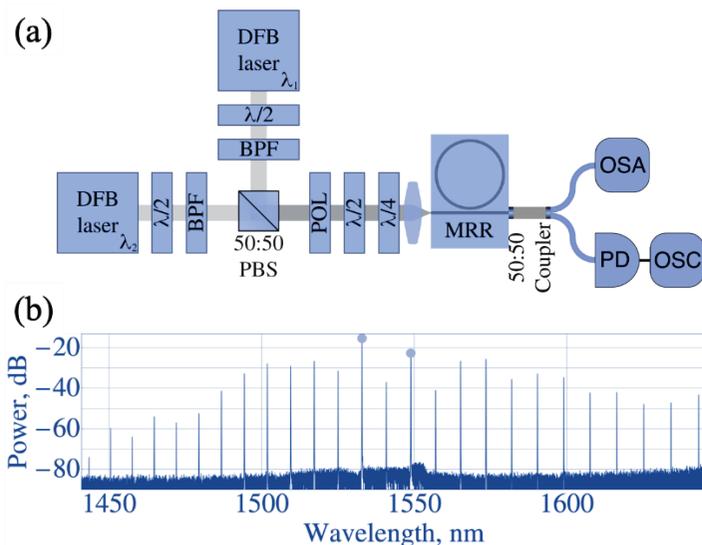
Развитие интегральной фотоники в последнее десятилетие привело к возможности производить высококачественные интегральные схемы, способные решать различные сложные задачи. Эти схемы основаны на точной настройке одного или нескольких микрорезонаторов для манипулирования световым потоком и управления им. Это обеспечивает возможность реализовывать когерентные вычисления, являющиеся основой для разработки когерентных машин Изинга или оптических нейронных сетей [1, 2]. Кроме того, кольцевые микрорезонаторы активно исследуются на предмет их использования в качестве источника квантовых состояний света [3]. Кольцевые микрорезонаторы позволяют реализовать компактный и масштабируемый подход к генерации одиночных фотонов, запутанных фотонных пар и других квантовых состояний света, а также манипулированию ими. Это открывает возможности для реализации протоколов распределения квантовых ключей, криптографии и схем квантовых вычислений. Одним из перспективных подходов к реализации оптических вычислительных устройств, источников квантового излучения и генерации солитонов на основе микрорезонаторов является использование бихроматической накачки. Производительность вырожденных оптических параметрических осцилляторов (ВОПО) в такой системе позволяет кодировать значения спина в фазовые состояния для решения задач комбинаторной оптимизации или генерировать сжатые состояния света. Тем не менее, практическая реализация такого процесса и детальная характеристика его динамики являются важнейшими задачами современной фотоники.

В нашей работе мы проводим теоретическое и экспериментальное исследование реализации ОПО и ВОПО в микрорезонаторе с бихроматической накачкой. Мы характеризуем стационарные и динамические свойства такой системы и анализируем процесс генерации солитонов. Мы предлагаем схему генерации солитонов в виде автономного устройства с алгоритмом включения и автоматической настройкой (Рис. 1). Мы оцениваем значения порога осцилляций в такой системе и определяем оптимальные параметры кольцевого микрорезонатора для реализации ВОПО в процессе вырожденного четырехволнового

смешивания. Мы показываем, что два диодных лазера затянутые на собственные моды микрорезонатора [4, 5] могут быть использованы в качестве компактного устройства для генерации стабильных солитонных кристаллов и сжатых состояний света (Рис. 2).



**Рис. 1** Экспериментальные результаты. Два режима генерации показаны цветными точками в плоскости частотных перестроек - см. (b). Зеленые точки соответствуют асимметричному сканированию частоты накачки и слабому сигналу ВОПО, который отмечен ромбом в спектре (a). Синие точки соответствуют симметричному частотному сканированию вдоль синей линии. Синий спектр, показанный на рисунке (c), наблюдается при движении вдоль синей линии на рисунке (b).



**Рис. 2** (a) Схема экспериментальной установки по генерации солитонных кристаллов при использовании эффекта затягивания двух диодных лазеров; (b) Полученный с помощью рассматриваемой схемы с бихроматической накачкой оптический спектр ВОПО. Длины волн накачек выделены кругами.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 23-42-00111).

### Литература

1. Ohno, S., et al., *ACS Photonics*, **9(8)**, 2614 (2022).
2. Okawachi, Y., et al., *Nat. Commun.*, **11(1)**, 4119 (2020).
3. Zhao, Y., et al. *PRL*, **124(19)**, 193601 (2020).
4. N.M. Kondratiev, et al., *Front. Phys.* 18(2), 21305 (2023).
5. D.A. Chermoshentsev et al., *Opt. Exp.* 31(1), 313 (2023).

## BICHROMATICALLY PUMPED MICRORESONATORS FOR COHERENT CALCULATIONS, GENERATION OF SOLITONIC CRYSTALS, AND SOURCES OF QUANTUM STATES OF LIGHT

D. Chermoshentsev<sup>1,2,3,\*</sup>, A. Shitikov<sup>1</sup>, A. Danilin<sup>1,4</sup>, A. Vorobyev<sup>1,2</sup>, N. Dmitriev<sup>1</sup>, D. Sokol<sup>1,2</sup>, N. Tatarinova<sup>1,2</sup>, V. Lobanov<sup>1</sup>, I. Bilenko<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>*Russian Quantum Center*

*143026, Skolkovo, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology*

*141701, Dolgoprudny, Russia*

<sup>3</sup>*Skolkovo Institute of Science and Technology*

*143025, Skolkovo, Russia*

<sup>4</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*

*119991, Moscow, Russia*

\*e-mail: dac@rqc.ru

This paper theoretically and experimentally investigated the possibilities of implementing generators of soliton crystals and squeezed states of the light based on a bichromatically pumped integrated ring microresonator. It is demonstrated that the effect of simultaneous self-injection locking of several semiconductor diode lasers on the eigenmodes of the microresonator makes it possible to develop compact devices for generating soliton pulses and squeezed states.

**Key words:** nanophotonics, integrated ring microresonator, soliton, platicon, squeezed states of light, nonlinearity, optical parametric oscillator, four-wave mixing.

## КВАНТОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ И ЗАРЯДА В БИОПОЛИМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

А.В. Чижов<sup>1,\*</sup>, З. Ивич<sup>2</sup>, Д. Чевизович<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория радиационной биологии, Объединённый институт ядерных исследований  
141980 Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерных наук «Винча»  
11001 Белград, п.я. 522, Сербия

\*e-mail: chizhov@jinr.ru

В предлагаемом поляронном подходе к описанию транспортных процессов в биомолекулах, основанном на концепции частичного одевания, продемонстрирована возможность переноса энергии и заряда в виде состояний стабильного полярона (солитона). Проанализирована динамика полярона и возникающих при таком транспорте квантовых корреляций между структурными элементами макромолекулярной цепи с учетом влияния температуры и основных системных параметров цепи.

**Ключевые слова:** полярон, биомолекулы, квантовые корреляции, квантовое перепутывание.

Процессы переноса энергии и заряда в биомолекулах, таких как белки, РНК и ДНК, играют важную роль в жизнедеятельности живых организмов. В частности, считается, что белковые молекулы выступают в роли медиаторов в механизмах обеспечения энергией разнообразных биологических процессов. Миграция заряда в РНК и ДНК напрямую связана с повреждениями этих молекул, что может снизить точность репликации ДНК и, следовательно, может стать источником геномных мутаций. Кроме того, биомолекулы применяются в нанотехнологиях, что обеспечивает миниатюризацию микроэлектронных устройств.

Для описания транспортных процессов энергии и заряда в биомолекулах предложен поляронный подход, основанный на концепции частичного одевания квантовых состояний [1,2]. С этой целью используется вариационный метод, связанный с обобщёнными унитарными преобразованиями Ланга-Фирсова. Влияние температуры внешней среды на свойства полярона и, в частности, на степень его одевания учитывается в рамках метода среднего поля фононов.

Показано, что транспорт полярона приводит к возникновению квантовых корреляций и квантового перепутывания между структурными элементами макромолекулярной цепи [3,4]. В настоящее время считается, что квантовые корреляции и запутанность между электронными состояниями нуклеиновых кислот в ДНК ответственны, в частности, за процессы её репарации и репликации. Проанализирована степень квантового внутримолекулярного перепутывания в зависимости от основных системных параметров цепи и температуры и показана возможность устойчивых внутримолекулярных квантовых корреляций.

### Литература

1. Chevizovich D., Chizhov A.V., Ivic Z., Reshetnyak A.A. // *Nanosyst.: Phys. Chem. Math.* 2021. V. 12. № 1. P. 32.
2. Chevizovich D., Zdravkovic S., Chizhov A.V., Ivic Z. // *Chin. Phys. B.* 2023. V. 32. № 1. P. 010506.
3. Chizhov A.V., Chevizovich D., Ivic Z., Galovic S. // *Nanosyst.: Phys. Chem. Math.* 2019. V. 10. № 2. P. 141.
4. Chizhov A.V. Quantum Correlation Effects in Biopolymer Structures. // In: *Nonlinear Dynamics of Nanobiophysics. Chapter 9.* Editors: S. Zdravkovic, D. Chevizovich. Singapore: Springer Nature Singapore Pte Ltd. 2022. P. 233.

# QUANTUM CORRELATION EFFECTS IN THE PROCESSES OF ENERGY AND CHARGE TRANSPORT IN BIOPOLYMER STRUCTURES

A.V. Chizhov<sup>1,\*</sup>, Z. Ivić<sup>2</sup>, D. Čevizović<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Laboratory of Radiation Biology, Joint Institute for Nuclear Research*

*141980 Dubna, Joliot-Curie Str. 6, Russia*

<sup>2</sup>*Vinča Institute for Nuclear Sciences*

*11001 Belgrade, P. O. Box. 522, Serbia*

\*e-mail: chizhov@jinr.ru

In the proposed polaron approach to the description of transport processes in biomolecules, based on the concept of partial dressing, the possibility of energy and charge transfer in the form of states of a stable polaron (soliton) is demonstrated. The dynamics of the polaron and the quantum correlations between the structural elements of the macromolecular chain that arise during such transport are analyzed taking into account the influence of temperature and the main system parameters of the chain.

**Key words:** polaron, biomolecules, quantum correlations, quantum entanglement.

## АНИЗОТРОПИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АПКОНВЕРСИОННЫХ НАНОЧАСТИЦ. КЛАССИЧЕСКИЙ ПОДХОД

А.Г. Шмелев<sup>1,\*</sup>, Е.О. Митюшкин<sup>1</sup>, Л.А. Нуртдинова<sup>1</sup>, А.В. Леонтьев<sup>1</sup>, Д.К. Жарков<sup>1</sup>,  
В.Г. Никифоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
Федеральный исследовательский центр  
«Казанский научный центр Российской академии наук», Казань, Россия  
\*e-mail: sgartjom@gmail.com*

Синтезированы наностержни NaYbF<sub>4</sub>:Er длиной 2 мкм и толщиной 200 нм. Для исследования анизотропии люминесценции синтезированных наностержней применялся классический метод с использованием спектрофлуориметра.

**Ключевые слова:** апконверсионные наночастицы, анизотропия, люминесценция.

В данной работе исследовались люминесцентные свойства синтезированных гидротермальным методом [1] апконверсионных частиц состава NaYbF<sub>4</sub>:Er в форме наностержней длиной 2 мкм и шириной 200 нм. Наностержни, диспергированные в циклогексане исследовались с помощью спектрофлуориметра Fluorolog QM (Horiba). Для измерения анизотропии люминесценции в качестве источника накачки использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 977 нм. Излучение лазера пропусклось через монохроматор и поляризатор, а излучение люминесценции пропусклось через анализатор и монохроматор и регистрировалось с помощью ФЭУ.

Измерение анизотропии люминесценции проводилось по классической методике [2]. Несмотря на наличие анизотропии свойств у подобных кристаллов в представленных экспериментах анизотропия люминесценции не обнаружена. Мы предполагаем наличие нескольких люминесцирующих подсистем с различными выделенными направлениями. Для изучения данной гипотезы необходимо провести исследование анизотропии люминесценции отдельных наночастиц и ансамбля при различных температурах.

### Литература

1. Zharkov D.K., Shmelev A.G., Leontyev A.V., et al. // Las. Phys. Lett. 2020. V. 17(7). Art. No. 075901.
2. Lakowicz J.R. Principles of Fluorescence Spectroscopy. Boston, MA:Springer US, 2006, p. 353.

## LUMINESCENCE ANISOTROPY OF UCNPS: CLASSICAL APPROACH

A.G. Shmelev<sup>1,\*</sup>, E.O. Mityshkin<sup>1</sup>, L.A. Nurtdinova<sup>1</sup>, A.V. Leontyev<sup>1</sup>, D.K. Zharkov<sup>1</sup>,  
V.G. Nikiforov<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  
\*e-mail: sgartjom@gmail.com*

NaYbF<sub>4</sub>:Er nanorods 2 μm long and 200 nm thick were synthesized. A classical method with spectrofluorimeter was used to study the luminescence anisotropy of the synthesized nanorods,

**Key words:** Upconversion nanoparticles (UCNP), anisotropy, luminescence.

## **Стеновые доклады**

## НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТА В ТЕЛЛУРИТНЫХ И ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ МНОГОСЕРДЦЕВИННЫХ ВОЛОКНАХ В СРЕДНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

Е.А. Анашкина<sup>1,\*</sup>, А.В. Андрианов<sup>1</sup>, А.А. Балакин<sup>1</sup>, С.А. Скобелев<sup>1</sup>, А.Г. Литвак<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46  
\*e-mail: elena.anashkina@gmail.com*

Предложены и численно исследованы многосердцевинные волокна на основе специальных высоко нелинейных теллуридных и халькогенидных стекол для сверхширокополосного преобразования ультракоротких импульсов в среднем ИК диапазоне. Показана возможность перестройки длины волны рамановских солитонов за 4 мкм и генерации дисперсионных волн за 5 мкм в противофазной супермоды оптимизированного теллуридного волокна с 10 сердцевинами, расположенными на кольце. В оптимизированном халькогенидном волокне с 7x7 сердцевинами, расположенными в виде квадратной матрицы, показана возможность получения дисперсионной характеристики с 3 длинами волн нулевой дисперсии для противофазной супермоды. В таком волокне продемонстрировано преобразование длины волны рамановского солитона за 6 мкм.

**Ключевые слова:** многосердцевинные волокна, супермоды, теллуридные волокна, халькогенидные волокна, рамановские солитоны.

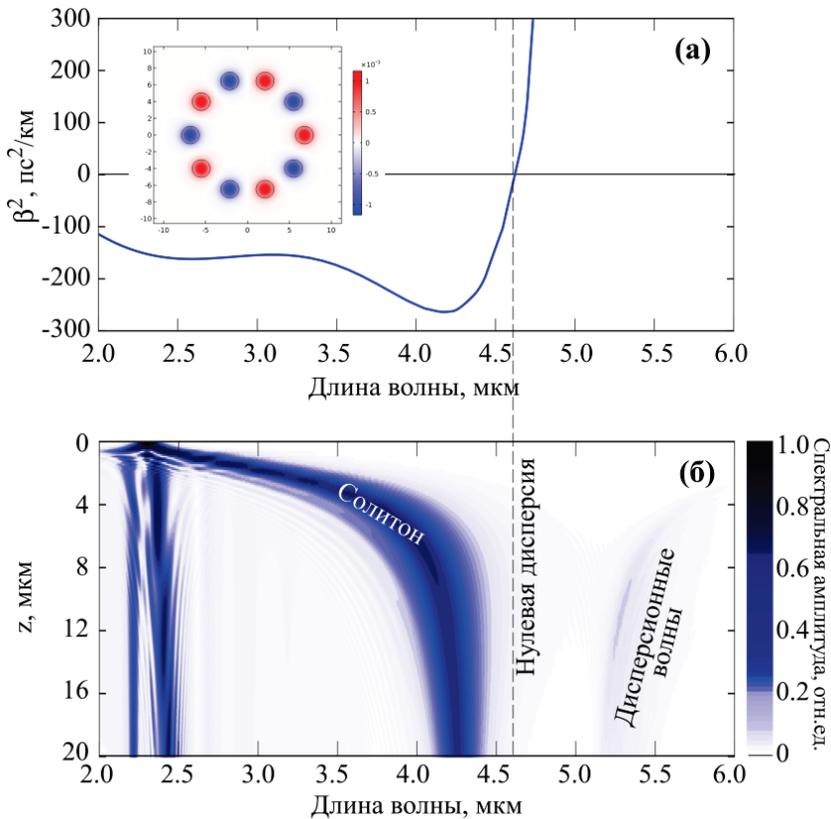
Разработка волоконных источников ультракоротких импульсов с управляемыми характеристиками на основе нелинейно-оптических эффектов в важном для различных приложений спектральном диапазоне 2-8 мкм является актуальной проблемой современной фотоники. Развитие современной нелинейной волоконной оптики связано как с поиском новых конструкций волокон, позволяющих осуществлять эффективное управление их свойствами, так и с поиском новых материалов, позволяющих расширить границы возможностей кварцевых волокон. Кварцевое стекло обладает значительными потерями на длинах волн >2.3 мкм, что сильно ограничивает применение волокон на его основе в среднем ИК диапазоне. Но существуют специальные не-кварцевые стекла, например, теллуридные и халькогенидные стекла, используемые в среднем ИК диапазоне [1].

Теллуридные стекла на основе диоксида теллура  $\text{TeO}_2$  прозрачны в ближнем и среднем ИК диапазонах (до ~5-6 мкм), обладают высокой химической устойчивостью, имеют высокий нелинейный показатель преломления  $n_2$  (в 10-30 раз больше, чем плавленный кварц), многие составы устойчивы против кристаллизации [1]. Халькогенидные бескислородные стекла состоят из одного или нескольких халькогенов (S, Se, Te) и таких химических элементов, как As, Ge, Sb, P, In, Ga и др. Халькогенидные стекла характеризуются высокой химической устойчивостью, устойчивостью к атмосферной влаге, низкими оптическими потерями, широкой полосой прозрачности до ~10 мкм (а для отдельных составов и до ~20 мкм) [1]. Они обладают рекордно большим нелинейным показателем преломления (в ~100-500 раз большим, чем кварцевое стекло) [1]. Но следует отметить особенность дисперсионных характеристик этих стекол. Длина волны нулевой дисперсии (ZDW – zero dispersion wavelength) стекол составляет >2 мкм для теллуридных и >4.5 мкм для халькогенидных составов (в то время как ZDW = 1.27 мкм для кварцевого стекла) [1]. Поэтому особое внимание следует уделять разработке специальных конструкций волокон для управления дисперсионными характеристиками, поскольку для реализации многих нелинейно-оптических процессов необходима аномальная дисперсия (с квадратичным коэффициентом дисперсии  $\beta_2 < 0$ ) на длинах волн накачки [2], а за счет сильного волноводного вклада можно эффективно сместить ZDW волокна в коротковолновый диапазон относительно ZDW стекла [2].

В данной работе исследуются теллуридные и халькогенидные многосердцевинные волокна (МСВ) со слабо связанными сердцевинами. Дисперсия различных супермод МСВ, как было показано ранее, может значительно отличаться от дисперсии односердцевинных волокон [3, 4].

Огромный интерес представляет противофазная супермода, для которой фазы полей в соседних сердцевинных отличаются на  $\pi$ . Ранее нами было показано, что дисперсия для противофазной супермоды теллуридных волокон может быть аномальной, даже если дисперсия односердцевинного волокна является нормальной [3, 4]. Более того, известно, что синфазная супермода подвержена филаментационной неустойчивости, в то время как противофазная мода устойчива [5]. Также применение МСВ позволяет оперировать с большими мощностями и энергиями, чем в случае односердцевинных волокон.

Предложен и оптимизирован реалистичный дизайн 10-сердцевинного теллуридного МСВ, выполненного из пары совместимых стекол, для рамановского сдвига длины волны солитонных импульсов, распространяющихся в противофазной супермоды (вставка на рис. 1(а)) [6]. Методом конечно-элементного моделирования было продемонстрировано, что в световоде с диаметром сердцевины  $d = 2.1$  мкм, выполненных из стекла  $69\text{TeO}_2\text{-}23\text{WO}_3\text{-}8\text{La}_2\text{O}_3$  при расстоянии между ними  $L = 4.2$  мкм, и оболочкой из стекла  $47.5\text{GeO}_2\text{-}17.5\text{TeO}_2\text{-}20\text{ZnO}\text{-}15\text{Na}_2\text{O}$  (GTZN) «красная» длина волны нулевой дисперсии составляет 4.6 мкм (рис. 1(а)) [6]. При меньших длинах волн дисперсия аномальная, при больших – нормальная (рис. 1(б)).

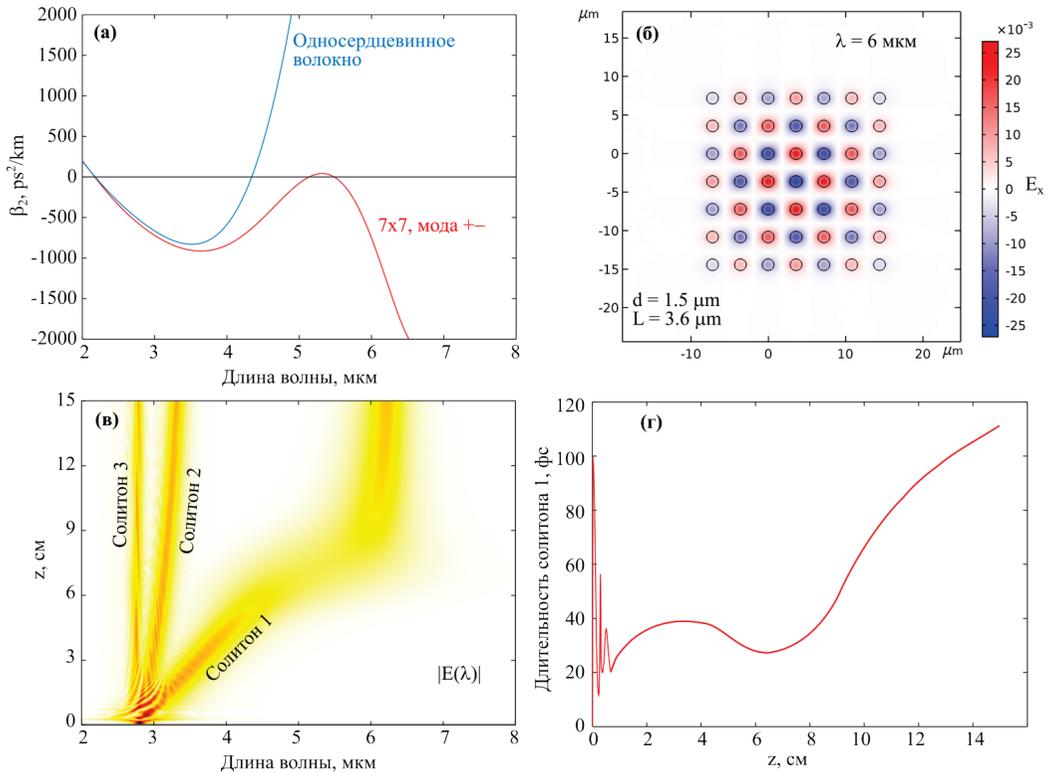


**Рис. 1.** (а) Расчетная дисперсия противофазной супермоды 10-сердцевинного теллуридного МСВ с диаметром сердцевины  $d = 2.1$  мкм и расстоянием между центрами сердцевины  $L = 4.2$  мкм. На вставке показано расчетное распределение поля  $E_x$  противофазной супермоды. (б) Эволюция спектральной амплитуды импульса, распространяющегося в противофазной супермоды в исследуемом волокне. Начальный импульс с энергией 1.5 нДж длительностью 100 фс задан на длине волны 2.3 мкм.

В рамках обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ) численно исследована нелинейная динамика импульса, заданного на длине волны 2.3 мкм с энергией 1.5 нДж и длительностью 100 фс, при распространении в теллуридном МСВ с предложенным дизайном [6]. Наблюдался режим многосолитонного сжатия с последующим распадом импульса и

формированием фундаментального рамановского солитона. На рис. 1(б) показана эволюция спектральной амплитуды импульса при распространении вдоль волокна. Максимальная центральная длина волны рамановского солитона составила 4.3 мкм, а центральная длина волны дисперсионных волн, излучаемых солитоном при приближении к ZDW, составила 5.2 мкм (рис 1(б)) [6].

Также теоретически исследованы халькогенидные МСВ с квадратной матрицей сердцевин размером  $7 \times 7$ . Как и в случае теллуридных МСВ, расчет дисперсии осуществлялся с помощью конечно-элементного моделирования. Был выполнен перебор различных составов стекол сердцевин и оболочки, а также геометрических параметров МСВ, чтобы сместить ZDW как можно ближе к 2 мкм. Наиболее оптимальным вариантом оказалась пара стекол  $As_{40}Se_{10}Te_{50}/As_{40}S_{60}$  с контрастом  $dn$  около 30%. Для оптимальной конструкции волокна диаметр сердцевин составил  $d = 1.5$  мкм и расстояние между ближайшими сердцевинами составило  $L = 3.6$  мкм (рис. 2(б)). Для противофазной супермоды дисперсионная характеристика содержит три ZDW, причем второй и третий нули расположены очень близко (рис. 2(а), красная кривая). Для сравнения на рис. 2(а) синей кривой показана дисперсия односердцевинного волокна из тех же стекол.



**Рис. 2.** Дисперсия противофазной (+-) супермоды халькогенидного МСВ с  $7 \times 7$  сердцевинами и односердцевинного волокна. (б) Расчетное поле противофазной моды. (в) Демонстрация многосолитонной динамики (в спектральном представлении) ультракороткого импульса, заданного на длине волны 2.8 мкм с длительностью 100 фс и энергией 300 пДж. (г) Длительность солитона 1 по уровню  $1/2$  от максимума в зависимости от координаты вдоль волокна.

На рис. 2(в) показаны результаты моделирования обобщенного НУШ, где учитывались рассчитанные параметры противофазной супермоды волокна. Показана эволюция солитона 3го порядка, заданного на длине волны 2.8 мкм с длительностью 100 фс. Этот импульс в результате эволюции разбивается на три. После переходных процессов длительность первого солитона сначала растет, т.к.  $|\beta_2|$  растет (рис. 2(г)). После прохождения точки около 3.5 мкм модуль дисперсии уменьшается, поэтому длительность солитона убывает. При достижении

второй ZDW солитон 1 «туннелирует» через вторую и третью ZDW, не разрушаясь. После туннелирования солитон 1 оказывается в области большой аномальной дисперсии, его сдвиг частоты резко тормозится. Таким образом, в предложенном халькогенидном МСВ длина волны солитона перестраивается более чем на октаву от 2.8 до ~6.2 мкм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00248, <https://rscf.ru/project/23-12-00248/>.

### Литература

1. Tao G. Ebendorff-Heidepriem H., Stolyarov A.M. et al. // *Adv. Opt. Photonics*. 2015. V. 7. P. 379.
2. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics*, 6<sup>th</sup> ed. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier, 2019. 770 p.
3. Anashkina E.A., Andrianov A.V. // *Photonics*. 2021. V. 8. P. 113.
4. Andrianov A.V., Kalinin N.A., Anashkina E.A. // *Laser Physics Letters*. 2021. V. 18. P. 125104.
5. Balakin A.A., Skobelev S.A., Anashkina E.A. et al. // *Phys. Rev. A*. 2018. Vol. 98. P. 043857.
6. Skobelev S.A., Balakin A.A., Anashkina E.A. et al. // *Phys. Rev. A*. 2021. Vol. 104. P. 033518.

## NONLINEAR OPTICAL LIGHT CONVERSION IN TELLURITE AND CHALCOGENIDE MULTICORE FIBERS IN THE MID-INFRARED SPECTRAL RANGE

E.A. Anashkina<sup>1,\*</sup>, A.V. Andrianov<sup>1</sup>, A.A. Balakin<sup>1</sup>, S.A. Skobelev<sup>1</sup>, A.G. Litvak<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences  
603950, Russia, Nizhny Novgorod, 46 Ulyanov Street  
\*e-mail: elena.anashkina@gmail.com*

We proposed and numerically investigated multicore fibers based on special highly nonlinear tellurite and chalcogenide glasses for ultrawideband conversion of ultrashort pulses in the mid-IR spectral range. We demonstrated the possibility of tuning the Raman soliton wavelength beyond 4  $\mu\text{m}$  and dispersive wave generation beyond 5  $\mu\text{m}$  in the out-of-phase supermode in an optimized tellurite fiber with 10 cores arranged in a ring. In an optimized chalcogenide fiber with 7x7 cores arranged in a square matrix, the possibility of obtaining a dispersion characteristic with 3 zero dispersion wavelengths for the out-of-phase supermode is shown. In such a fiber, the conversion of the Raman soliton wavelength beyond 6  $\mu\text{m}$  was achieved.

**Key words:** multicore fibers, supermodes, tellurite fibers, chalcogenide fibers, Raman solitons.

# МОДУЛЯЦИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ VCSEL ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСОВ ТОКА НАКАЧКИ ПОСТОЯННОЙ АМПЛИТУДЫ И ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А.Н. Аржаненкова<sup>1,\*</sup>, Г.П. Мирошниченко<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО

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

\*e-mail: l1arzh11@gmail.com, \*\*gpmirosh@gmail.com

В данной работе проводится теоретическое исследование рекуррентного соотношения, описывающего изменение длины волны лазера VCSEL под действием тока накачки. Для выбора оптимального метода модуляции частоты источника излучения необходимо исследовать принципы функционирования VCSEL при модулировании токовыми импульсами различной формы, с различной длительностью и периодом, возможности управления центральной длиной волны. В рамках проведённого исследования были получены формулы, определяющие частоту, фазу и глубину модуляции, для периодического закона изменения промодулированной длины волны VCSEL в точках дискретизации, а также формулы для расчёта длительности импульсов нагрева VCSEL, которые обеспечивают пилообразную модуляцию длины волны, и формулы для расчёта параметров «пилы»- размах и минимальная длина волны. Полученные соотношения позволят точно задавать необходимые параметры модуляции и качественно улучшат последующую демодуляцию оптических сигналов.

**Ключевые слова:** VCSEL, модуляция, интерферометрия

Для работы волоконно-оптических интерферометрических датчиков необходима модуляция сигнала, поступающего на вход датчика. Методы модуляции бывают внешними и внутренними. Для внешних методов нужен дополнительный оптический модулятор, усложняющий схему. Внутренние методы основаны на изменении длины волны VCSEL по определённым законам. Изменение длины волны возможно двумя способами.

Первый: изменение тока накачки в согласии с требуемым законом изменения длины волны. Недостаток этого метода связан с тем, что интенсивность сигнала лазера меняется с изменением величины тока накачки, что усложняет картину демодуляции. Второй способ развит в работах [1-3] и основан на модуляции длины волны с помощью импульсов тока постоянной амплитуды, но переменной скважности, изменяющейся по закону изменения длины волны. Для теоретического анализа процесса генерации VCSEL рассматривались нелинейные уравнения Статца – ДеМарса (Statz-DeMars), описывающие динамику и взаимодействие плотности носителей и плотности фотонов генерации под действием тока накачки для набора параметров VCSEL на длине волны 1550 нм при фиксированной температуре. В этом случае видность не меняется во времени, а длина волны меняется по требуемому закону. В перечисленных работах не исследованы особенности метода модуляции, а именно не найдены точные формулы для расчёта сдвига длины волны, глубины модуляции, а также фазы промодулированного сигнала. Поэтому целью данной работы является вывод закона изменения длительности импульсов тока накачки для периодической и пилообразной модуляций.

Закон для изменения длины волны ( $\Delta\lambda$ ) в процессе нагрева VCSEL можно описать следующим образом:

$$\Delta\lambda = a \cdot (1 - \exp(-b \cdot t)),$$

где  $a$ , нм – сдвиг длины волны из-за нагрева,  $b$  – скорость нагрева ( $\text{сек}^{-1}$ ),  $t$ , сек- время.

Закон для описания процесса охлаждения VCSEL:

$$\varepsilon = \exp(-b \cdot t),$$

где  $\varepsilon$  - параметр охлаждения,  $b$  ( $\text{сек}^{-1}$ ) - скоростной параметр охлаждения (совпадает с параметром скорости нагрева).

Рекуррентное соотношение, описывающее процесс модуляции (как для периодической, так и для пилообразной), имеет вид:

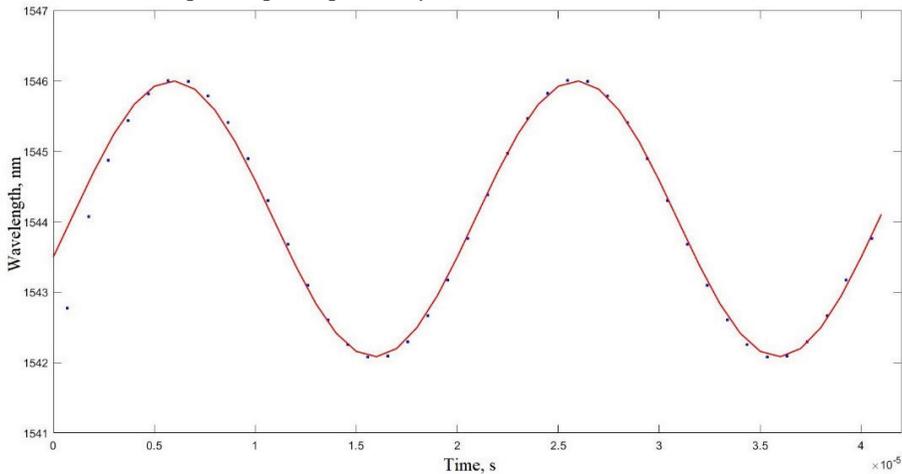
$$\begin{cases} \Delta\lambda_k^{\max} = \Delta\lambda_k^{\min} + \Delta\lambda_k \\ \Delta\lambda_{k+1}^{\min} = \Delta\lambda_k^{\max} \cdot \varepsilon_k \end{cases},$$

где  $\Delta\lambda_k^{\max}$  - максимальный сдвиг длины волны на  $k$  интервале дискретизации,  $\Delta\lambda_k^{\min}$  - поправка к минимальному сдвигу длины волны на  $k$  интервале,  $\Delta\lambda_k$  - сдвиг длины волны на  $k$  интервале,  $\Delta\lambda_{k+1}^{\min}$  - минимальный сдвиг длины волны в конце  $k$  интервала (в начале  $k+1$ ),  $\varepsilon_k$  - параметр охлаждения VCSEL на  $k$  интервале.

Решая рекуррентное соотношение, находим параметры, описывающие процесс периодической модуляции:

- 1) центральная длина волны  $\lambda_{\nu} + \alpha$ , где  $\alpha$  - смещение центральной длины волны из-за процедуры нагрева,
- 2)  $\beta$  - глубина модуляции,
- 3)  $\varphi_{gen} = \Delta - \pi$  - фаза закона модуляции (искомый фазовый сдвиг сигнала опорного генератора),
- 4)  $\nu_0$  - частота модуляции.

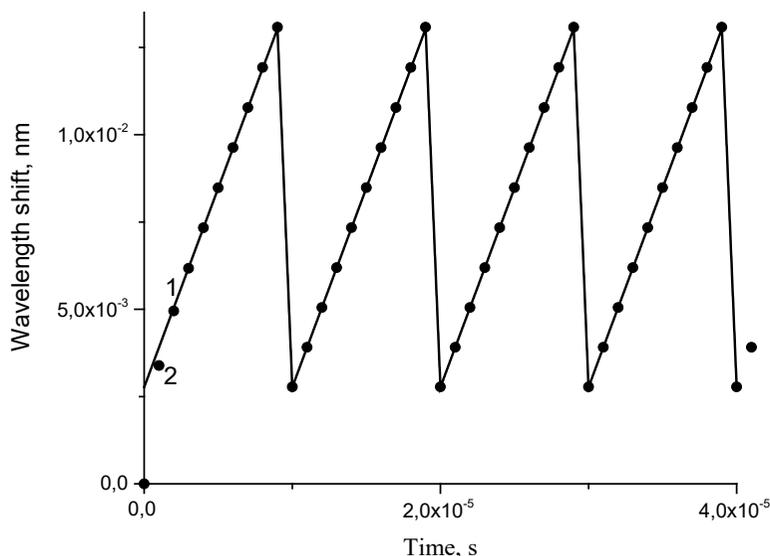
На рис. 1 можно увидеть сравнение точной длины волны, полученной решением рекуррентного соотношения и приближённым значением, полученным благодаря имеющимся экспериментальным набором параметров модуляции.



**Рис. 1.** Сравнение точной длины волны (точки) с асимптотическим решением (кривая).

Как видно, вначале имеется небольшое расхождение, однако, в целом, точное и асимптотическое решение хорошо между собой коррелируют.

Параметры для пилообразной модуляции описывают размах и наклон пилы (минимальный сдвиг длины волны). На рис. 2 представлено точное и приближённое значения, описывающие изменение длины волны во времени. Приближённое значение представлено экспериментальным набором параметров, описывающих пилообразную модуляцию: размаха пилы, сдвига и скорости изменения длины волны, параметра нагрева VCSEL.



**Рис. 2.** Сравнение точной длины волны (точки) с приближенным решением (сплошная кривая).

На рисунке также можно увидеть небольшое расхождение между точным и приближённым решением в самом начале, однако решения друг другу соответствуют.

Данная работа посвящена аналитическому исследованию процесса модуляции длины волны лазера VCSEL. В предыдущих исследованиях не рассчитывались параметры теплового режима VCSEL, хотя указывалось, что ненадёжно рассчитанные характеристики сигнала с опорного генератора могут привести к погрешностям в интерференционном сигнале, который необходим для дальнейшей обработки. Также предлагались варианты по расчёту точного значения фазового сдвига сигнала опорного генератора с целью улучшения качества интерференционного сигнала, поступающего на схему демодуляции, однако аналитическое решение не рассматривалось. Полученные, в данной работе, формулы, для точного расчёта параметров источника VCSEL улучшат качество демодуляции фазы сигнала с интерферометра и избавят от погрешностей от источника в определении интерференционного сигнала.

### Литература

1. Iga K. Surface-Emitting Laser—Its Birth and Generation of New Optoelectronics Field. // IEEE J. Sel. Top. IN Qu. El., V. 6, № 6, p.1201, 2000
2. R. Rashidul H., R. Basak. Characteristics of a Designed 1550 nm AlGaInAs/InP MQW VCSEL. // Int. J. Multidis. Scien. Eng., V. 4, №1, pp. 5-9, 2013
3. Jungo M., Monti di Sopra F., D. Erni, Baechtold W. Scaling effects on vertical-cavity surface-emitting lasers static and dynamic behavior. // Journal of Applied Physics, V. 91, № 9, pp. 5550-5557, 2002.

## **VCSEL WAVELENGTH MODULATION BY A SEQUENCE OF PUMP CURRENT PULSES OF CONSTANT AMPLITUDE AND VARIABLE DURATION**

**A.N. Arzhanenkova<sup>1,\*</sup>, G.P. Miroshnichenko<sup>1</sup>**

*<sup>1</sup>ITMO University*

*Kronverkskiy prospekt, 49-A, St. Petersburg, 197101, Russia*

*\*e-mail: 11arzh11@gmail.com*

In this work we made a theoretical research of the recurrence relation describing the wavelength change of the VCSEL laser under the action of the pump current is carried out. To select the optimal method for modulating the frequency of the radiation source, it is necessary to study the principles of VCSEL operation when modulating current pulses of various shapes, with different durations and periods, and the possibility of controlling the central wavelength. As part of the study, formulas were obtained that determine the frequency, phase and depth of modulation for the periodic law of change in the modulated wavelength VCSEL at sampling points, as well as formulas for calculating the duration of VCSEL heating pulses that provide sawtooth modulation of the wavelength, and formulas for calculating the parameters "saws" - range and minimum wavelength. The obtained relationships will allow you to accurately set the required modulation parameters and qualitatively improve the subsequent demodulation of optical signals.

**Key words:** VCSEL, modulation, interferometry.

## ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И УШИРЕНИЕ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КОЛЛОИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdSe/CdS/ZnS

А.И. Аржанов<sup>1,2,3,\*</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2,3</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет (МПГУ)  
119435, Москва, ул. Малая Пироговская, 29/7

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5

<sup>3</sup>Троицкое обособленное подразделение ФИАН им. П.Н. Лебедева  
108840, г. Москва, г. Троицк, ул. Физическая, 11

\*e-mail: arzhanov.artiom@gmail.com

Проведено исследование спектров люминесценции квантовых точек (КТ) CdSe/CdS/ZnS при комнатной температуре, как для обширного ансамбля, так и для отдельных КТ. Путем измерения и анализа температурных зависимостей ширины и положения максимума спектров люминесценции КТ в диапазоне от 6 до 300 К были определены параметры электрон-фононного взаимодействия. Путём сопоставления результатов, полученных как для ансамбля, так и для одиночных КТ, удалось разграничить эффекты однородного и неоднородного уширения спектров. Полученные данные имеют важное значение для эффективного применения КТ в различных областях, таких как оптоэлектроника, фотовольтаика, био- и медицинская физика.

**Ключевые слова:** квантовые точки, электрон-фононное взаимодействие.

Квантовые точки (КТ) представляют собой наноразмерные полупроводниковые кристаллы с уникальными фотофизическими характеристиками, такими как высокая эффективность фотолюминесценции, узкая полоса спектра излучения и возможность регулирования длины волны излучения, основанная на эффекте размерного квантования. Исследование оптических свойств КТ имеет значимое значение для различных практических областей, включая оптоэлектронику, фотовольтаику, а также био- и медицинскую физику [1,2]. Один из ключевых аспектов, требующих подробного анализа, – это процессы формирования и уширения спектров люминесценции КТ, включая зависимость от температуры как для отдельных КТ (однородное уширение), так и для ансамблей (с учётом эффекта неоднородного уширения). Понимание микроскопической природы этих процессов имеет важное значение для оптимизации и контроля оптических свойств КТ в конкретных приложениях. В связи с этим механизмы уширения спектров КТ до сих пор остаются активной областью исследований. В многих исследованиях процессы формирования спектров полупроводниковых материалов связывают с электронно-фононным взаимодействием в подобных наноструктурах [3,4]. Это взаимодействие может привести к различным явлениям, включая уширение и смещение спектров люминесценции КТ, зависящие от температуры и других термодинамических параметров, а также характеристик внешних и локальных полей.

В данном исследовании были анализированы экспериментально полученные спектры люминесценции ансамбля коллоидных полупроводниковых КТ CdSe/CdS/ZnS (производства QDLight, Дубна) в широком диапазоне температур. Полученные зависимости положения максимума и ширины спектра люминесценции от температуры предоставляют информацию о параметрах электронно-фононного взаимодействия в различных матрицах. Также были измерены спектры люминесценции квазиодиночных КТ CdSe/CdS/ZnS на стеклянной подложке. Изучение спектров малых ансамблей квантовых точек, вплоть до одиночных КТ, позволяет исключить влияние усреднения по ансамблю, то есть полностью устранить неоднородное уширение, и исследовать механизмы формирования спектров люминесценции. Кроме того, это предоставляет возможность непосредственно анализировать эффекты спектральной диффузии [6] и измерить параметры электронно-фононного взаимодействия (фактор Хуана-Риса, энергию локального фонона) на уровне отдельных КТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации в рамках темы государственного задания Московского педагогического государственного университета «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» (AAAA-A20-120061890084-9). Авторы являются членами ведущей научной школы Российской Федерации «Оптико-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. Аржанов А.И. и др., Фотоника, 15(8), 622-641, (2021).
2. Аржанов А.И. и др., Фотоника, 16(2), 96-113, (2022).
3. Varshni Y.P., Physica, 34(1), 149-154, (1967).
4. O'Donnell K.P., Chen X., Applied. Phys. Letters, 58(25), 2924-2926, (1991).
5. Podshivaylov E.A. et al., J. Mater. Chem. C, <https://doi.org/10.1039/D3TC00638G>, (2023).
6. Karimullin K.R. et al., Laser Physics, 29(12), 124009, (2019).

## ELECTRON-PHONON COUPLING AND BROADENING OF LUMINESCENCE SPECTRA IN COLLOIDAL CDSE/CDS/ZNS NANOCRYSTALS

A.I. Arzhanov<sup>1,2,3\*</sup>, K.R. Karimullin<sup>1,2,3</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>*Moscow State Pedagogical University*

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

<sup>2</sup>*Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences*

*108840, Moscow, Troitsk, st. Physical, 5*

<sup>3</sup>*LPI Troitsk science park P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences*

*108840, Moscow, Troitsk, st. Physical, 11*

\*e-mail: arzhanov.artyom@gmail.com

A study of the luminescence spectra of CdSe/CdS/ZnS quantum dots (QDs) has been conducted at room temperature, both for a large ensemble and individual QDs. By measuring and analyzing the temperature-dependent variations in the width and peak position of the luminescence spectra of QDs within the range of 6 to 300 K, parameters of electron-phonon coupling have been determined. Through a comparison of the results obtained from the extensive ensemble of QDs and individual QDs, the effects of homogeneous and inhomogeneous broadening of spectra were differentiated. The obtained data holds significant importance for the effective utilization of QDs in various fields, such as optoelectronics, photovoltaics, bio- and medical physics.

**Key words:** quantum dots, electron-phonon coupling.

# СОСТОЯНИЯ ТИПА КОТА ШРЕДИНГЕРА В СХЕМАХ С ПЕРЕПУТЫВАНИЕМ И ИЗМЕРЕНИЯМИ: СРАВНЕНИЕ РЕСУРСНЫХ СОСТОЯНИЙ ФОКА И КУБИЧЕСКОЙ ФАЗЫ

А.В. Баева<sup>1,\*</sup>, Н.Г. Веселкова<sup>2</sup>, И.В. Соколов<sup>1</sup>

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

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

\*e-mail: alexandrabaeva@mail.ru

В данной работе мы рассматриваем генерацию суперпозиционных состояний типа кота Шредингера с помощью логических затворов, основанных на перепутывании двух осцилляторов в результате квантового неразрушающего взаимодействия и последующем гомодинном измерении. В качестве ресурса для таких схем необходимо выбирать состояния, которые при определенном результате измерения одной квадратуры поля совместимы с двумя или большим количеством значений сопряженной квадратуры. Мы проводим сравнение эффективности двух затворов, использующих в качестве ресурса состояние кубической фазы и фоковское состояние. Мы исследуем верность и вероятность успеха, выявляем диапазоны физических параметров, при которых данные затворы демонстрируют сопоставимую верность и (или) вероятность успеха.

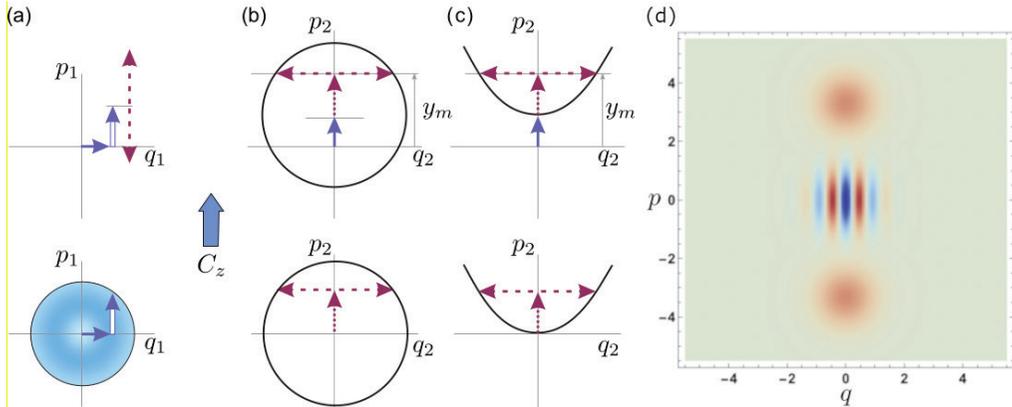
**Ключевые слова:** негауссовы состояния света, состояние кота Шредингера, состояние кубической фазы, состояние Фока, негауссовы логические элементы.

Большой раздел квантовой теории информации посвящён исследованию систем с непрерывными переменными. Основное внимание при этом уделяется системам, использующим в качестве ресурса гауссовы состояния [1, 2], которые естественно возникают в квантовой оптике. Однако современные квантовые технологии требуют выхода за пределы области гауссовых состояний и введения негауссовых элементов. Негауссовы состояния и негауссовы операции имеют решающее значение для различных протоколов обработки квантовой информации [3], квантовой коррекции ошибок [4], квантовой метрологии [5], квантовых вычислений в непрерывных переменных [1] и др.

Среди негауссовых состояний, которые вызывают наибольший интерес для применения в различных квантово-информационных приложениях можно выделить состояния Фока [6], состояния кота Шредингера [7] и обобщённые сжатые состояния, порождённые высшими нелинейностями, например, состояние кубической фазы [8]. Генерация состояния кота Шредингера, например, в виде суперпозиции когерентных состояний электромагнитного поля, вызывает значительный практический интерес, поскольку такие состояния могут быть использованы в качестве основы для подготовки кубитов в квантовых вычислениях, и в качестве ресурса для квантовых кодов с коррекцией ошибок. Вопросу приготовления подобных состояний в оптических системах был посвящён ряд работ [9 – 12]. В данных работах предлагается генерация котов Шредингера с использованием достаточно сильного нелинейного взаимодействия [9], при вычитании фотонов из сжатого света [10, 11], а также в результате гомодинного детектирования с использованием состояний с определённым числом фотонов в качестве ресурса [12].

В данной работе мы рассматриваем логический затвор, основанный на квантовом перепутывании и проективном гомодинном измерении, позволяющий генерировать суперпозиционные состояния типа кота Шредингера в виде «копий» целевого состояния. Принцип его работы был подробно описан в работах [13, 14] и представлен на Рис.1. Особенностью нашего затвора является то, что перепутывание происходит в результате квантового неразрушающего взаимодействия. Наша схема удобна тем, что её легко модифицировать, подавая на вход различные целевые и ресурсные состояния. Если целевое состояние может быть в общем случае произвольным, то в качестве ресурсного необходимо

выбирать такие состояния, которые при конечном измерении одной из квадратур поля предоставляют многозначную информацию о значении сопряжённой квадратуры. В работе [15] мы показали, что в качестве ресурса, удовлетворяющего такому условию, может быть выбрано состояние кубической фазы, которое в полуклассическом приближении можно отобразить в виде параболы на фазовой плоскости. Однако на вероятность получения в схеме состояний типа кота Шредингера и их верность будет влиять степень сжатия ресурсного состояния, а также параметр кубичности, отвечающий за наклон ветвей параболы, а, следовательно, деформацию сдвига «копий» целевого осциллятора.



**Рис. 1.** Полуклассическое отображение квадратурных амплитуд целевого (a) и ресурсных осцилляторов в состоянии Фока (b) и в идеальном кубичном фазовом состоянии (c), полученное в результате измерения. Перепутывание случайно выбранных начальных амплитуд происходит в результате квантового неразрушающего взаимодействия  $C_z$ , за которым следует измерение импульса вспомогательного осциллятора с результатом  $y_m$  (верхняя строка столбцов (b) и (c)). Поскольку результат измерения импульса даёт многозначную информацию о координате ресурсного осциллятора, целевое состояние редуцируется к состоянию, подобному состоянию кота Шредингера [верхняя строка столбца (a)], с функцией Вигнера (d) в идеальном случае.

В качестве другого ресурсного состояния может быть выбрано состояние с определённым числом фотонов, которое в полуклассическом приближении представляется окружностью на фазовой плоскости. Поскольку оба затвора используют одну и ту же операцию перепутывания  $C_z$  целевого и ресурсного осцилляторов, взаимный обмен квадратурными амплитудами выглядит одинаково в обеих схемах, что можно увидеть на Рис.1. Однако разница в геометрических формах полуклассических опорных областей для ресурсных состояний будет проявляться в разной чувствительности к выбору отображаемой точки на фазовой плоскости и, следовательно, различном искажении копий.

Для сравнения эффективности двух затворов с точки зрения верности и вероятности нам необходимо, чтобы смещение копий по импульсу в безразмерных единицах в генерируемых состояниях было одинаковым. Смещение по импульсу  $p^{(+)}$  для обоих затворов легко определить из геометрического представления на Рис.1. В случае фоковского состояния смещение зависит от количества квантов в ресурсном состоянии и результата измерения импульса  $y_m$ . Минимальное искажение копий имеет место при  $y_m = 0$  ( $\pm p^{(+)} = \pm\sqrt{2n + 1}$ ). Чтобы привести в соответствие выходное состояние затвора с кубичным фазовым состоянием, необходимо оценить значения следующих параметров этого состояния: кубической нелинейности  $\gamma$ , результата измерения импульса вспомогательного осциллятора  $y_m$  (т.к. сдвиги копий оказываются равны  $\pm p^{(+)} = \pm\sqrt{y_m/(3\gamma)}$ ) и коэффициента  $s$  сжатия вспомогательного осциллятора. Мы фиксируем число квантов в фоковском состоянии  $n = 5$ , и расщепление

$\pm p^{(+)} = \pm\sqrt{11}$ , таким образом, мы принимаем только результаты измерений  $y_m = 33\gamma$ .

Ниже мы представляем результаты сопоставления двух описанных нами затворов [15, 16]. Мы считаем, что целевой осциллятор находится изначально в вакуумном состоянии, а результатом операции является приготовление суперпозиции двух когерентных состояний, смещенных по импульсу на выбранные выше значения. Логический элемент с числом фотонов  $n = 5$  на входе и результатом измерения импульса вспомогательного осциллятора  $y_m = 0$  выдает нечетное состояние кота с плотностью вероятности  $P = 0,098$  и верностью  $F^{(cat)}$  между фактическим выходным состоянием и нечетной суперпозицией когерентных состояний такой, что  $1 - F^{(cat)} = 0,005$ . Для логического вентиля, использующего в качестве ресурса кубичное фазовое состояние, такая же плотность вероятности обеспечивается при  $\gamma = 0,075$  и  $y_m = 2,487$ . При этом наилучшая верность  $F^{(cat)}$ , такая, что  $1 - F^{(cat)} = 0,098$ , достигается при сжатии  $s = 0,171$  ( $\sim 15$  дБ) [15]. Таким образом, для затвора с ресурсным фоковским состоянием отличие верности от единицы на порядок меньше, чем для затвора с кубичным фазовым состоянием. Это различие легко объясняется в терминах полуклассической визуализации. Для фоковского состояния при  $y_m = 0$  искажение копий относительно невелико. В то время как искажение копий для кубичного фазового состояния из-за параболической формы вспомогательной опорной области становится меньше при большей кубической нелинейности  $\gamma$ , так что две ветви параболы становятся ближе к вертикали. Выбранного значения кубической нелинейности  $\gamma = 0,075$  в данном случае недостаточно для достижения высокой верности.

Чтобы достичь той же верности  $1 - F^{(cat)} = 0,005$ , что и с ресурсным состоянием с числом фотонов  $n = 5$ , можно выбрать параметры затвора, которые соответствуют большей кубической нелинейности. Первый подходящий вариант:  $\gamma = 0,334$ ,  $y_m = 11,012$ . Минимальное сжатие, совместимое с приведенным выше значением верности, соответствует  $s = 0,241$  ( $\sim 12$  дБ). Выигрыш в верности достигается за счет уменьшения вероятности  $P = 0,022$ , которая оказывается меньше соответствующего значения  $P = 0,098$  для выбранного фоковского состояния.

Параллельно с точным теоретическим описанием работы затвора мы представляем четкую визуальную интерпретацию выходного состояния, основанную на полуклассическом отображении переменных входного поля. Появление суперпозиций копий входного состояния в обеих схемах связано с тем, что такое отображение совместимо с двумя (или, в общем случае, более) наборами значений наблюдаемых выходных полей. Мы демонстрируем, что даже подробные детали выходных данных обоих затворов эффективно прогнозируются и интерпретируются в нашем подходе. Мы ожидаем, что предлагаемый полуклассический подход к оценке возможностей схем на основе непрерывных переменных может быть полезен для анализа более сложных логических устройств.

Работа выполнена при поддержке фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (грант No 23-1-5-116-1).

### Литература

1. Lloyd S., Braunstein S.L. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 1784.
2. Braunstein S.L., van Loock P. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77 P. 513.
3. Zhuang Q., Shor P.W. and Shapiro J.H. // Phys. Rev. A. 2018. V. 97. P. 052317.
4. Hastrup J., Neergaard-Nielsen J.S., Andersen U.L. // Optics letters. 2020. V. 45. P. 640-643.
5. Birrittella R., Mimih J., Gerry C.C. // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. P. 063828.
6. Ourjoumtsev A., Tualle-Brouri R., Grangier P. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 213601.
7. Takase K. et al. // Phys. Rev. A. 2021. V. 103. P. 013710.
8. Arzani F., Treps N., Ferrini G. // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. P. 052352.
9. Yurke B., Stoler D. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 13.
10. Ourjoumtsev A., Tualle-Brouri R., Laurat J., Grangier P. // Science. 2006. V. 312. P. 83.
11. Takase K., et al. // Opt. Express. 2022. V. 30. P. 14161.

12. Ourjountsev A., Jeong H., Tualle-Brouri R., Grangier P. // Nature. 2007. V. 448 P. 784-786.
13. Sokolov I.V. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126762.
14. Masalaeva N.I., Sokolov I.V. // Phys. Lett. A. 2022. V. 424. P. 127846.
15. Baeva A.V., Losev A.S. and Sokolov I.V. // Physics Letters A. V. 466. P. 128730.
16. Baeva A.V. et al. // arXiv: 2307.06349. 2023.

## SCHRÖDINGER CAT-LIKE STATES PREPARED BY LOGICAL GATES WITH ENTANGLEMENT AND MEASUREMENTS: FOCK RESOURCE STATE VERSUS CUBIC PHASE STATE

A.V. Baeva<sup>1,\*</sup>, N.G. Veselkova<sup>2</sup>, I.V. Sokolov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Saint Petersburg State University  
7/9 Universitetskaya nab., Saint Petersburg, 199034 Russia*  
<sup>2</sup>*Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University  
St.Petersburg, Polytechnicheskaya, 29, 195251, Russia*  
\*e-mail: alexandrabaeva@mail.ru

In this paper, we consider the preparation of Schrodinger cat-like states using logical gates based on the quantum non-demolition entanglement operation of two quantum oscillators and homodyne measurement. It is necessary to use quantum states with specific result of measured field quadrature that are compatible with two or more sets of values of the conjugate quadrature as a resource for such schemes. We compare the efficiency of two logical gates using the cubic phase state and the Fock state as resources. We examine fidelity and success probability, revealing the ranges of physical parameters these gates demonstrate comparable fidelity and (or) probability of success.

**Key words:** non-Gaussian states of light, Schrödinger cat states, cubic phase state, Fock state, non-Gaussian logical elements.

## ЭВОЛЮЦИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ОДИНОЧНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ ПЕРОВСКИТА CsPbBr<sub>3</sub> В ПРОЦЕССЕ ФОТОДЕГРАДАЦИИ

В.А. Байтова<sup>1,\*</sup>, М.А. Князева<sup>1,2,3</sup>, А.О. Тарасевич<sup>1,2,3</sup>, А.В. Наумов<sup>2,3</sup>, А.Г. Сон<sup>4</sup>,  
С.А. Козюхин<sup>4</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
105066, Россия, Москва, ул. Старая Басманная, д. 21/4, стр. 5

<sup>2</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук  
108840, Россия, Москва, г. Троицк, ул. Физическая, д. 5

<sup>3</sup>Московский педагогический государственный университет  
119435, Россия, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29/7

<sup>4</sup>Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова

\*e-mail: vabaitova@edu.hse.ru

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования эволюции мерцания люминесценции одиночных нанокристаллов CsPbBr<sub>3</sub> в процессе фотодеградации. Апробирован метод разделения различных механизмов мерцания, основанный на анализе соотношения скоростей экситонной и биекситонной рекомбинации. Полученные данные позволили выявить переход от единственного ловушечного механизма мерцания к смешанному типу, при котором задействованы оба механизма (зарядовый и ловушечный) тушения люминесценции одновременно.

**Ключевые слова:** полупроводниковые нанокристаллы, перовскиты, мерцание люминесценции.

Доклад посвящен изучению эволюции люминесцентных свойств одиночных нанокристаллов перовскита CsPbBr<sub>3</sub> с размерами от 25 до 29 нм в процессе фотодеградации методами люминесцентной микроскопии и коррелированного по времени счета одиночных фотонов. Перовскитные нанокристаллы (ПНК) обладают высоким потенциалом применения в качестве следующего поколения фотоэлектрических устройств, в силу их отличных оптических и электрических свойств, низкой стоимости материалов и простоты изготовления.

Однако существует ограничение их применения и массового производства, поскольку они не обладают необходимой стабильностью и чувствительны к внешним параметрам. В частности, в перовскитах наблюдаются нежелательные эффекты мерцания люминесценции<sup>[1]</sup> и фотодеградации. Тем не менее, процесс фотодеградации включает в себя уникальную возможность исследования эволюции фотофизических свойств одиночного нанокристалла при непрерывном изменении его размеров, в частности, скоростей рекомбинации экситонного и биекситонного состояний.

Отдельный интерес представляет собой процесс эволюции мерцания люминесценции одиночных кристаллов перовскита в процессе деградации нанокристаллов. В настоящее время существуют две основные модели, описывающие эффект мерцания в перовскитах: на основе ловушечного (по аналогии с MRC-моделью для полупроводниковых квантовых точек)<sup>[2]</sup> и зарядового механизмов<sup>[3]</sup>. Первый связан с наличием дефектных уровней энергии внутри запрещенной зоны, в то время как второй – с Оже-процессами, роль которых значительно возрастает с уменьшением размеров наночастицы. В этой связи, непрерывное изменение размеров ПНК позволяет исследовать переход от ловушечного механизма динамики мерцания к зарядовому.

В работе проанализированы полученные люминесцентные траектории, времена жизни экситонных и биекситонных состояний, значения кросс-корреляционных функций 2-ого порядка, а также спектральные зависимости. Проведен анализ механизмов мерцания для разных уровней интенсивности флуоресцентной траектории, основанный на оценке соотношения скоростей рекомбинации биекситонной и экситонной люминесценции. Показано, что при уменьшении размеров одиночного нанокристалла в результате фотодеградации

происходит переход от единственного ловушечного механизма мерцания к смешанному типу, при котором оба механизма тушения люминесценции работают одновременно.

В.А.Б., М.А.К., А.О.Т., А.В.Н. и И.Ю.Е. благодарят за поддержку Совет по грантам Президента РФ (ведущая научная школа Российской Федерации, проект № НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. R. M. Dickson, A. B. Cubitt, R. Y. Tsien, and W. E. Moerner, "On/off blinking and switching behaviour of single molecules of green fluorescent protein," *Nature*, vol. 388, no. 6640, pp. 355–358, Jul. 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).
3. A.L. Efros and M. Rosen. Random telegraph signal in the photoluminescence intensity of a single quantum dot. *Phys. Rev. Lett.* 78, 1110 (1997).

## EVOLUTION OF LUMINESCENT PROPERTIES OF SINGLE PEROVSKIT NANOCRYSTALS CsPbBr<sub>3</sub> IN THE PHOTODEGRADATION PROCESSES

V.A. Baitova<sup>1\*</sup>, M. A. Kniazeva<sup>1,2,3</sup>, A.O. Tarasevich<sup>1,2,3</sup>, A.V. Naumov<sup>2,3</sup>, A.G. Son<sup>4</sup>, S.A. Kozyukhin<sup>4</sup>, I. Yu. Eremchev<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Higher School of Economics — National Research University  
105066, Russia, Moscow, Staraya Basmannaya Str., 21/4

<sup>2</sup>Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences  
108840, Russia, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya Str., 5

<sup>3</sup>Moscow Pedagogical State University  
119435, Russia, Moscow, Malaya Pirogovskaya Str., 29/7

<sup>4</sup>N. S. Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry.

\*e-mail: vabaitova@edu.hse.ru

This work presents the results of experimental study of luminescence blinking evolution of single nanocrystals CsPbBr<sub>3</sub> during photodegradation. The technique for separation of the different blinking mechanisms based on the analysis of the ratio of exciton and biexciton recombination rates has been used. The obtained data allowed us to reveal the transition from a single trapping blinking mechanism to a mixed type, in which both mechanisms (charging and trapping) of luminescence quenching operate simultaneously.

**Key words:** semiconductor nanocrystals, perovskites, luminescence blinking.

# ДИНАМИКА ОДНОАТОМНОГО ЛАЗЕРА В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ: НЕКЛАССИЧНОСТЬ И БИСТАБИЛЬНОСТЬ

С.В. Власенко<sup>1,\*</sup>, А.Б. Михалычев<sup>1</sup>, С.Я. Килин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси

220072, Минск, пр. Независимости, 68

\*e-mail: svetlana.vlasenko@yahoo.com

Исследуется динамика однокубитного одномодового лазера с непрерывной некогерентной накачкой кубита и модой поля в начальном когерентном состоянии. На основе анализа дифференциальных уравнений в частных производных для распределений квазивероятности выделяется два этапа эволюции (когерентный и некогерентный), которые имеют свои характерные особенности. Система может проявлять бистабильное поведение, аналогичное для одноатомного лазера с когерентной накачкой, и способна генерировать состояния кота Шредингера. Количественный анализ неклассичности состояния показывает, что ее максимум достигается на промежуточных этапах эволюции.

**Ключевые слова:** одноатомный лазер, квазивероятность, неклассичность, бистабильность.

Одноатомный лазер (ОАЛ) представляет собой простую, но важную модельную систему, проявляющую нетривиальную динамику и квантовые эффекты, такие как расщепление Раби [1], затухание и возрождение осцилляций [2], фотонная блокада [3] и ее разрушение [4], антигруппировка и субпуассоновская статистика фотонов [3], фазовая и амплитудная бистабильность [5], мультистабильность [6]. Система может выступать источником неклассических оптических состояний и приводить к созданию квантовых корреляций фотонов [7].

К настоящему времени большое количество разных подходов было успешно применено для исследования динамики и стационарного состояния ОАЛ: численное решение управляющего уравнения [8], приближенный полуклассический метод [8-10], метод квантовых траекторий [10] и др. Анализ распределений квазивероятности оказался полезным и наглядным для исследования стационарного состояния и для предсказания генерации состояний кота Шредингера при когерентной накачке ОАЛ. Однако до сих пор не выполнен последовательный и детальный анализ динамики ОАЛ в терминах распределений квазивероятности, который дал бы более четкое понимание происхождения неклассичности состояний и позволил бы найти условия для генерации наиболее полезных состояний.

В данном исследовании [11] рассматривается модель однокубитного одномодового лазера с некогерентной накачкой. Двухуровневый атом в основном состоянии  $|1\rangle$  и возбужденном состоянии  $|2\rangle$  взаимодействует с резонансной модой поля с константой взаимодействия  $g$ . Динамика оператора плотности  $\rho$  рассматриваемой модельной системы описывается управляющим уравнением в представлении взаимодействия:

$$\frac{d}{dt}\rho = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + 2\kappa\mathcal{L}(a)\rho + R_{12}\mathcal{L}(\sigma_+)\rho + R_{21}\mathcal{L}(\sigma_-)\rho + \Gamma\mathcal{L}(\sigma_z)\rho, \quad (1)$$

где  $R_{12}$  – средняя скорость накачки ОАЛ;  $\kappa$ ,  $R_{21}$  и  $\Gamma$  – скорости распада возбужденных состояний атома и поля и дефазировки; релаксация описывается как  $2\mathcal{L}(X)\rho = 2X\rho X^\dagger - X^\dagger X\rho - \rho X^\dagger X$ ; операторы  $\sigma_-$ ,  $\sigma_+$ ,  $\sigma_z$  и  $a$ ,  $a^\dagger$  описывают динамику атома и поля соответственно. Гамильтониан взаимодействия определяется моделью Джейнса-Каммингса:

$$H = g\hbar(a^\dagger\sigma_- + a\sigma_+). \quad (2)$$

Будем предполагать, что начальное состояние системы задается выражением

$$\rho(0) = |\alpha_0\rangle\langle\alpha_0| \otimes |1\rangle\langle 1|, \quad (3)$$

где атом находится в основном состоянии  $|1\rangle$ , а поле в когерентном состоянии  $|\alpha_0\rangle$ .

Для наглядного представления динамики ОАЛ, а также количественного описания его неклассических свойств, удобно использовать  $s$ -упорядоченное распределение квазивероятности  $P(\alpha; s)$  [12]. Фазово-пространственное представление, основанное на  $s$ -упорядоченных распределениях квазивероятности, особенно удобно для описания динамики ОАЛ с некогерентной накачкой, т.к. известно, что стационарное состояние характеризуется сингулярной функцией Глаубера в любом нетривиальном режиме [13], в то время как распределение квазивероятности регулярно для любого  $s < 1$ . Дополнительным полезным свойством использования распределений квазивероятности является их тесная связь с определением неклассичности состояния на основе полуположительности функции Глаубера. Глубина неклассичности  $\tau$  состояния поля  $\rho$  может быть охарактеризована минимальным (критическим) значением  $s_c$  параметра  $s$ , для которого функция  $P(\alpha; s)$  не строго положительная [14]:

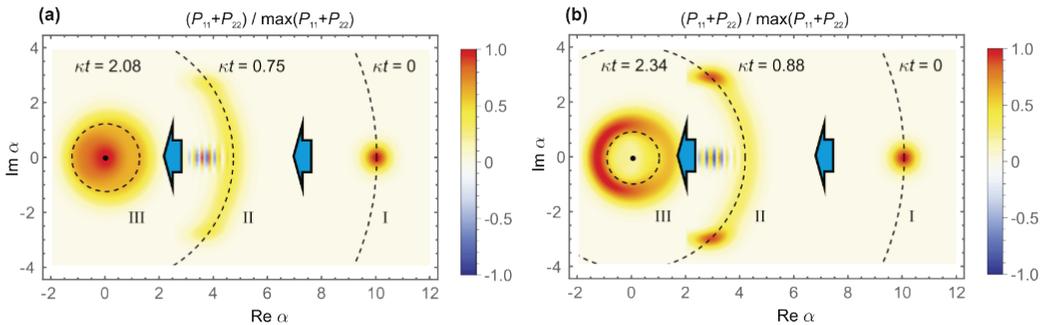
$$\tau = \frac{1 - s_c}{2}; \quad s_c = \inf\{s \mid \exists \alpha: \text{Tr}(\rho \delta(a - \alpha; s)) \leq 0\} \quad (4)$$

Разложив оператор плотности  $\rho$  по состояниям атома рассматриваемой системы, управляющее уравнение (1) сводится к системе дифференциальных уравнений относительно компонент оператора плотности  $\{\rho_{11}, \rho_{12}, \rho_{21}, \rho_{22}\}$ . В свою очередь для  $s$ -упорядоченных распределений квазивероятности эта система может быть преобразована к уравнению в частных производных:

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d}{dt} u = c \Delta u + \nabla \cdot (\boldsymbol{\gamma} u) - (\boldsymbol{\beta} \cdot \nabla) u - a u, \quad (5)$$

где  $u = (P_{11}(\alpha; s), P_{22}(\alpha; s), P_{\text{Re}}(\alpha; s), P_{\text{Im}}(\alpha; s))^T$  – 4-компонентный вектор-столбец, состоящий из распределений квазивероятности; операторы производных  $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)^T$  и  $\Delta = \nabla \cdot \nabla = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  относятся к координатам  $x = \text{Re} \alpha$  и  $y = \text{Im} \alpha$ ;  $c = (1 - s)/4$  – скалярный коэффициент диффузии,  $\boldsymbol{\gamma} = (x, y)^T$  – коэффициент потока,  $\boldsymbol{\beta}$  и  $a$  – коэффициенты конвекции и поглощения; квазивероятности определяются как

$$\begin{aligned} P_{11}(\alpha; s) &= \text{Tr}\{\rho_{11} \delta(a - \alpha; s)\}, \quad P_{22}(\alpha; s) = \text{Tr}\{\rho_{22} \delta(a - \alpha; s)\}, \\ P_{\text{Re}}(\alpha; s) &= \text{Tr}\left\{\frac{\rho_{12} + \rho_{21}}{2} \delta(a - \alpha; s)\right\}, \quad P_{\text{Im}}(\alpha; s) = \text{Tr}\left\{\frac{\rho_{12} - \rho_{21}}{2i} \delta(a - \alpha; s)\right\}. \end{aligned} \quad (6)$$



**Рис. 1.** Распределения квазивероятности для различных этапов динамики одноатомного лазера: начальный когерентный этап I, когерентный этап II и некогерентный этап III для двух наборов параметров.

Для определения режимов динамики ОАЛ используется численное моделирование. Для численного решения уравнения (5) используется метод конечных элементов. На рис. 1 показано характерное поведение функции распределения квазивероятности, соответствующей состоянию поля после вычисления следа  $\rho_{\text{field}} = \text{Tr}_{\text{atom}} \rho$ . Начальный этап эволюции

характеризуется сильной фазовой зависимостью, что указывает на сохранение когерентных свойств состояния, и наличием интерференционной области с отрицательными значениями квазивероятности, что указывает на существенно неклассические свойства состояния. Этот этап называется когерентным. Следующий этап динамики соответствует приближению системы к стационарному состоянию: в зависимости от параметров наиболее вероятная амплитуда поля для стационарного состояния может быть либо равна 0 (тепловой режим, рис.1(a)), либо отлична от 0 (режим генерации, рис.1(b)). В обоих случаях фазовая информация о начальном когерентном состоянии практически потеряна; этот этап можно назвать некогерентным.

Когерентный этап динамики начинается с когерентного состояния с большой амплитудой и включает в себя формирование суперпозиции когерентных состояний с сильной неклассичностью (состояния кота Шредингера), затем затухание квантовой интерференции с переходом к состоянию близкому к классической смеси когерентных состояний. Распределения квазивероятности, описывающие когерентный этап эволюции, имеют две характерные области: интерференционная область и дуга. Такая структура сохраняется на протяжении всего этапа.

Для когерентного этапа выполняются условия:  $g^2/\kappa^2 \gg 1$  и среднее число фотонов  $\langle n \rangle \gg 1$ . Показано, что наиболее вероятная амплитуда для дуговой области распределения квазивероятности изменяется как  $r(t) = \alpha_0 e^{-\kappa t}$  ( $r, \theta$  – полярные координаты при описании динамики). Установлено, что в режиме сильной связи наблюдается два пика около точек (рис.2(b))

$$\theta = \pm\theta_1, \quad \theta_1 = \frac{\sqrt{\eta}}{2\alpha_0} \{\exp(\kappa t) - 1\}. \quad (7)$$

Этот результат очень близок к эффекту фазовой бистабильности для ОАЛ с когерентной накачкой. В режиме больших потерь эффект бистабильности не проявляется – наблюдаются случайные блуждания с полушириной покрываемой угловой области  $\theta_2 = \sqrt{\frac{\eta[\exp(2\kappa t)-1]}{(8\mu_0+4)\alpha_0}}$  (рис. 2(a)).

Важной особенностью некогерентного этапа является наблюдение эффекта аналогичного эффекту амплитудной бистабильности для случая когерентной накачки ОАЛ [5].

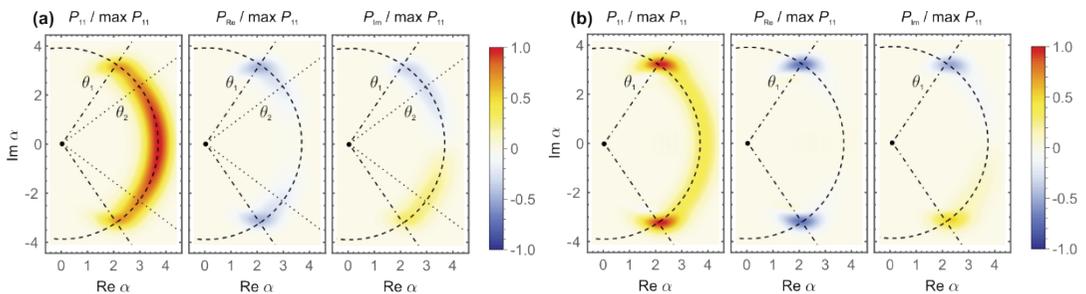


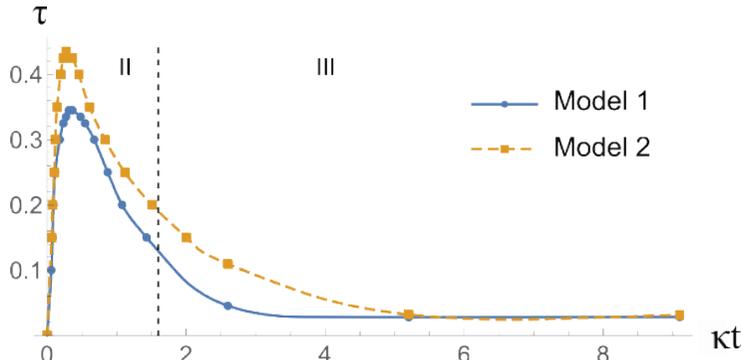
Рис. 2. Распределения квазивероятности для дугообразной области когерентного этапа.

На рис.3 приведена динамика глубины неклассичности. Начальный рост неклассичности состояния вызван когерентным взаимодействием поля и кубита и формированием гибридного перепутанного состояния кота Шредингера. Результирующая неклассичность ограничена некогерентным взаимодействием системы с окружением, разрушающим квантовую интерференцию. Для модели 2 более низкая скорость распада возбужденного состояния кубита приводит к более длительному сохранению квантовой интерференции и большему значению глубины неклассичности.

Было показано, что динамика ОАЛ с некогерентной накачкой воспроизводит эффекты фазовой и амплитудной бистабильности, обнаруженные ранее для случая когерентной

накачки. На промежуточных стадиях эволюции системы генерируются сильно неклассические состояния. Они обладают гибридной перепутанностью между кубитом и модой поля и могут быть отображены на состояние кота Шредингера, используя измерение состояния кубита. Такое состояние может быть полезным, например, для кодирования квантовой информации или для квантовой метрологии.

Кроме того, анализ распределений квазивероятности оказался полезным для количественного описания неклассичности сгенерированного состояния и определения оптимальных условий для генерации неклассического состояния.



**Рис. 3.** Эволюция глубины неклассичности  $\tau$  состояния поля, усредненного по кубиту модели I и модели 2. Вертикальная пунктирная линия отделяет когерентный этап динамики II от некогерентного III.

### Литература

1. Boca A. et al. // Physical review letters. 2004. V. 93. No. 23. P. 233603.
2. Eberly J. H., Narozhny N. B., Sanchez-Mondragon J. J. // Physical Review Letters. 1980. V. 44. No. 20. P. 1323.
3. Birnbaum K. M. et al. // Nature. 2005. V. 436. No. 7047. P. 87-90.
4. Fink J. M. et al. // Physical Review X. 2017. V. 7. No. 1. P. 011012.
5. Kilin S. Y., Krinitskaya T. B. // JOSA B. 1991. V. 8. No. 11. P. 2289-2295.
6. Mantovani M. et al. // Physical Review B. 2019. V. 99. No. 4. P. 045442.
7. Kilin S. Y., Karlovich T. B. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2002. V. 95. P. 805-819.
8. Boozer A. D. // Physical Review A. 2008. V. 78. No. 5. P. 053814.
9. Mu Y., Savage C. M. // Physical Review A. 1992. V. 46. No. 9. P. 5944.
10. An K. // Journal of the Physical Society of Japan. 2003. V. 72. No. 4. P. 811-816.
11. Mikhalychev A. B., Vlasenko S. V., Kilin S. Y. // Physical Review A. 2022. V. 105. No. 6. P. 063723.
12. Cahill K. E., Glauber R. J. // Physical Review. 1969. V. 177. No. 5. P. 1882.
13. Kilin S. Y., Mikhalychev A. B. // Physical Review A. 2012. V. 85. No. 6. P. 063817.
14. Lee C. T. // Physical Review A. 1991. V. 44. No. 5. P. R2775.

## PHASE-SPACE DYNAMICS OF A SINGLE-ATOM LASER: NONCLASSICALITY AND BISTABILITY

S.V. Vlasenko<sup>1,\*</sup>, A.B. Mikhalychev<sup>1</sup>, S.Ya. Kilin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus*

\*e-mail: svetlana.vlasenko@yahoo.com

We investigate dynamics of a single-qubit single-mode laser with continuous incoherent pump of qubit, the field mode being initially prepared in a coherent state. Analysis of partial differential equations for quasi-probability distributions helps us to distinguish two stages of evolution (coherent and incoherent ones) with their characteristic features. The system can exhibit bistability-like behavior similar to the one reported for a single-atom laser with continuous coherent pump, and is capable of generating Schrödinger cat states. Quantitative analysis of the field state nonclassicality shows that its maximum is reached at intermediate stages of evolution.

**Key words:** single-atom laser, quasiprobability, nonclassicality, bistability.

# ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В СВЕРХРЕШЕТКЕ И ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

И.С. Двужиллов<sup>1,\*</sup>, Ю.В. Двужилова<sup>1</sup>, М.Б. Белоненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр-т Университетский, 100  
\*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

В работе построена теоретическая модель взаимодействия предельно короткого оптического импульса со сверхрешеткой, на основе квантовых точек, которая включает в себя тонкую пленку из полупроводниковых углеродных нанотрубок. Показаны результаты временной эволюции напряженности импульса при его прохождении через такую среду. Установлены особенности динамики импульса для различных скоростей входа импульса в среду, амплитуды и различной толщине пленки.

**Ключевые слова:** предельно короткие импульсы, сверхрешетка, тонкая пленка, углеродные нанотрубки.

В качестве среды распространения предельно коротких оптических импульсов выбрана сверхрешетка, по которой понимается структура, в которой на электроны кроме потенциала решетки действует искусственно созданный потенциал (с периодом, существенно превышающим период решетки). Дополнительный периодический потенциал сверхрешетки изменяет зонную структуру исходных полупроводников [1]. Внутри сверхрешетки включена тонкая пленка из полупроводниковых углеродных нанотрубок (УНТ) [2]. Практический интерес к сверхрешеткам обусловлен выходом на качественно новый уровень создания оптических приборов, например, высокоэффективных полупроводниковых лазеров [3]. Близость энергетического спектра уединенной квантовой точки к атомным уровням позволяет создавать на их основе одноэлектронные транзисторы и элементы памяти [4]. Вектор-потенциал электромагнитного поля импульса можно описать в рамках классического подхода, с использованием уравнений Максвелла:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \cdot [\Phi(z_0 - z) - \Phi(z_0 - z + h)] = 0 \quad (1)$$

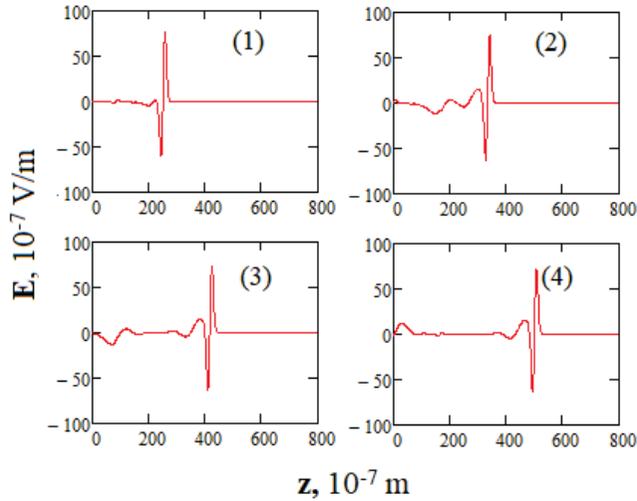
здесь  $\Delta$  – оператор Лапласа;  $A$  – вектор-потенциал электрического поля предельно короткого оптического импульса;  $c$  – скорость света в сплошной среде полупроводниковой сверхрешетки;  $\mathbf{j}$  – плотность тока;  $\Phi$  – функция Хевисайда;  $h$  – толщина пленки из полупроводниковых УНТ;  $z_0$  – положение края пленки из УНТ со стороны бегущего импульса. Плотность тока представляет собой сумму токов, образующихся благодаря взаимодействию электрического поля импульса с электронами сверхрешетки и УНТ.

Начальные условия на вектор-потенциал предельно короткого импульса имеют вид:

$$\begin{aligned} A(z, t)|_{t=0} &= A_0 \cdot \exp\left\{-\frac{(z-z')^2}{\gamma^2}\right\}, \\ \frac{dA(z, t)}{dt}\Big|_{t=0} &= A_0 \cdot \frac{2v(z-z')^2}{\gamma^2} \cdot \exp\left\{-\frac{(z-z')^2}{\gamma^2}\right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

здесь  $A_0$  – амплитуда импульса,  $z'$  – задает начальное положение центра импульса,  $\gamma$  – ширина импульса,  $v$  – скорость входа импульса в среду.

Эволюция напряженности электрического поля предельно короткого импульса при его распространении в среде сверхрешетки и тонкой пленки из УНТ представлена на рисунке 1.



**Рис. 1.** Эволюция напряженности электрического поля импульса в фиксированные моменты времени: (1) 10 пс, (2) 20 пс, (3) 30 пс, (4) 40 пс.

На основании проведенного численного моделирования можно сказать, что импульс стабильно распространяется на временах нескольких дисперсионных длин (до 40 пс), с сохранением амплитуды. Устойчивое распространение и стабилизация формы наблюдается после прохождения пленки из УНТ.

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

### Литература

1. R. Tsu. Superlattice to Nanoelectronics. Amsterdam: Elsevier. 2011. 346 p.
2. Eletskiy A.V. // Physics - Uspekhi. 1997. V. 40. P. 899.
3. Lipsanen H., Tulkki J. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 1592.
4. Recher P., Sukhorukov E.V., Loss D. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. No 9. P. 1962-5.

## EVOLUTION OF FEW CYCLE PULSES IN A SUPERLATTICE AND A THIN CARBON NANOTUBES FILM

I.S. Dvuzhilov<sup>1,\*</sup>, Yu.V. Dvuzhilova<sup>1</sup>, M.B. Belonenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Volgograd State University  
100 Prospect Universitetsky, Volgograd, 400062, Russia  
\*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru*

In this paper, a theoretical model of the interaction of an few cycle optical pulse with a superlattice based on quantum dots, which includes a thin film of semiconductor carbon nanotubes, is constructed. The results of the temporal evolution of the pulse strength during its passage through such a medium are shown. The features of the pulse dynamics are established for different pulse entry velocities into the medium, amplitudes, and different film thicknesses.

**Key words:** extremely short pulses, superlattice, thin film, carbon nanotubes.

# ТУННЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Ю.В. Двужилова<sup>1,\*</sup>, И.С. Двужиллов<sup>1</sup>, М.Б. Белоненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр-т Университетский, 100  
\*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

В работе показаны результаты численного моделирования динамики напряженности электрического поля трехмерных предельно коротких лазерных импульсов в среде оптически анизотропного фотонного кристалла на основе полупроводниковых углеродных нанотрубок с учетом накачки внешним полем и туннельной ионизации. Показаны результаты временной эволюции импульсов и зависимость их динамики от параметров фотонного кристалла.

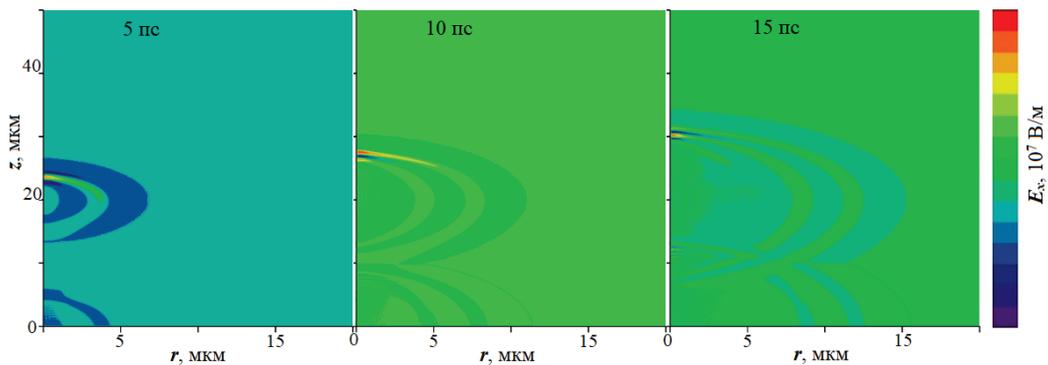
**Ключевые слова:** предельно короткие импульсы, оптическая анизотропия, фотонный кристалл, углеродные нанотрубки.

В данной работе в качестве материала для фотонного кристалла выбраны углеродные нанотрубки (УНТ), у которых закон дисперсии электронов не параболический [1], что в свою очередь обуславливают нелинейность отклика нанотрубок на воздействие электромагнитных импульсов [2]. Однако, в присутствии УНТ возникают дополнительные диссипативные эффекты и, следовательно, необходима компенсация т.е. «подкачка» энергии. Распространение предельно коротких импульсов с дополнительной подкачкой энергии описано, например, в [3]. Уравнения Максвелла на вектор-потенциал электрического поля импульса в анизотропном фотонном кристалле имеют вид:

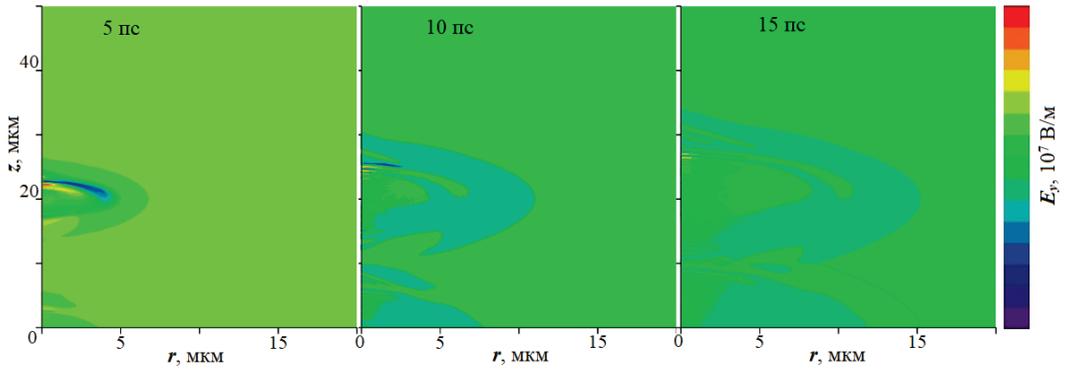
$$\Delta A - \frac{n^2(z)}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j(A) - W \left( \frac{\partial A}{\partial t} \right) = 0, \quad (1)$$

$$W(x) = W_0 \cdot \left( \frac{|x|}{\beta_T} \right)^{5/2} \cdot \exp \left\{ -\frac{\beta_T}{|x|} \right\}.$$

здесь  $A = (A_x(x, y, z, t), A_y(x, y, z, t), 0)$  – вектор-потенциал электрического поля импульса,  $n(z)$  – задает фотонный кристалл;  $c$  – скорость света;  $\Gamma$  – показатель накачки (усиления) электрического поля;  $j = (j_x(x, y, z, t), j_y(x, y, z, t), 0)$  – плотность электрического тока;  $W$  – слагаемое, описывающее туннельную ионизацию (формула Келдыша) [4].



**Рис. 1.** Эволюция  $x$ -компоненты напряженности электрического поля импульса в фиксированные моменты времени.



**Рис. 2.** Эволюция  $y$ -компоненты напряженности электрического поля импульса в фиксированные моменты времени.

Для компенсации диссипативных эффектов и дифракционного расплывания импульса за пределы усиливающей области отвечает параметр  $\Gamma$  накачки внешними полями, поля считаются сосредоточенным в некоторой области вблизи оси распространения импульса. Эволюция напряженности электрического поля трехмерного предельно короткого лазерного импульса при его распространении в оптически анизотропном фотонном кристалле из УНТ, с учетом туннельной ионизации и накачки внешним полем, представлена на рисунках 1 и 2.

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

### Литература

1. Elets'kii A.V. // Physics - Uspekhi. 1997. V. 40. P. 899.
2. Jiang J., Saito R., Grüneis A., et. al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 045417.
3. Dvuzhilov I.S., Dvuzhilova Yu.V., Konobeeva N.N., et. al. // Romanian Rep. in Phys. 2020. V. 72. No 3. P. 410.
4. Keldysh, L.V. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1965. V. 20. P. 1307.

## TUNNELING IONIZATION IN AN OPTICALLY ANISOTROPIC PHOTONIC CRYSTAL OF CARBON NANOTUBES UNDER THE ACTION OF A LASER PULSE

Yu.V. Dvuzhilova<sup>1,\*</sup>, I.S. Dvuzhilov<sup>1</sup>, M.B. Belonenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Volgograd State University  
100 Prospect Universitetsky, Volgograd, 400062, Russia  
\*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

The paper presents the results of numerical simulation of the dynamics of the electric field strength of three-dimensional extremely short laser pulses in the medium of an optically anisotropic photonic crystal based on semiconductor carbon nanotubes, taking into account pumping by an external field and tunneling ionization. The results of the time evolution of pulses and the dependence of their dynamics on the parameters of the photonic crystal are shown.

**Key words:** extremely short pulses, optical anisotropy, photonic crystal, carbon nanotubes.

## ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ДЕМУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕ ФОТОНОВ ОДНОЙ ЯЧЕЙКОЙ ПОККЕЛЬСА

М.А. Дрязгов<sup>1,\*</sup>, Ю.А. Бирюков<sup>1</sup>, К.В. Тараторин<sup>1</sup>, И.В. Дьяконов<sup>1</sup>, А.А. Корнеев<sup>1</sup>,  
С.С. Страупе<sup>1,2</sup>, С.П. Кулик<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Центр квантовых технологий, Московский государственный университет имени  
М.В. Ломоносова

119234, Москва, микрорайон Ленинские Горы, 1с35

<sup>2</sup>Российский Квантовый Центр, Сколково

143026, Москва, Большой бульвар, 30с1

<sup>3</sup>Лаборатория квантовой обработки информации и квантовых вычислений,

Южно-Уральский Государственный Университет

454080, Челябинск, проспект Ленина, 76

\*e-mail: dryazgovm@gmail.com

Рассматриваются оптические схемы пространственного демультиплексирования фотонов от однофотонных источников, в частности, от квантовой точки. Предложенная схема позволяет демультиплексировать  $N$  фотонов с помощью одной ячейки Поккельса. Максимальное число демультиплексируемых фотонов  $N$  определяется геометрическими размерами используемых оптических компонентов: зеркал, поляризационных делителей и входной апертурой ячейки Поккельса. Продемонстрирована экспериментальная реализация для  $N = 4$ . Также рассматриваются перспективные методы увеличения числа демультиплексируемых фотонов до  $4N - 3$  с помощью одной ячейки Поккельса и без увеличения геометрических размеров оптических элементов.

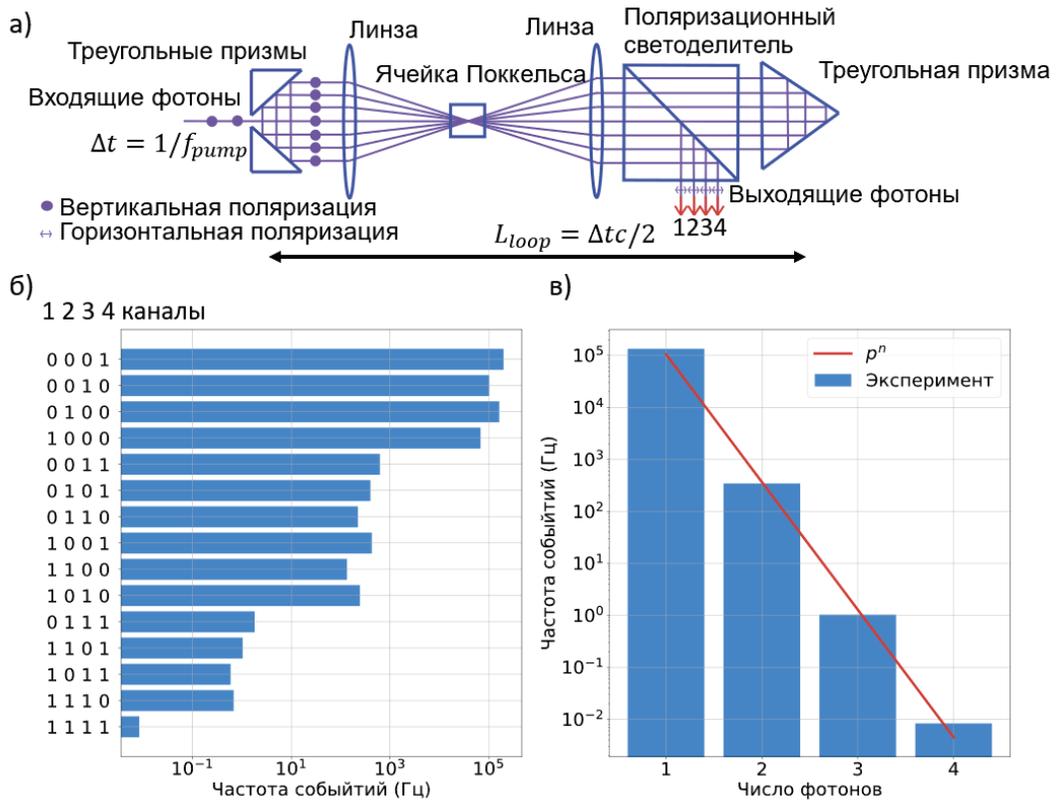
**Ключевые слова:** демультиплексирование фотонов, источник одиночных фотонов, ячейка Поккельса.

Прикладные задачи квантовой оптики, например, бозонный семплинг, основаны на взаимодействии одиночных неразличимых фотонов друг с другом, что требует одновременного наличия нескольких фотонов в оптической схеме [1]. Однако, наиболее распространенные источники одиночных неразличимых фотонов, такие как квантовые точки, генерируют только один фотон на один импульс накачки лазера [2-4]. Это приводит к необходимости демультиплексирования, то есть пространственного разделения последовательности фотонов на отдельные каналы [5]. Наиболее эффективным способом пространственного разделения является использование ячеек Поккельса в древовидном демультиплексоре [6-7]. В этих работах последовательность из  $N$  фотонов с линейной поляризацией свободно проходит выключенную ячейку Поккельса и поляризационный светоделитель; перед пролётом последнего фотона из последовательности ячейка Поккельса включается, что приводит к повороту поляризации фотона на 90 градусов и отклонению его с помощью поляризационного светоделителя; последовательность из  $N - 1$  фотонов проходит через следующую ячейку Поккельса и поляризационный светоделитель, и операция повторяется. Недостатком этой схемы является необходимость использования  $N - 1$  ячеек Поккельса и поляризационных светоделителей для демультиплексирования  $N$  фотонов.

В нашей работе рассматривается оптическая схема демультиплексирования  $N$  фотонов с помощью 1 ячейки Поккельса и рассматриваются варианты её масштабирования до  $4N - 3$  фотонов без увеличения числа используемых ячеек.

Оптическая схема пространственного демультиплексора показана на рисунке 1(а). В основе его принципа работы лежит оптическая петля, образованная двумя треугольными призмами в начале и одной треугольной призмой в конце. Одиночные фотоны генерируются квантовой точкой, накачиваемой импульсным лазером с частотой импульсов накачки  $f_{pump}$ , проходят между двумя входными треугольными призмами и попадают на конечную треугольную призму, где с пространственным сдвигом отражаются обратно. Из-за смещения, отражённые

фотоны попадают на входные треугольные призмы и вновь отражаются. Расстояние между входными призмами и конечной призмой  $L_{loop}$  выбрано такое, что время полного облёта петли равно времени между прилётами фотонов от точки. В петле расположены 2 линзы, образующие телескоп 1:1, в центре которого помещена ячейка Поккельса. Линзы необходимы, во-первых, для уменьшения влияния дисперсии на моду фотонов, так как фотоны множество раз облетают петлю, и, во-вторых, для согласования фотонов с малой апертурой ячейки Поккельса. Также в петле расположен поляризационный светоделитель таким образом, что фотоны с линейной поляризацией от точки проходят сквозь него. С каждым облётом петли фотоны пространственно сдвигаются друг от друга, что позволяет накопить в ней  $N$  фотонов, двигающихся одновременно. После накопления необходимого количества фотонов в петле, ячейка Поккельса активируется, поляризация фотонов поворачивается на 90 градусов, они отражаются от поляризационного светоделителя и одновременно выходят из петли.



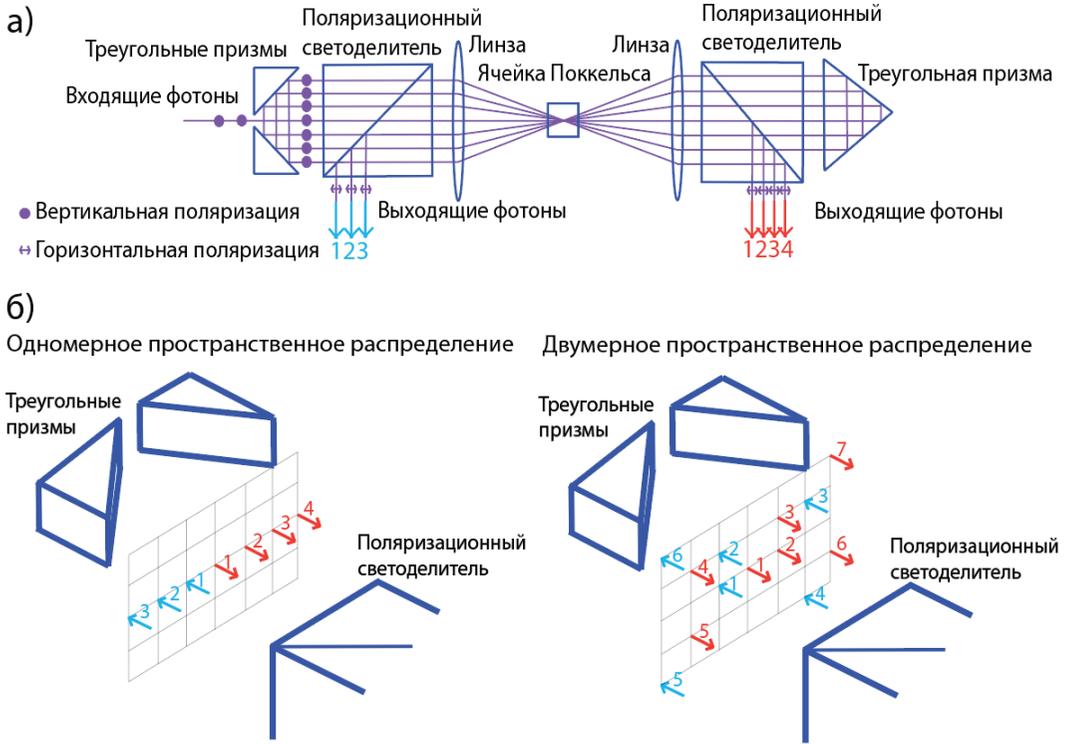
**Рис. 1.** (а) Оптическая схема пространственного демультиплексора с одинарной петлёй; (б) экспериментально полученные распределения фотонов в канале демультиплексора; (в) частоты многофотонных событий, аппроксимированные экспоненциальной функцией  $p^n$ .

Для приведённой схемы с 4 фотонами были получены распределения фотонов в канале демультиплексора и частоты многофотонных событий (рисунок 1(б) и 1(в) соответственно). Длина волны одиночных фотонов  $\lambda = 918.83$  нм, частота приходов импульсов накачки  $f_{pump} = 82.6$  МГц. Полученные частоты были аппроксимированы экспоненциальной функцией  $p^n$ , что позволило получить эффективность описываемого демультиплексора  $p = 39.7\%$ . Подробнее экспериментальные результаты описаны в работе [8].

Несмотря на то, что описываемый демультиплексор концептуально может быть масштабирован для любого числа фотонов, для экспериментальной реализации этого необходимо значительно увеличивать геометрические размеры призм и поляризационных светоделителей, апертуру ячейки Поккельса или фокусное расстояние линз. Это приводит к

необходимости построения усовершенствованных оптических схем петлевого демультиплексора для увеличения числа демультиплексированных фотонов без увеличения геометрических параметров.

Одним из способов усовершенствования петлевого демультиплексора является использование двойной петли, как показано на рисунке 2(а). В этом случае длина петли  $L_{loop}$  в 2 раза меньше при прежней частоте накачки  $f_{pump}$ , что обеспечивает попадание нового фотона в петлю, когда предыдущий достиг ее конца. Фотоны с обоих концов петли одновременно проходят через ячейку Поккельса с разных сторон, и в момент её активации покидают петлю с помощью двух поляризационных светоделителей. Представленная схема позволяет демультиплексировать  $2N - 1$  фотонов с помощью 1 ячейки Поккельса.



**Рис. 2. (а)** Оптическая схема пространственного демультиплексора с двойной петлёй. **(б)** Одномерное и двумерное пространственное распределение траекторий фотонов при прямом и обратном ходе в оптической петле.

Более сложным способом увеличения числа демультиплексируемых фотонов является использование не только горизонтального смещения фотонов в петле, но и вертикального. Этого можно добиться, заменив треугольную призму на конце петли оптическим элементом, который сдвигает фотоны по горизонтали или вертикали в зависимости от того, куда они падают. На рисунке 2(б) показаны двумерные картины распределения фотонов в пространстве между двумя призмами и поляризационным светоделителем. Одномерное пространственное распределение соответствует рассматриваемым ранее вариантам: 4 фотона, отмеченные красными стрелками, движутся к ячейке Поккельса от входных призм и отклоняются на поляризационном светоделителе, 3 фотона, отмеченные синими стрелками, движутся во встречном направлении и отклоняются вторым поляризационным светоделителем. При сохранении прежних геометрических размеров в случае схемы с двухмерной петлёй число демультиплексированных фотонов увеличивается до  $4N - 3$ .

Рассмотрены оптические схемы пространственного демультиплексирования фотонов с

помощью одной ячейки Поккельса. В случае одной оптической петли число демультимплексированных фотонов  $N$  ограничено геометрическими размерами используемых оптических элементов. При переходе к двум оптическим петлям число фотонов увеличивается до  $2N - 1$  без увеличения геометрических размеров оптических элементов. При использовании оптического элемента, способного смещать фотоны не только горизонтально, но и вертикально, число демультимплексированных фотонов увеличивается до  $4N - 3$  (для схемы с двумя петлями).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00353, <https://rscf.ru/project/22-12-00353/>.

### Литература

1. Wang H., He Yu., Li Yu.-H., Su Z.-E., Li B., Huang H.-L., Ding X., Chen M.-Ch., Liu Ch., Qin J., Li J.-P., He Yu.-M., Schneider Ch., Kamp M., Peng Ch.-Z., Höfling S., Lu Ch.-Y., Pan J.-W., High-efficiency multiphoton boson sampling, *Nature Photon* 11 (2017) 361–365.
2. Cirlin G. E., Reznik R. R., Shtrom I. V., Khrebtov A. I., Samsonenko Yu. B., Kukushkin S. A., Kasama T., Akopian N., Leonardo L., Hybrid GaAs/AlGaAs Nanowire—Quantum dot System for Single Photon Sources, *Semiconductors*, 52 (2018) 462–464.
3. Schöll E, Hanschke L, Schweickert L, Zeuner KD, Reindl M, Covre da Silva SF, Lettner T, Trotta R, Finley JJ, Müller K, Rastelli A, Zwiller V, Jöns KD., Resonance Fluorescence of GaAs Quantum Dots with Near-Unity Photon Indistinguishability, *Nano Letter*, 19(4) (2019) 2404-2410.
4. Helene O., Maillette I., Thomas S., Wein S., Harouri A., Coppola G., Hilaire P., Millet C., Lemaître A., Sagnes I., Krebs O., Lanco L., Loredó J., Antón C., Somaschi N., Senellart P., Reproducibility of High-Performance Quantum Dot Single-Photon Sources, *ACS Photonics* 7(4) (2020) 1050–1059.
5. Münzberg J., Draxl F., Filipe S., Karli Yu., Manna S., Rastelli A., Weihs G., Keil R., Fast and efficient demultiplexing of single photons from a quantum dot with resonantly enhanced electro-optic modulators, *APL Photonics*, 7(7) (2022) 070802.
6. Rakhlin M. V., Galimov A. I., Dyakonov I. V., Skryabin N. N., Klimko G. V., Kulagina M. M., Zadiranov Yu. M., Sorokin S. V., Sedova I. V., Guseva Yu. A., Berezina D. S., Serov Yu. M., Maleev N. A., Kuzmenkov A. G., Troshkov S. I., Taratorin K. V., Skalkin A. K., Straupe S. S., Kulik S. P., Shubina T. V., Toropov A. A., Demultiplexed single-photon source with a quantum dot coupled to microresonator, *Journal of Luminescence*, 253 (2023) 119496,
7. Hummel T., Ouellet-Plamondon C., Ugur E., Kulkova I., Lund-Hansen T., Broome M., Uppu R., Lodahl P., Efficient demultiplexed single-photon source with a quantum dot coupled to a nanophotonic waveguide, *Applied Physics Letters*, 115(2) (2019) 021102.
8. Dryazgov M. A., Biriukov Yu. A., Dyakonov I. V., Taratorin K. V., Korneev A. A., Rakhlin M. V., Galimov A. I., Klimko G. V., Sorokin S. V., Kulagina M. M., Zadiranov Yu. M., Toropov A. A., Bergmann F., Straupe S. S., Kulik S. P., Resource-efficient low-loss four-channel active demultiplexer for single photons, (2023) arXiv:2304.09622.

## SPATIAL DEMULTIPLEXING OF PHOTONS BY A SINGLE POCKELS CELL

M.A. Dryazgov<sup>1,\*</sup>, Yu.A. Biriukov<sup>1</sup>, K.V. Taratorin<sup>1</sup>, I.V. Dyakonov<sup>1</sup>, A.A. Korneev<sup>1</sup>,  
S.S. Straupe<sup>1,2</sup>, S.P. Kulik<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Quantum Technology Centre, Lomonosov Moscow State University  
119234, Moscow, Leninskiye Gory, 1s35*

<sup>2</sup>*Russian Quantum Center, Skolkovo  
143026, Moscow, Bolshoy Boulevard, 30s1*

<sup>3</sup>*Laboratory of Quantum Engineering of Light, South Ural State University  
454080, Chelyabinsk, Lenina avenue, 76*

\*e-mail: dryazgovm@gmail.com

We consider optical schemes for spatial demultiplexing of photons from single-photon sources, in particular, from a quantum dot. The proposed scheme makes it possible to demultiplex  $N$  photons using one Pockels cell. The maximum number  $N$  of demultiplexed photons is determined by the geometric dimensions of the optical components: mirrors, polarization splitters, and the input aperture of the Pockels cell. An experimental implementation for  $N=4$  is demonstrated. We also consider promising methods for increasing the number of demultiplexed photons up to  $4N-3$  using one Pockels cell and without increasing the geometric dimensions of optical elements.

**Key words:** photons demultiplexing, single-photon source, Pockels cell.

# ФЕМТОСЕКУНДНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ ШИРОКОПОЛЬНОЙ МНОГОФОТОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Ю.А. Герасимова<sup>1,\*</sup>, М.Ю. Еремчев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Троицкое обособленное подразделение  
108840, Москва, Троицк, Физическая ул., 11

\*e-mail: jjuliagerasimova@gmail.com

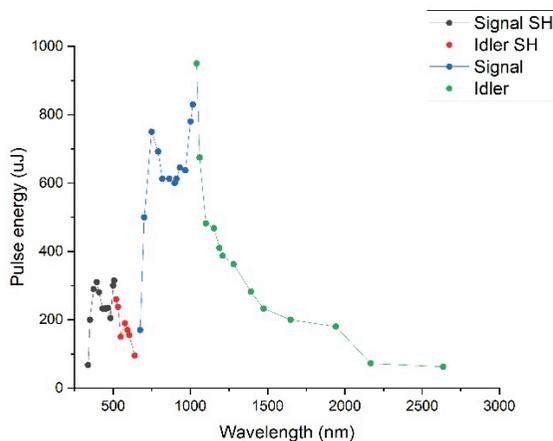
В работе представлены результаты сборки и юстировки оптического параметрического усилителя на базе коммерческого фемтосекундного волоконного лазера с блоком удвоения частоты. Приведены характеристики выходного излучения усилителя, оптимизированные для получения высокой эффективности исследований в области широкопольной многофотонной микроскопии.

**Ключевые слова:** нелинейная оптика, лазерный источник, оптический параметрический усилитель, широкопольная многофотонная микроскопия.

В настоящее время перестраиваемые фемтосекундные источники света в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне нашли широкое применение при решении фундаментальных и прикладных задач в микроскопии биологических структур. Использование таких источников позволяет покрыть весь диапазон прозрачности биологических тканей [1], а также визуализировать образец с высокой скоростью, временным разрешением и контрастностью [2].

Эффективным методом получения возможности перестройки длины является оптическое параметрическое усиление, основанное на явлении нелинейного оптического взаимодействия между светом и материалом [3].

В данной работе совместно с компанией Авеста-Проект был разработан оптический параметрический усилитель (ОПУ) с блоком удвоения частоты для дальнейшего использования в нелинейной микроскопии водных поверхностей клеточных мембран. ОПУ оптимизирован для достижения наилучшего контраста визуализации с использованием таких методов как двухфотонная флуоресценция [4], а также генерация второй [5] и третьей гармоник [6].



**Рис. 1.** Энергия в импульсе второй гармоники сигнала (черный), второй гармоники холостой (красный), сигнала (синий) и холостой (зеленый) при перестройке длины волны.

В качестве задающего лазера был использован коммерческий фемтосекундный лазер длиной волны 1030 нм, длительностью импульса 250 фс, энергией в импульсе 24 мкДж, частотой повторения импульсов 400 кГц (ANTAUS, Авеста-Проект). На рис. 1 показана зависимость

энергии в импульсе от длины волны. При оптимальных параметрах схемы система имеет следующие характеристики: диапазон перестройки 320-2560 нм; длительность импульсов 130-260 фс; частота следования импульсов 400 кГц; максимальная суммарная эффективность преобразования 6%.

В дальнейшем на базе ОПУ планируется разработка методов нелинейной микроскопии для проведения исследований поверхностей модельных клеточных мембран. Полученные результаты работы позволят существенно увеличить эффективность нелинейных оптических эффектов, что позволит увеличить контрастность при визуализации биологических образцов.

Авторы входят в состав ведущей научной школы Российской Федерации (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. König K. // J. Microsc. 2000. V. 200. № 2. P. 83–104.
2. Roesel D., Eremchev M., Schönfeldová T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. № 16. P. 160501.
3. Cerullo G., De Silvestri S. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. № 1. P. 1–18.
4. So P.T.C., Dong C.Y., Masters B.R. et al. // Annual review of biomedical engineering. 2000. V. 2. № 1. P. 399–429.
5. Eremchev M., Roesel D., Dansette P.-M. et al. // Biointerphases. 2023. V. 18. № 3. P. 031202.
6. Weigelin B., Bakker G.-J., Friedl P. // J. Cell Sci. 2016. V. 129. № 2. P. 245–255.

## FEMTOSECOND OPTICAL PARAMETRIC AMPLIFIER FOR WIDEFIELD MULTIPHOTON MICROSCOPY

**Yu.A. Gerasimova\*, M.Yu. Eremchev**

*<sup>1</sup>Lebedev Physical Institute RAS, Branch in Troitsk  
108840 Moscow, Troitsk, Fizicheskaya str., 11  
\*e-mail: jjuliagerasimova@gmail.com*

The work presents the result of assembly and alignment of the tunable femtosecond optical parametric amplifier with the second harmonic generation module based on a commercial femtosecond fiber laser. Output characteristics were optimized to obtain high efficiency in wide-field multiphoton microscopy.

**Key words:** nonlinear optics, laser source, optical parametric amplifier, widefield multiphoton microscopy.

## КВАНТОВЫЕ ФУНКЦИИ ХЕШИРОВАНИЯ НА ОСНОВЕ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА СВЕТА

Н.М. Шафеев<sup>1,\*</sup>, Д.О. Акатьев<sup>2</sup>, Д.А. Турайханов<sup>2</sup>, И.З. Латыпов<sup>2</sup>, А.А. Калачев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*К(П)ФУ, Институт Физики  
420111, Казань, Кремлевская, 16а*

<sup>2</sup>*КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН  
420029, Казань, Сибирский Тракт, 10/7*

\*e-mail: leovaldez242@gmail.com

Данная работа посвящена исследованию квантовых функций хеширования на основе многомерных однофотонных состояний в базе мод орбитального углового момента света. В работе исследуются свойства однофотонных волновых пакетов, обладающих орбитальным угловым моментом, генерируемых в процессе спонтанного параметрического рассеяния света, рассматривается реализация протокола квантовой томографии, реализуется протокол квантового хеширования на основе многомерных однофотонных состояний света, полученных в процессе спонтанного параметрического рассеяния в базе орбитального углового момента. В работе исследуются свойства квантовых криптографических функций хеширования и приводятся результаты наблюдения вероятности возникновения коллизий для различных размерностей квантовых состояний и для различного числа многомерных состояний, используемых в реализации протокола хеширования.

**Ключевые слова:** параметрическое рассеяние, орбитальный угловой момент, спонтанное параметрическое рассеяние, квантовая томография, квантовое хеширование.

Актуальность работы состоит в том, что процесс спонтанного параметрического рассеяния (СПР) широко востребовано в экспериментальной оптике. Например, наибольшее прикладное применение из области квантовой информации имеет направление квантовой криптографии. Кодирование информации на основе многомерных однофотонных состояний (кудитов) обладает большей информационной емкостью, что увеличивает дальность передачи или увеличивает скорость распределения секретного ключа в число раз, пропорциональное размерности кудита [2-4]. Генерации квантовых состояний высокой размерности является одной из важных задач в квантовой оптике. Одним из наиболее перспективных путей ее решения является использование пространственных степеней свободы фотона, например, орбитальный угловой момент света. В условиях спонтанного параметрического рассеяния света удобно получать многомерные пространственные однофотонные состояния света [5]. Кроме того, в силу закона сохранения импульса в процессе СПР ярко выражены корреляции рождаемых бифотонных пар по угловому направлению [6], что позволяет быстро и эффективно управлять орбитальным угловым моментом (ОУМ) рожденных пар фотонов. Благодаря этому мы можем применить пространственные моды для передачи информации на большие расстояния через свободное пространство там, где невозможно реализовать оптоволоконную связь, а именно для дальней квантовой связи и связи со спутником [7].

Использование процесса хеширования является неотъемлемой частью криптографических приложений, оно успешно применяется для усиления секретности криптографического ключа [14] и используется в качестве способа верификации пользователей в многоузловых криптографических сетях, когда необходимо идентифицировать пользователя [15, 16]. Поэтому реализация протоколов хеширования информации в квантовой плоскости позволит абсолютно защищенный способ на основе законов квантовой механики реализовывать протоколы квантовой цифровой подписи и процедуру усиления секретности распределяемого ключа в квантовых криптографических системах, которые необходимы для реализации многоузловых квантовых сетей.

На сегодняшний день алгоритмы хеширования стали неотъемлемой частью кибербезопасности, криптографии, поисковых алгоритмов в базах данных, поскольку они позволяют сказать, являются ли два файла идентичными без их чтения и сравнения. Для

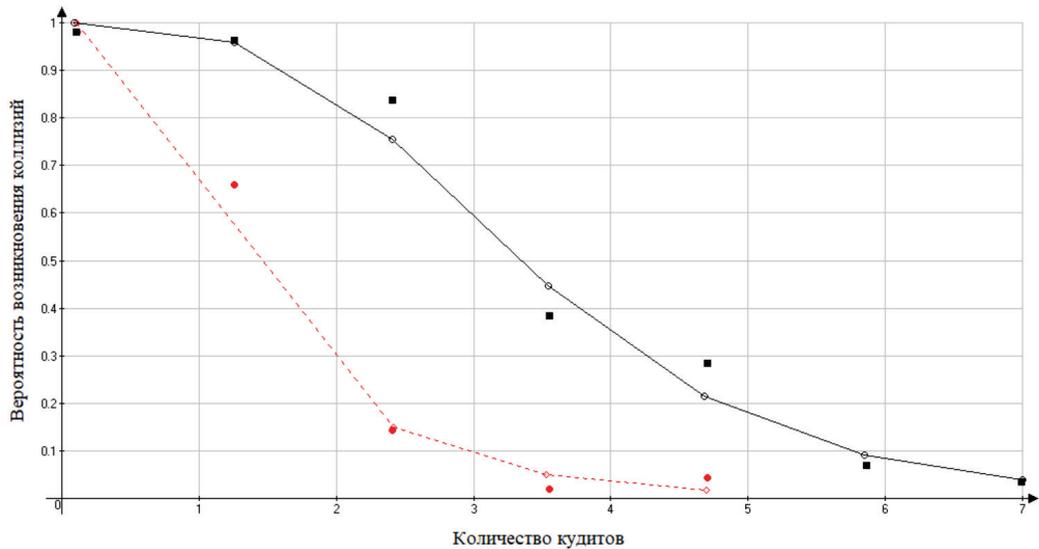
использования в этих целях криптографические функции хеширования должны обладать двумя основными свойствами: однонаправленностью и устойчивостью к коллизиям. Для выполнения свойства однонаправленности должно выполняться условие  $P_{\text{extraction}} = \frac{d^s}{2^n} \ll 1$ , где  $n$  – размер хешируемого классического сообщения в  $2^s$ -мерное гильбертово пространство, построенное на состояниях  $s$  кудитов,  $d$  – размерность пространства состояния кудита, иначе мы не сможем извлечь полный объем информации из полученного сообщения. Что касается условия устойчивости к коллизиям, мы не можем его сформулировать также, как для классических состояний, т.к. мы можем различать достоверно только ортогональные состояния. Поэтому было предложено, что мера устойчивости к коллизиям является степень ортогональности двух квантовых хешей (квантовых состояний, полученных в результате хеширования):

$$P_{\text{collision}} = \max_{x_1, x_2, x_1 \neq x_2} |\langle \Psi(x_1) | \Psi(x_2) \rangle|^2 = \max_{x_1, x_2, x_1 \neq x_2} \frac{1}{d^{2m}} \prod_{j=1}^m \left| 1 + \frac{e^{\frac{2\pi s_{j,2}(x_1-x_2)}{q}} + \dots + e^{\frac{2\pi s_{j,2}(x_1-x_2)}{q}}}{d} \right|^2, \quad (1)$$

где  $x_1$  и  $x_2$  два разных входных классический сообщений,  $|\Psi(x_1)\rangle$  и  $|\Psi(x_2)\rangle$  – хеш-суммы,  $q$  – размер пространства входного сообщения. В данной работе мы экспериментально проверяем свойство устойчивости к коллизиям. Для этого взяли наихудший случай для двух пар входных сообщений  $x_1$  и  $x_2$ : для простоты  $x_1 = 0$ ,  $x_2 =$  максимальное скалярное произведение двух квантовых состояний (хеш-суммы). Данную процедуру провели для кубитов и кутритов в зависимости от количества квантовых носителей информации, используемых в процессе хеширования.

m	d = 2		d = 3	
	$x_1$	$P_{\text{collision}}$	$x_1$	$P_{\text{collision}}$
1	1	0,9998	97	0,9681
2	9	0,9590	69	0,5422
3	24	0,7519	93	0,1483
4	114	0,4378	95	0,0368
5	97	0,2031	123	0,0063
6	76	0,0806		
7	69	0,0279		

**Таблица.1.** Значения  $x_1$  для наихудшего случая, рассчитанные для различных размерностей  $d$  и различного числа квантовых состояний  $m$ , используемых в процедуре квантового хеширования 8 битов классической информации



**Рис.1.** Вероятность наблюдения коллизии как функция числа кудитов для различных размерностей квантового состояния кудитов  $d$ : черный – кубит, красный – кутрит. Сплошными линиями отображены теоретические значения, точками – результаты измерений.

Полученные результаты работы демонстрируют, что использование состояний высокой размерности позволяет ускорить работу протокола квантового хеширования за счет уменьшения числа квантовых носителей информации, необходимых для достижения оптимальных параметров хеширования.

### Литература

1. Brougham T. Information communicated by entangled photon pairs / Brougham T., Barnett S. M. // *Physical Review A*. – 2012. – vol. 85. – Iss. 3. – P. 032322. – DOI: 10.1103/PhysRevA.85.032322.
2. Langford N. K. Measuring entangled qutrits and their use for quantum bit commitment / Langford N. K. et al. // *Physical review letters*. – 2004. – vol. 93. – Iss. 5. – P. 053601. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.053601.
3. Sharapova P. Schmidt modes in the angular spectrum of bright squeezed vacuum / Sharapova P. et al. // *Physical Review A*. – 2015. – vol. 91. – Iss. 4. – P. 043816. – DOI: 10.1103/PhysRevA.91.043816.
4. Klyshko D. N. Parametric luminescence and light scattering by polaritons / Klyshko D. N., Penin A. N., Polkovnikov B. F. // *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 1970. – vol. 11. – P. 5.
5. O’Sullivan-Hale M. N. Pixel entanglement: experimental realization of optically entangled  $d=3$  and  $d=6$  qudits / O’Sullivan-Hale M. N. et al. // *Physical review letters*. – 2005. – vol. 94. – Iss. 22. – P. 220501. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.220501.
6. Krenn M. Twisted light transmission over 143 km / Krenn M. et al. // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. – 2016. – vol. 113. – Iss. 48. – P. 13648-13653. – DOI: 10.1073/pnas.1612023113.
7. Turaykhanov D. A. Quantum hashing via single-photon states with orbital angular momentum / Turaykhanov D. A. et al. // *Physical Review A*. – 2021. – vol. 104. – Iss. 5. – P. 052606. – DOI: 10.48550/arXiv.2110.08535.
8. Mair A. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons / Mair A. et al. // *Nature*. – 2001. – vol. 412. – Iss. 6844. – P. 313-316. – DOI: 10.1038/35085529.

9. Kwiat P. G. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs / Kwiat P. G. et al. // *Physical Review Letters*. – 1995. – vol. 75. – Iss. 24. – P.
10. Kumar N., Diamanti E., Kerenidis I. Efficient quantum communications with coherent state fingerprints over multiple channels // *Physical Review A*. – 2017. – T. 95. – №. 3. – C. 032337.
11. 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.
12. Holevo A. S. Bounds for the quantity of information transmitted by a quantum communication channel // *Problemy Peredachi Informatsii*. – 1973. – T. 9. – №. 3. – C. 3-11.
13. Akat'ev D. O. et al. Multiqudit quantum hashing and its implementation based on orbital angular momentum encoding // *Laser Physics Letters*. – 2022. – T. 19. – №. 12. – C. 125205.
14. Generalized privacy amplification / C. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, U. Maurer // *IEEE Transactions on Information Theory*. — 1995. — Vol. 41, № 6. — P. 1915–1923.
15. An intrusion resistant scada framework based on quantum and post-quantum scheme / S. Ghosh, M. Zaman, G. Sakauye, S. Sampalli // *Applied Sciences*. — 2021. — Vol. 11, № 5. — P. 2082.
16. Experimental authentication of quantum key distribution with post-quantum cryptography / L.-J. Wang, K.-Y. Zhang, J.-Y. Wang [et al.] // *npj quantum information*. — 2021. — Vol. 7, № 1. — P. 1–7.

## QUANTUM HASHING FUNCTIONS BASED ON THE ORBITAL ANGULAR MOMENTUM OF LIGHT

N.M. Shafeev<sup>1,\*</sup>, D.O. Akat'ev<sup>2</sup>, D.A. Turaykhanov<sup>2</sup>, I.Z. Latypov<sup>2</sup>, A.A. Kalachev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*K(P)FU, Institute of Physics  
420111, Kazan, Kremlevskaya, 16a*  
<sup>2</sup>*KFTI FITZ KazNC RAS  
420029, Kazan, Siberian Tract, 10/7*  
\*e-mail: leovaldez242@gmail.com

This work is devoted to the study of quantum hashing functions based on multidimensional single-photon states in the basis of modes of the orbital angular momentum of light. The paper investigates the properties of single-photon wave packets with orbital angular momentum generated in the process of spontaneous parametric light scattering, considers the implementation of a quantum tomography protocol, implements a quantum hashing protocol based on multidimensional single-photon states of light obtained in the process of spontaneous parametric scattering in the basis of orbital angular momentum. The paper investigates the properties of quantum cryptographic hashing functions and provides the results of observing the probability of collisions for different dimensions of quantum states and for a different number of multidimensional states used in the implementation of the hashing protocol.

**Keywords:** parametric scattering, orbital angular momentum, spontaneous parametric scattering, quantum tomography, quantum hashing.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ

К.Р. Каримуллин<sup>1,2,3,\*</sup>, А.И. Аржанов<sup>1,2,3</sup>, К.А. Магарян<sup>2</sup>, А.О. Савостьянов<sup>1</sup>,  
А.В. Наумов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (Троицкое обособленное подразделение), 108840, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет, 119435, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук, 108840, Москва, Россия

\*e-mail: kamil\_karimullin@mail.ru

Обсуждаются результаты исследований спектральных и фотофизических свойств полупроводниковых квантовых точек. Проанализированы перспективы использования квантовых точек и материалов на их основе в приложениях фотоники.

**Ключевые слова:** квантовая точка, CdSe, электрон-фононное взаимодействие, фотоника

В докладе обсуждаются результаты оригинальных работ и исследований, посвященных различным методам синтеза и изучению спектральных и фотофизических свойств полупроводниковых нанокристаллов – квантовых точек (КТ). Рассмотрены фундаментальные закономерности, связывающие морфологию КТ с их оптико-спектральными свойствами, а также механизмы квантово-размерного эффекта, электрон-фононного взаимодействия, эффектов локального поля, мерцания фотolumинесценции одиночных КТ и других явлений. Проанализированы результаты экспериментальных и теоретических исследований температурных зависимостей спектров коллоидных КТ с излучающим ядром CdSe [1], в частности, электрон-фононного взаимодействия в твердотельных нанокompозитах с квантовыми точками CdSe/CdS/ZnS [2]. Рассмотрены существующие и перспективные приложения КТ в различных областях современных фотонных технологий: оптоэлектронике, биофизике, квантовой оптике, сенсорике, фотовольтаике [3].

Доклад подготовлен по результатам выполнения работ 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). Авторы входят в состав Ведущей научной школы Российской Федерации (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. Аржанов А.И., Савостьянов А.О., Магарян К.А., Каримуллин К.Р., Наумов А.В. // Фотоника. 2021. Т. 15, № 8. С. 622-641.
2. Каримуллин К.Р., Аржанов А.И., Суровцев Н.В., Наумов А.В. // Оптика и спектроскопия. 2022. Т. 130, № 1. С. 146-150.
3. Аржанов А.И., Савостьянов А.О., Магарян К.А., Каримуллин К.Р., Наумов А.В. // Фотоника. 2022. Т. 16, № 2. С. 96-113.

## STUDY OF THE PHOTOPHYSICAL PROPERTIES OF SEMICONDUCTOR COLLOID QUANTUM DOTS: FUNDAMENTAL AND APPLIED ASPECTS

**K. R. Karimullin<sup>1,2,\*</sup>, A. I. Arzhanov<sup>1,2,3</sup>, K. A. Magaryan<sup>2</sup>, A. O. Savostianov<sup>1</sup>,  
A. V. Naumov<sup>1,2,3</sup>**

<sup>1</sup> *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Branch in Troitsk, 108840, Moscow, Russia*

<sup>2</sup> *Moscow State Pedagogical University, 119435 Moscow, Russia*

<sup>3</sup> *Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, 108840 Moscow, Russia*

\*e-mail: kamil\_karimullin@mail.ru

The results of studies of the spectral and photophysical properties of semiconductor quantum dots are discussed. The prospects for using quantum dots and materials based on them in photonics applications are analyzed.

**Key words:** quantum dot, CdSe, electron-phonon interaction, photonics

## О ПРИРОДЕ МЕРЦАНИЯ ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

М.А. Князева<sup>1,2,3,\*</sup>, А.О. Тарасевич<sup>1,2,3</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>2,4</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup>Троицкое обособленное подразделение ФИАН  
108840, Москва, г. Троицк, ул. Физическая, д. 11

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет  
119435, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29/7

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет  
«Высшая школа экономики»

105066, Москва, ул. Старая Басманная, д. 21/4, стр. 5

<sup>4</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук  
108840, Москва, г. Троицк, ул. Физическая, д. 5

\*e-mail: lumosisgreat@outlook.com

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования природы мерцания замедленной люминесценции в одиночных квантовых точках и наностержнях. Предложена новая техника зондирования люминесцентных состояний, основанная на квазидновременном импульсном возбуждении образца на нескольких длинах волн. Данный подход позволил проверить гипотезу о захвате горячих носителей заряда на метастабильные ловушечные состояния, которые могут быть ответственны за появление замедленной люминесценции.

**Ключевые слова:** квантовые точки, люминесценция, мерцание.

С момента возникновения техники спектроскопии одиночных молекул и перехода от ансамблевых измерений к работе с одиночными источниками люминесценции открылся ряд возможностей для изучения фотофизических явлений, недоступных ранее для обнаружения вследствие усреднения по ансамблю. К таким явлениям относится эффект мерцания, представляющий собой случайные флуктуации интенсивности люминесценции нанокристаллов [1-3]. В настоящее время существуют несколько альтернативных феноменологических моделей, описывающих этот эффект: зарядовая модель, связывающая эффект мерцания с процессом Оже-рекомбинации [4], и модель множественных рекомбинационных центров (MRC), основанная на механизме безызлучательной рекомбинации посредством захвата носителей заряда на дефектные ловушечные уровни [5,6].

Стоит отметить, что в характеристики излучения квантовых точек вовлечен удивительно широкий диапазон временных масштабов. Помимо люминесцентного сигнала с характерным временем затухания  $\sim 20$  нс («быстрая» люминесценция), в кинетике затухания фотолюминесценции наблюдается слабая составляющая («замедленная» люминесценция) с характерным временем  $\sim 100$  нс. [7]. В работе [8] было обнаружено, что замедленная люминесценция в одиночных квантовых точках проявляет эффект мерцания, причем длительность и относительная интенсивность оп-состояний в замедленной люминесценции не коррелируют с соответствующими параметрами мерцания быстрой компоненты люминесценции. Это, в свою очередь, свидетельствует о наличии как минимум еще одного фотофизического механизма в квантовых точках, приводящего к случайным переключениям между состояниями с различными свойствами рекомбинации электрон-дырочных пар.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию природы мерцания замедленной люминесценции в одиночных квантовых точках и наностержнях. В частности, обсуждаются результаты уникального эксперимента с квазидновременным попеременным импульсным возбуждением одиночных квантовых точек на нескольких длинах волн, позволившие проверить гипотезу о захвате горячих носителей заряда на метастабильные ловушечные состояния, которые могут быть ответственны за появление мерцания замедленной люминесценции.

Исследование выполнено в рамках гранта Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проект НШ-776.2022.1.2 «Опτικο-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов»).

### Литература

1. M. Nirmal, B. O. Dabbousi, M. G. Bawendi, J. J. Macklin, J. K. Trautman, T. D. Harris, and L. E. Brus. Fluorescence intermittency in single cadmium selenide nanocrystals. *Nature* 383, 802 (1996).
2. E. G. Neuhauser, K. T. Shimizu, W. K. Woo, S. A. Empedocles, and M. B. Bawendi. Correlation between fluorescence intermittency and spectral diffusion in single semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. Lett.* 85, 3301–3304 (2000).
3. U. Banin, M. Bruchez, A. P. Alivisatos, T. Ha, S. Weiss, and D. S. Chemla. Evidence for a thermal contribution to emission intermittency in single CdSe/CdS core/shell nanocrystals. *J. Chem. Phys.* 110, 1195–1201 (1999).
4. A.L. Efros and M. Rosen. Random telegraph signal in the photoluminescence intensity of a single quantum dot. *Phys. Rev. Lett.* 78, 1110 (1997).
5. 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).
6. Podshivaylov E. A., Kniazeva Maria A., Tarasevich Alexander O., Eremchev I. Y., Naumov A. V., Frantsuzov P. A. Quantitative model of multi-scale single quantum dot blinking. *Journal of Materials Chemistry C*. 11, 8570-8576 (2023).
7. M. Jones, S.S. Lo, G.D. Scholes. Quantitative modeling of the role of surface traps in CdSe/CdS/ZnS nanocrystal photoluminescence decay dynamics. *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* 106, 3011–3016 (2009).
8. Stijn O. M. Hinterding, Sander J. W. Vonk, Elleke J. van Harten, and Freddy T. Rabouw. Dynamics of Intermittent Delayed Emission in Single CdSe/CdS Quantum Dots. *J. Phys. Chem. Lett.* 11, 4755–4761 (2020).

## ON THE NATURE OF DELAYED LUMINESCENCE BLINKING IN SINGLE SEMICONDUCTOR NANOCRYSTALS

M.A. Kniazeva<sup>1,2,3,\*</sup>, A.O. Tarasevich<sup>1,2,3</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>2,4</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup> *Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Troitsk Branch  
108840, Russia, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya Str., 11*

<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> *Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences  
108840, Russia, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya Str., 5*

\*e-mail: lumosisgreat@outlook.com

This paper presents the results of experimental research into the nature of delayed luminescence blinking in single quantum dots and nanorods. A new technique for probing luminescent states based on quasi-one-time pulse excitation of the sample at several wavelengths has been proposed. This approach allowed us to test the hypothesis about the hot charge carriers trapping on metastable trap states, which may be responsible for the origin of delayed luminescence.

**Key words:** quantum dots, luminescence, blinking.

## ПЛАЗМОННЫЕ ФОТОПРОВОДЯЩИЕ АНТЕННЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ

П.М. Ковалева<sup>1,\*</sup>, К.А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, П.И. Кузнецов<sup>2</sup>,  
М.А. Селезнев<sup>1</sup>, Г.Х. Китаева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра квантовой электроники. 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

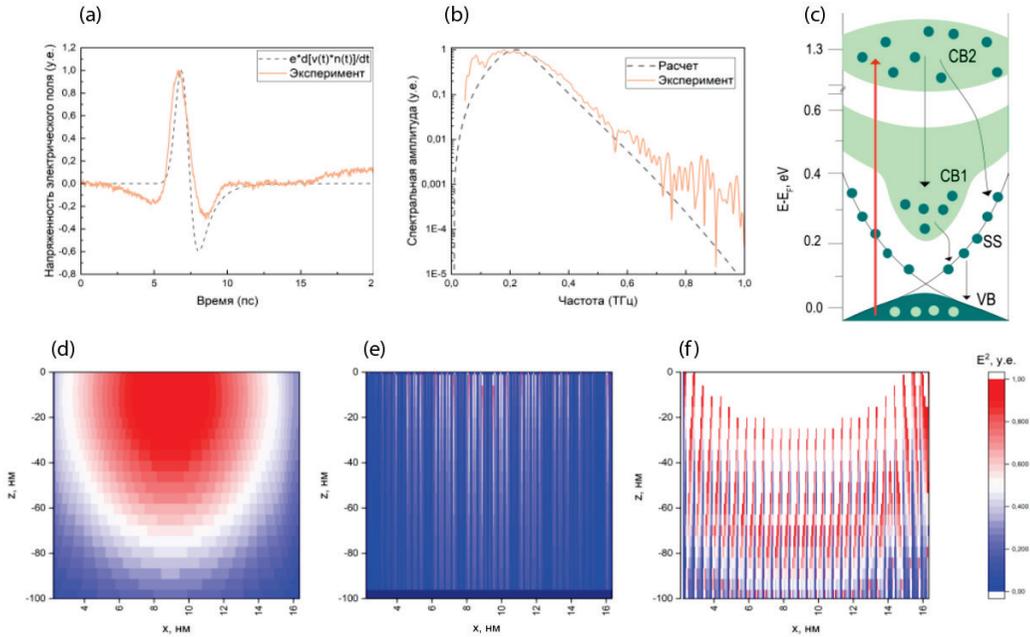
<sup>2</sup>Фрязинский филиал ФГБУН Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН. 141190, Фрязино, Пл. Введенского, д. 1  
\*e-mail: kovaleva.pm19@physics.msu.ru

В работе проведены численные расчеты терагерцового электромагнитного поля, генерируемого дипольной фотопроводящей антенной, изготовленной на основе топологического изолятора  $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ . Приводятся результаты численного моделирования распределения поля накачки вблизи границы топологического изолятора и метаповерхности, позволяющее оценить увеличение мощности излучаемого терагерцового поля за счет использования плазмонных решеток в конструкции электродов.

**Ключевые слова:** топологический изолятор, терагерцовое излучение, терагерцовые фотопроводящие антенны

Терагерцовый диапазон частот уникален в связи с его различными перспективными приложениями. Ввиду отсутствия ионизирующей способности, ТГц излучение безопасно для человека и может быть использовано в медицине, системах безопасности и новых протоколах передачи данных [1]. Одной из основных задач исследователей в данной области является поиск эффективных источников и детекторов ТГц излучения, работающих в данном диапазоне. Терагерцовые фотопроводящие антенны (ФПА) показали себя как удобные и компактные источники ТГц поля,

В последнее время активно исследуется фундаментально новый класс квантовых материалов — топологические изоляторы (ТИ), ключевым свойством которых является присутствие топологически защищенных поверхностных электронных состояний с дисперсионным соотношением, имеющим форму дираковского конуса. Эти материалы могут применяться в качестве активного слоя для терагерцовых ФПА. Форма и спектр излучения ФПА может меняться в зависимости от используемых материалов активного слоя и конфигурации электродов. Представив ФПА как резонатор и разделив вклады электродов и активного слоя в генерируемое ТГц поле, мы рассчитали теоретическую временную зависимость напряженности излучаемого ТГц поля и его спектр. Для этого была решена упрощенная система дифференциальных уравнений, решением которой являлась временная зависимость скорости свободных носителей заряда  $v(t)$  и их концентрации  $n(t)$  [2]. Чтобы учесть влияние электродов [3], была найдена передаточная функция ФПА и получена полуэмпирическая формула для интенсивности излучаемого ТГц поля. Экспериментальная временная зависимость напряженности излучаемого ТГц поля и спектр его мощности представлены на Рис. 1(a) и (b). При этом учитывался возможный механизм релаксации носителей заряда в ТИ, что схематически показано на Рис.1(c) в соответствии с [4]. Изначально, переход носителей во вторую зону проводимости обеспечивается при помощи облучения ТИ оптической накачкой TI-Sa лазера (0.78  $\mu\text{m}$ ). После этого носители переходят между различными энергетическими зонами:  $\text{CB2} \rightarrow \text{CB1}$  и  $\text{CB1} \rightarrow \text{SS}$ . Все переходы вносят свой вклад в эффективное время релаксации  $\tau_c$ , измеренное методом «накачка-зондирование» [5].



**Рис. 1.** (a)-(b) Временная зависимость напряженности излучаемого ФПА ТГц поля и ее спектр соответственно, (c) дисперсионное соотношение ТИ, (d)-(f) – численное моделирование распределения поля накачки вблизи границы ТИ и метаструктуры при ее отсутствии, при выполнении резонансных условия и при выполнении условия  $\lambda_{opt} \approx h$  соответственно.

Для более эффективной передачи энергии из оптического в терагерцовый диапазон возможно использование в конструкции электродов ФПА металлических метаповерхностей, содержащих субволновые структурные элементы, позволяющие возбудить плазмоны на поверхности материала активного слоя ФПА [6]. В рамках данной работы проводилось численное моделирование распределения оптического поля накачки вблизи границы ТИ и плазмонной решетки в трех случаях: при ее отсутствии, в случае выполнения резонансных условий  $\lambda_{opt} \approx 2h \sqrt{\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}}$ , где  $\lambda_{opt}$  – длина волны накачки,  $h$  – высота решетки,  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_0$  – диэлектрические проницаемости материала между решеткой и пассивационного слоя соответственно, а также в случае  $\lambda_{opt} \approx h$ . Результаты моделирования представлены на рисунках 1(d-f). Представленный способ численного описания генерации ТГц излучения в плазмонных ФПА позволяет оценить увеличение мощности излучаемого ТГц поля при использовании плазмонных решеток.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 22-22-00758).

### Литература

1. Leitenstorfer A., Moskalenko A.S., Kampfrath T. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2023. V. 56. P. 223001
2. Jepsen P.U., Jacobsen R.H. // J. Opt. Soc. V. 1996. V. 13. P. 2424
3. Bieñkowski Z., Lipiński E., Amatorskieanteny KF i UKF. 1978. Warszawa.
4. Sobota J. A., Yang. S., Analytis. J. G. et al. //Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 117403
5. K.A. Kuznetsov, S.A. Tarasenko, P.M. Kovaleva et al. // Nanomaterials 2022. V. 12, 3779.
6. Pendry J. B., Holden A.J., Stewart W.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 4773

## PLASMON PHOTOCONDUCTIVE TERAHERTZ ANTENNAS BASED ON TOPOLOGICAL INSULATORS

P.M. Kovaleva<sup>1,\*</sup>, K.A. Kuznetsov<sup>1,2</sup>, P.I. Kuznetsov<sup>2</sup>, M.A. Selesnev<sup>1</sup>, G.Kh. Kitaeva<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Department of Quantum electronics, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov  
Moscow State University. Moscow 119991, Russia.*

<sup>2</sup>*Kotelnikov IRE RAS, Fryazino 141190, Russia*

\*e-mail: kovaleva.pm19@physics.msu.ru

In the present work, numerical calculations of the electromagnetic field of the terahertz range, created by a dipole photoconductive antenna made on the basis of the  $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$  topological insulator, are carried out. The results of numerical simulation of the spatial distribution of the pump field near the boundary between the topological insulator and the metasurface are presented, which makes it possible to estimate the increase in the power of the emitted terahertz field due to the use of plasmon gratings in the electrode structure.

**Key words:** topological insulator, terahertz radiation, terahertz photoconductive antennas

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФОТОНОВ В ВОЛНОВОДЕ С ФРАКТАЛЬНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ

Н.Н. Конобеева<sup>1,\*</sup>, Р.Р. Трофимов<sup>1</sup>, М.Б. Белоненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр-т Университетский 100

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

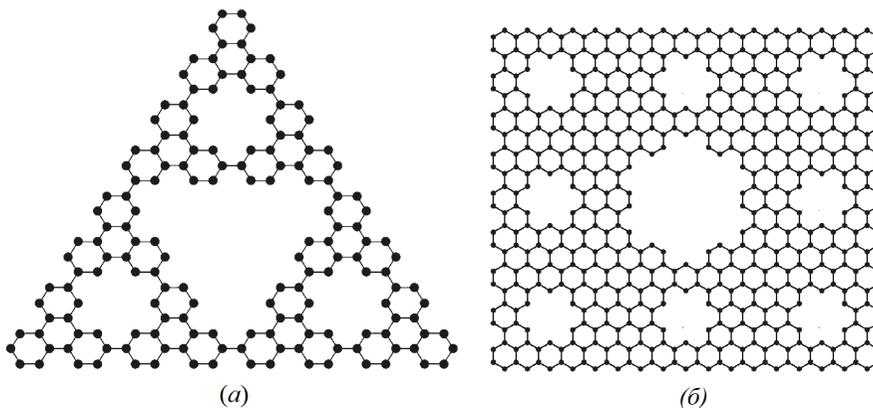
В настоящей работе исследуются особенности квантового транспорта фотонов в системе волноводов, имеющей фрактальное поперечное сечение. Фрактальная решетка выбиралась в виде треугольника и ковра Серпинского, составленных из гексагонов. На основании нелинейного уравнения Шредингера с учетом нелинейности 3-5 порядков проанализирована эволюция системы в зависимости от амплитуды начального распределения частиц, геометрии фрактала и др.

**Ключевые слова:** квантовый перенос, фракталы, волноводы, нелинейность 3-5 порядков.

В настоящее время все большую популярность приобретает направление исследований, связанное с использованием объектов с фрактальной структурой в различных прикладных областях: от медицины до физики. В частности, они позволяют улучшать характеристики уже существующих устройств [1].

Стоит отметить, что влияние дробной размерности наиболее часто изучается с точки зрения процессов диффузии во фрактальных сетках [2] и позволяет наблюдать ее аномальный характер, который проявляется в нелинейной зависимости квадрата пройденного расстояния от времени блуждания [3, 4]. Получены и экспериментальные результаты по квантовому транспорту одиночных фотонов во фрактальной фотонной решетке [5], которые показали зависимость точки перехода от нормального к аномальному переносу от геометрии фрактала. При этом исследования проводились без учета нелинейности, влияние которой может оказаться существенным и важным с точки зрения обобщения существующих моделей для приближения их к реальной физике. Одним из таких, наиболее простых, обобщений является учет нелинейности не только третьего, но и более высокого порядка [6], что получило в последнее время большое развитие. Данный тип нелинейности обнаруживает себя в различных системах, таких как: оптическое стекло, воздух и пр. [7].

Данная работа посвящена исследованию квантового переноса фотонов во фрактальной решетке, геометрия которой представлена на рисунке 1.



**Рис. 1.** Геометрия задачи. Поперечное сечение системы волноводов в виде: а) треугольника Серпинского; б) ковра Серпинского.

Уравнение описывающее динамику распространения волн электронной плотности во фрактальной решетке может быть записано в виде:

$$i \frac{\partial}{\partial t} a_m = - \sum_k t_{km} a_k - \varepsilon |a_m|^2 a_m - \gamma |a_m|^4 a_m \quad (1)$$

здесь  $i$  – мнимая единица,  $|a_m|^2$  – это вероятность нахождения фотона в узле  $m$ ,  $t_{km}$  – интеграл перехода между узлами  $m$  и  $k$ , т.е. соседними волноводами,  $\varepsilon$  и  $\gamma$  – параметры, характеризующие нелинейность 3 и 5 порядков соответственно.

В ходе проведенного исследования обнаружено существенное влияние параметров задачи на динамику переноса фотонов в системе волноводов с фрактальной структурой.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (РНФ) (грант № 23-71-00016, <https://rscf.ru/project/23-71-00016/>). Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

### Литература

1. Vu C.C., Truong T.T.N., Kim J. // *Materials Today Physics*. 2022. V. 27. P. 100795.
2. ben-Avraham D., Havlin S. *Difusion and reactions in fractals and disordered systems*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000. 316 p.
3. Sokolov I.M. // *J. Phys. A Math. Teor*. 2016. V. 49. P. 095003.
4. Reis F.D.A., Voller V.R. // *Phys. Rev. E*. 2019. V. 99. P. 042111.
5. Xu X.-Y., Wang X.-W., Chen D.-Y. et al. // *Nature Photonics*. 2021. V. 15. P. 703.
6. Bagnato V.S., Frantzeskakis D.J., Kevrekidis P.G. et al. // *Rom. Rep. Phys*. 2015. V. 67. P. 5.
7. Кандидов В.П., Чекалин С.В., Компанец В.О и др. // Сб. тезисов XI международного симпозиума по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (ФЭКС-2017) (Светлогорск, 2017). С. 16.

## PHOTON PROPAGATION IN A WAVEGUIDE WITH A FRACTAL CROSS SECTION

N.N. Konobeeva<sup>1,\*</sup>, R. R. Trofimov<sup>1</sup>, M. B. Belonenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Volgograd State University  
400062, Volgograd, University avenue 100  
\*e-mail: yana\_nn@volsu.ru*

In this work, we study the features of quantum transport of photons in a system of waveguides with a fractal cross section. The fractal lattice was chosen in the form of a triangle and a Sierpinski carpet, composed of hexagons. Based on the nonlinear Schrödinger equation, taking into account the nonlinearity of 3-5 orders, the evolution of the system is analyzed depending on the amplitude of the initial distribution of particles, the geometry of the fractal, etc.

**Key words:** quantum transfer, fractals, waveguides, nonlinearity of the 3rd and 5th orders.

## СВЕТОВЫЕ ПУЛИ В СРЕДЕ ПОЛИМЕРОВ, ДОПИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

М.Б. Белоненко<sup>1</sup>, Н.Н. Конобеева<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр-т Университетский 100

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

В данной работе изучаются особенности распространения электромагнитных волн в оптически анизотропной среде, содержащей углеродные нанотрубки и полимеры. В системе уравнений, описывающих эволюцию ненулевых компонент векторного потенциала, учтен вклад полимеров, находящихся в рассматриваемой среде. Проанализировано влияние концентрации полимера на форму предельно короткого импульса.

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

В последние 20 лет возросло число работ, как теоретических, так и экспериментальных, посвященных исследованию локализованных структур, формирующихся и эволюционирующих в широком классе оптических и волновых сред [1]. Начиная с пионерской работы [2] проведено много исследований в области нелинейной оптики предельно коротких импульсов [3], распространяющихся в массиве углеродных нанотрубок. Выявлены условия, позволяющие стабилизировать импульс, проведен учет внешнего влияния (механической деформации, электрического и магнитного полей), а также оптической анизотропии самой среды [4]. Полученные результаты важны с точки зрения разработки новых оптоэлектронных устройств, в том числе волноводных структур.

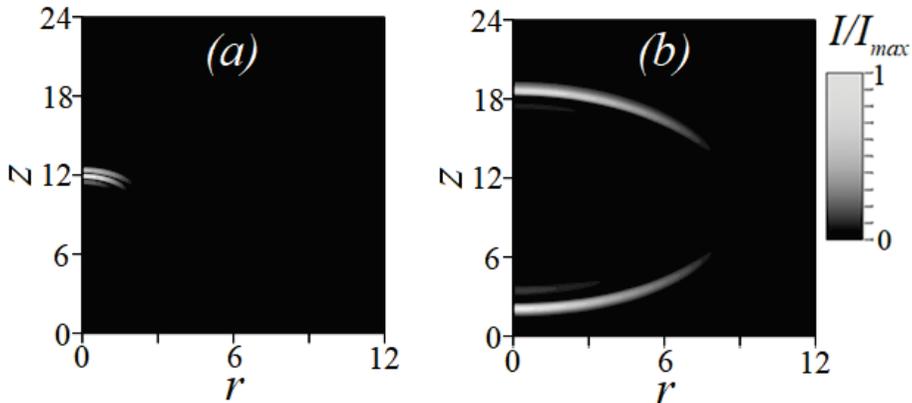
Данная работа посвящена исследованию динамики предельно короткого импульса в анизотропной среде с композиционным материалом – углеродные нанотрубки с полимерами. Известно, что добавление УНТ в полимер способствует улучшению многих его свойств [5], в первую очередь прочности [6, 7] и увеличению срока службы [8]. С другой стороны, полимеры также необходимы для углеродных нанотрубок, так как позволяют добиться их определенного расположения и плотности.

В связи с вышеизложенным представляется актуальным изучение вопроса о влиянии добавления в среду полимера на пространственные и энергетические характеристики распространяющегося в ней импульса. Для этого предложенная ранее модель была обобщена на случай содержания в среде полимеров помимо УНТ. При этом основные уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_o^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \phi^2} + \frac{4\pi}{c} \left( j_1(A_1) + \chi j_p(A_1) \right) \\ \frac{1}{v_e^2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_2}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \phi^2} + \frac{4\pi}{c} \left( j_2(A_1) + \chi j_p(A_2) \right), \end{aligned} \quad (1)$$

здесь  $(A_1, A_2, 0)$  – компоненты векторного потенциала электрического поля, плотность электрического тока от УНТ имеет вид:  $(j_1, j_2, 0)$ ,  $j_p$  – вклад в электрический ток от полимеров, параметр  $\chi$  определяет концентрацию полимеров.

Эволюционная картина для первой компоненты поля предельно короткого оптического импульса представлена на рисунке 1.



**Рис. 1.** Зависимость интенсивности электрического поля импульса для компоненты  $E_1$  от координат: (a)  $t=0$ ; (b)  $t=9$ .  $I_{max}$  – максимум интенсивности.

В ходе исследования выявлено существенное влияние концентрации полимеров на характеристики импульса, что проявляется как в изменении его интенсивности, так и области локализации.

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

#### Литература

1. Mihalache D. // Rom. Rep. Phys. 2021. V. 73 (2). Art. no. 403.
2. Belonenko M.B., Demushkina E.V., Lebedev N.G. // J. Russ. Las. Research. 2006. V. 27. P. 457.
3. Hassan M. Th., Luu T.T., Moulet A. et al. // Nature. 2016. V. 530(7588). P. 66.
4. Konobeeva N.N., Belonenko M.B. // Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. 2021. V. 12(4). P. 430.
5. Zaidi B., // Smida N., Althobaiti M.G. Polymers. 2022. V. 14(6). P. 1093.
6. Moaseri E., Karimi M., Baniadam M. et al. // Compos. A Appl. Sci. Manuf. 2014. V. 64. P. 228.
7. Mulligan C.J., Bilen C., Zhou X. et al. // Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 2015. V. 133. P. 26.
8. Subramanyam B.V.R.S., Mahakul P.C., Sa K. et al. // Mater. Today Proc. 2021. V. 39. P. 1862.

## LIGHT BULLETS IN THE ENVIRONMENT OF POLYMERS DOPED WITH CARBON NANOTUBES

M.B. Belonenko<sup>1</sup>, N.N. Konobeeva<sup>1,\*</sup>

*Volgograd State University*  
 400062, Volgograd, University avenue 100  
 \*e-mail: yana\_nn@volsu.ru

In this paper, we study the features of the propagation of electromagnetic waves in an anisotropic optical medium containing carbon nanotubes and polymers. The system of equations describing the evolution of the nonzero components of the vector potential takes into account the contribution of polymers in the medium under consideration. The influence of the polymer concentration on the shape of an extremely short pulse is analyzed.

**Key words:** optical anisotropy, extremely short pulse, carbon nanotubes, polymers.

## КОРЕЛИРОВАННЫЕ ПАРЫ ФОТОНОВ В СУЖЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОТОНАХ С ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

И.З. Латыпов<sup>1,\*</sup>, А.Л. Шмакова<sup>1,2</sup>, А.А. Калачев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
ФИЦ Казанский научный центр РАН

420029, г. Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

<sup>2</sup> Казанский федеральный университет

420008, Россия, РТ, г. Казань, ул. Кремлевская, д.18

\*e-mail: bibidey@mail.ru

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование спонтанного четырехволнового смещения в суженных волокнах. Были измерены корреляционные и спектральные характеристики генерируемых бифотонных полей при фемтосекундной лазерной накачке, использование которой позволило увеличить яркость однофотонного источника на два порядка по сравнению с пикосекундной накачкой.

**Ключевые слова:** квантовая память, спонтанное параметрическое рассеяние, перепутанные фотоны, однофотонный источник

В последнее время большое внимание уделяется оптическим квантовым технологиям [1-3], таким как квантовые оптические коммуникации и оптические квантовые вычисления, которые обеспечивают безопасную передачу и быструю обработку информации, недоступную для классической физики. Для реализации квантовых информационных протоколов с помощью фотонов необходимо использовать неклассические состояния света. В частности, важнейшим вопросом для квантовых информационных протоколов являются одиночные фотоны и запутанные пары фотонов. Это делает разработку соответствующих однофотонных источников важной задачей для оптических квантовых технологий (см. обзоры [4-7]).

Одним из перспективных подходов к решению этой проблемы является использование спонтанного четырехволнового смещения (СЧВС) в оптических волокнах [8-18], которое позволяет получить источники, идеально подходящие к существующим волоконным сетям связи. В этом отношении особый интерес представляют суженные оптические волокна или микро-/нановолокна (МНВ), у которых диаметр перетяжки меньше длины волны одного из генерируемых фотонов. Во-первых, по сравнению с источниками, использующими стандартные оптические волокна, МНВ обладают более высокой нелинейностью, что позволяет существенно уменьшить длину волокна при высокой скорости генерации. Во-вторых, дисперсия МНВ может быть сформирована путем регулирования диаметра волокна, что позволяет разделить спектры СЧВС и комбинационного рассеяния.

Генерация коррелированных двухфотонных и однофотонных состояний с оповещением на основе СЧВС в МНВ была исследована в следующих работах [19-22]. В частности, в работе [22] были проведены измерения совместной спектральной интенсивности (ССИ) двухфотонного поля и функции автокорреляции, показавшие хорошее согласие с теоретическими расчетами. Однако в этом эксперименте использовались импульсы накачки длительностью 100 пс, что давало очень низкие скорости генерации пар фотонов. В данной работе проведено исследование корреляционных характеристики и совместной спектральной интенсивности бифотонных полей с использованием фемтосекундных импульсов накачки. В результате было продемонстрировано значительное увеличение как скорости генерации, так и отношения сигнал/шум.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации

**Литература**

1. J. L. O'Brien, A. Furusawa and J. Vučković 2009 Nat. Photonics 3 687.
2. F. Flamini, N. Spagnolo and F. Sciarrino 2020 Rep. Prog. Phys. 82 016001
3. J. Wang, et al. 2020 Nature Photonics 14 273
4. M. D. Eisaman et al. 2001 Rev. Sci. Instrum. 82 071101
5. I. Aharonovich, et al. 2016 Nat. Photonics 10 631
6. L. Caspani, et al. 2017 Light: Sci. Appl. 6 e17100
7. E. Meyer-Scott et al. 2020 Rev. Sci. Instrum. 91 041101
8. H. Takesue and K. Inoue 2004 Phys. Rev. A 70 031802(R)
9. H. Takesue, K. Inoue 2005 Phys. Rev. A 72 041804
10. X. Li et al. 2005 Phys. Rev. Lett. 94 053601
11. J. Fan et al. 2005 Opt. Lett. 30 3368
12. K. F. Lee et al. 2006 Opt. Lett. 31 1905
13. J. Fan et al. 2007 Phys. Rev. A 76 043836
14. S.D. Dyer et al. 2008 Opt. Express 16 9966
15. M. Medic et al. 2010 Opt. Lett. 35 802
16. Y.M. Sua et al. 2013 Opt. Lett. 38 73
17. S. Dong et al. 2014 Opt. Express 22 2014
18. F. Zhu et al. 2016 Opt. Express 24 25619
19. L. Cui et al. 2013 Opt. Lett. 38 5063
20. J. Su et al. 2018 Opt. Lett. 16 041903
21. J.-H. Kim et al. 2019 Opt. Lett. 44 447
22. A.A. Shukhin et al. 2020 Phys. Rev. A 101
23. K. Garay-Palmett, A. B. U'Ren and R. Rangel-Rojo 2010 Phys. Rev. A 82 043809
24. S.-H. Kim, T. Yoko, S. Sakka 1993 Ceram. Soc. 76 2486–2490

## **CORRELATED-PHOTON-PAIR GENERATION VIA SFWM FIELD IN TAPERED OPTICAL FIBERS WITH FEMTOSECOND LASER PUMP**

**I.Z. Latypov<sup>1</sup>, A.L. Shmakova, A.A. Kalachev<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Kazan E. K. Zavoisky Physical -Technical Institute*

*420029 Kazan, Sibirsky tract, 10/7, Russia*

<sup>2</sup>*Kazan Federal University*

*420008 Kazan, 18 Kremlyovskaya street*

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

Spontaneous four-wave mixing in the optical micro-/nanofibers was studied theoretically and experimentally. Joint spectral intensity of the biphoton field generated via the SFWM under excitation of femtosecond laser pulses considering self-phase modulation of the pump laser pulse are calculated. Pump field spectral shape changing and biphoton generation rate as a function of pump power experimentally investigated. Finally, the JSI was measured, which demonstrates good agreement with calculations.

**Key words:** single photon states, nanofiber, SFWM, tapered fiber

# КОМПОЗИТ $\text{NaY}_4\text{:Eu}^{3+}$ , $[\text{Ru}(\text{dipy})_3]^{2+}$ КАК ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ СЕНСОР ТЕМПЕРАТУРЫ ДЛЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Л.А. Нуртдинова<sup>1,2</sup>, А.В. Леонтьев<sup>1,\*</sup>, Е.О. Митюшкин<sup>1,2</sup>, Д.К. Жарков<sup>1</sup>, А.Г. Шмелев<sup>1</sup>, Р.Р. Заиров<sup>2,3</sup>, С.В. Федоренко<sup>3</sup>, А.Р. Мустафина<sup>3</sup>, В.Г. Никифоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>КФТИ им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН  
420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7  
<sup>2</sup> Казанский федеральный университет  
420008, Казань, Кремлевская, 18  
<sup>3</sup> ИОФХ им. А.Е. Арбузова,  
420029, Казань, Арбузова, 8  
\*e-mail: Andrey.V.Leontyev@gmail.com

Проведено исследование на температурной чувствительности композита, состоящего из комплексов рутения, инкапсулированных в кремниевую оболочку, и фторидных наночастиц, допированных ионами европия. Такое сочетание люминесцентных особенностей двух разных типов наночастиц позволяет реализовать простой ратиометрический метод измерения температуры.

**Ключевые слова:** наночастица, наносенсор, конфокальная спектроскопия, температурная чувствительность, ратиометрический метод.

Для задач измерения локальных параметров среды с субмикронным пространственным разрешением, в особенности в биологических объектах, практически безальтернативно использование миниатюрных люминесцентных сенсоров с малым влиянием на окружающую среду [1-3]. В этом отношении, перспективными являются люминесцентные материалы, такие как комплексы европия и тербия, которые позволяют измерять параметры среды с помощью лазерного возбуждения и регистрации спектральных характеристик люминесцентного отклика [4-6].

В качестве варианта температурного сенсора, потенциально пригодного для использования в биологических системах, был изготовлен образец, состоящий из двух типов флуоресцентных наночастиц, размещенных на стеклянной подложке: комплексов  $[\text{Ru}(\text{dipy})_3]^{2+}@\text{SiO}_2$  размером порядка 10 нм и нанокристаллов  $\text{NaYF}_4\text{:Eu,Gd}$  размером 200 нм. Интенсивность и спектральная форма полосы люминесценции комплекса  $[\text{Ru}(\text{dipy})_3]^{2+}$  существенно зависят от температуры, однако ее значительная спектральная ширина и отсутствие выраженной структуры затрудняет использование такой системы в качестве термосенсора. Наночастицы  $\text{NaYF}_4\text{:Eu,Gd}$ , в свою очередь, характеризуются узкими полосами эмиссии ионов  $\text{Eu}^{3+}$  с крайне слабой чувствительностью к изменениям температуры. Эти узкие спектральные линии удобны для использования в качестве реперных для отслеживания изменений в спектре  $[\text{Ru}(\text{dipy})_3]^{2+}$ . Калибровка композита по температуре осуществлялась с помощью ратиометрического метода, причем от выбора спектральных диапазонов зависит температурный диапазон чувствительности полученного сенсора. Так, для измерения сравнительно низких температур (200-240 К) подходит спектральный диапазон 705-750 нм, а для более высоких температур до 310 К наибольшая точность достигается при измерении в диапазоне 600-612 нм.

## Литература

1. Suzuki M., Tseeb V., Oyama K., Ishiwata S. // Biophysical journal. 2007. V. 92. P. L46.
2. Zairov R.R., Dovzhenko A.P., Sapunova A.S., et al. // Scientific reports. 2020. V. 10. P. 20541.
3. Takei Y., Arai S., Murata A., et al. // ACS nano. 2014. V. 8. № 1. P. 198.
4. Borisov, S. M.; Wolfbeis, O. S. // Chem. Rev. 2008, 108, 423-461.
5. Radunz, S.; Rune Tschiche, H.; Moldenhauer, D., Resch-Genger, U. // Sens. Actuators, B 2017, 251, 490-494.

6. Choi, Y.; Kotthoff, L.; Olejko, L.; Resch-Genger, U.; Bald, I. // ACS Appl. Mater. Interfaces 2018, 10, 23295-23302.

## **NaY<sub>4</sub>:Eu<sup>3+</sup>, [Ru(dipy)<sub>3</sub>]<sup>2+</sup> COMPOSITE AS FLUORESCENT TEMPERATURE SENSOR FOR BIOLOGICAL APPLICATIONS**

**L.A. Nurtdinova<sup>1,2</sup>, A.V. Leontyev<sup>1,\*</sup>, E.O. Mityshkin<sup>1,2</sup>, D.K. Zharkov<sup>1</sup>, A.G. Shmelev<sup>1</sup>, R.R. Zairov<sup>2,3</sup>, S.V. Fedorenko<sup>3</sup>, A.R. Mustafina<sup>3</sup>, V.G. Nikiforov<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS  
420029, Kazan, Sibirsky tract, 10/7*

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

<sup>3</sup>*Arbuzov IOPC FRC Kazan Scientific Center of RAS,  
420029, Kazan, Arbuzov str., 8*

\*e-mail: Andrey.V.Leontyev@gmail.com

We study the temperature sensitivity of a composite consisting of ruthenium complexes encapsulated in silicon shells and fluoride nanoparticles doped with europium ions. This combination of the luminescent features of two different types of nanoparticles makes it possible to implement a simple ratiometric method for measuring temperature.

**Key words:** nanoparticle, nanosensor, confocal spectroscopy, temperature sensitivity, ratiometric method.

# ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В СПЕКТРАХ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Н.А. Лозинг<sup>1,2,\*</sup>, Е.А. Смирнова<sup>1,2,3</sup>, М.Г. Гладуш<sup>1,2</sup>

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

119435 г. Москва, Малая Пироговская 1 стр. 1

<sup>2</sup>Троицкое обособленное подразделение Физический институт имени И.П. Лебедева

142190, г. Москва, г. Троицк, Физическая 11

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики"

101000, г. Москва, Мясницкая 20

\*e-mail: lozing@phystech.edu

Излучение от одиночных излучателей и их небольших ансамблей может служить источником информации о структуре материалов и состоянии среды, в которой источники располагаются. В данной работе излучается простейший кооперативный ансамбль – парный излучатель. В работе представлен результат применения квантово-кинетического метода, основанного на цепочках ББГКИ, для расчета спектров возбуждения и испускания для пары неидентичных излучателей. Представлены различные кривые, соответствующие различным схемам накачки-детектирования.

**Ключевые слова:** матрица плотности, одиночные излучатели, диполь-дипольное взаимодействие, ББГКИ, флуоресценция

Коллективные системы излучателей образуют сложную структуру уровней, положения которых зависят от величины и вида взаимодействия между составными частями системы. Таким образом, и спектральные характеристики излучения от такой системы зависят от положения её составных частей, окружающей среды и геометрии возбуждающего излучения. 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 излучателей. 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 ограничения 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 излучения) неидентичных излучателей. Неидентичность проявляется в различных частотах переходов и различных дипольных моментов 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]. Кроме того, в данной работе продемонстрирован метод вывода и расчета спектра испускания, основанный на квантово-кинетическом подходе и уравнение для корреляционного оператора. Произведен расчет спектров испускания фотолюминесценции для различных условий возбуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации в рамках темы государственного задания Московского педагогического государственного университета «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и

фотонике» (AAAA-A20-120061890084-9). Авторы являются членами ведущей научной школы Российской Федерации «Оптико-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### 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. // Sci-ence. – 2002.

## DIPOLE-DIPOLE INTERACTION OF PAIR OF QUANTUM EMITTERS IN PHOTOLUMINESCENCE SPECTRA

N.A. Lozing<sup>1,2,\*</sup>, E.A. Smirnova<sup>1,2,3</sup>, M.G. Gladush<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Moscow Pedagogical State University  
119435, Moscow, Malaya Pirogovskaya 1 building 1*

<sup>2</sup>*Troitsk separate subdivision of LPI RAS  
142190, Moscow, Troitsk, Fizicheskay 11*

<sup>3</sup>*National Research Institute «Higher School of Economics»  
101100, Moscow, Myasnitskaya 20*

\*e-mail: lozing@phystech.edu

Emission from single emitters and their small ensembles can serve as a source of information about the structure of materials and the state of the environment in which the sources are located. In this work, the simplest cooperative ensemble, a paired emitter, is emitted. The paper presents the result of applying a quantum-kinetic method based on BBGKY chains to calculate the excitation and emission spectra for a pair of non-identical emitters. Various curves are presented corresponding to different pump-detection schemes.

**Key words:** density matrix, single emitters, dipole-dipole interaction, BBGKY, fluorescence.

## ОСОБЕННОСТИ ТЕХНИКИ СОВМЕЩЕННОЙ ЗОНДОВО-ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

К.А. Магарян<sup>1,2,\*</sup>, А.И. Аржанов<sup>1,3,4</sup>, М.Е. Степанов<sup>1</sup>, А.В. Наумов<sup>1,3,4</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет (МПГУ)  
119435, Москва, ул. Малая Пироговская, 29/7

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские горы д.1 стр.51

<sup>3</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5

<sup>4</sup>Троицкое обособленное подразделение ФИАН им. П.Н. Лебедева  
108840, г. Москва, г. Троицк, ул. Физическая, 11

\*e-mail: ka.magaryan@mpgu.edu

Рассмотрен метод томографирования поверхности с высаженными на неё наноразмерными флуоресцентными объектами. В основе метода лежит совмещение острия кантилевера атомно-силового микроскопа с центральной областью фокусировки инвертированного флуоресцентного микроскопа-спектрометра. Благодаря этому появляется возможность для проведения параллельного сканирования поверхности (например, прозрачной стеклянной подложки с высаженными на неё объектами исследования) и последующего поиска корреляций при сопоставлении регистрируемых карт поверхностей.

**Ключевые слова:** флуоресцентная наноскопия, спектромикроскопия, атомно-силовая микроскопия, наноструктуры

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) и флуоресцентная микроскопия широко используются для изучения вопросов материаловедения как по отдельности, так и вместе [1]. Применяемый отдельно, метод АСМ прекрасно подходит для оперативного определения структурных особенностей, морфологии объектов с точностью до нескольких нанометров, однако при этом он не позволяет провести идентификацию объекта, другими словами, при его использовании не удастся достоверно отличить объекты исследования от близких по размеру форме случайных частиц. Флуоресцентная спектромикроскопия способна различить такие объекты, однако из-за дифракционного ограничения Аббе она позволяет проводить анализ области размером не менее 200 нм. Объединенные вместе методы атомно-силовой и флуоресцентной микроскопии дополняют друг друга и позволяют найти и верифицировать искомый объект, а также детализировано описать связь между структурой и оптическими характеристиками исследуемого объекта [2].

В данной работе описан способ совмещения двух методов, необходимый для достижения корректного результата при проведении синхронного сканирования. В основе принципа лежит техника флуоресцентной микроскопии с возможностью прецизионного смещения образца в координатах фокальной плоскости [3]. Дальнеполевой флуоресцентный микроскоп позволяет проводить люминесцентное томографирование, а также регистрировать спектр люминесценции\комбинационного рассеяния от образца. Для осуществления такой возможности используется источник лазерного излучения – перестраиваемый одночастотный твердотельный лазер с шириной линии ~2 МГц и возможностью тонкой подстройки длины волны в диапазоне 450-650 нм (Hubner C-wave) в комплекте со внешним поглотителем амплитудных шумов (Thorlabs NEL01), для контроля и стабилизации выходной оптической мощности. Фокусировка излучения на образце осуществляется при помощи светосильного микрообъектива (Nikon LU Plan Fluor x100 / NA0,95). Сигнал (люминесценция или комбинационное рассеяние) регистрируется посредством высокочувствительной охлаждаемой ПЗС камеры (Andor, квантовая эффективность > 60%), а за спектральный анализ данного сигнала отвечает монохроматор (SOL Instruments MS5204i) с набором из четырёх различных дифракционных решёток и ПЗС детектором с квантовой эффективностью > 90%. Важной

экспериментальной особенностью является использование схемы инвертированного микроскопа с расположением образца в фокальной плоскости на стеклянной прозрачной подложке сверху. В таком случае АСМ располагается над образцом и сканирование поверхности полуконтактным методом происходит благодаря смещению образца при помощи предметного столика. Таким образом образец смещается относительно инвертированного конфокального микроскопа и АСМ, в то время как аппаратный контроллер обеспечивает последовательную запись положения кантилевера и регистрацию сигнала детектором спектрометра в одной и той же точке образца.

Главной экспериментальной сложностью является точное совмещение точки фокусировки микрообъектива и положения центра острия кантилевера. Процедура совмещения происходит в два этапа. На первом этапе требуется переместить кантилевер АСМ в поле зрения люминесцентного микроскопа, грубо расположив их на оптической оси. Как правило, этого можно достичь при механическом смещении головки атомно-силового микроскопа. На втором этапе происходит точное перемещение зонда АСМ в точку фокусировки микрообъектива с использованием пьезокерамических актюаторов. Для точного позиционирования необходимо провести сканирование головкой АСМ максимально возможной области. Регистрировать при таком сканировании требуется сигнал лазерного излучения, отраженного от кантилевера. В определенной точке сигнал будет максимальным, что должен зафиксировать детектор люминесцентного микроскопа. Это говорит о том, что в этой точке в процессе сканирования находился центр иглы. После совмещения координаты центра иглы и центрального пикселя на детекторе люминесцентного микроскопа кантилевер фиксируется в данной точке, а дальнейшее сканирование проводится только смещением образца.

Описанная процедура была опробована на коллоидных квантовых точках CdSe/CdS/ZnS, нанесенных на прозрачное предметное стекло из толуольного раствора. Дальнейшее развитие метода позволит проводить количественные исследования того, как характеристики люминесценции различных оптических центров изменяются в присутствии плазмонных наноструктур в зависимости от их взаимного расположения, что может быть интересно с точки зрения целого ряда применений в плазмонике [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации в рамках темы государственного задания Московского педагогического государственного университета «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» (АААА-А20-120061890084-9). Авторы являются членами ведущей научной школы Российской Федерации «Оптико-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. Ebenstein Y., Gassman N., Kim S. et al. // J Mol Recognit. 2009. V. 22. № 5. P. 397.
2. Sapienza L., Liu J., Song J.D. et al. // Sci Rep. 2017. V. 7. № 1. P. 6205.
3. Еремчев И.Ю., Еремчев М.Ю., Наумов А.В. // УФН. 2019. Т. 189. С. 312.
4. Hoppener C., Novotny L. // Q Rev Biophys. 2012. V. 45. № 2. P. 209.

## PECULIARITIES OF COMBINED PROBE AND OPTICAL MICROSCOPY TECHNIQUE

K.A. Magaryan<sup>1,2,\*</sup>, A.I. Arzhanov<sup>1,3,4</sup>, M.E. Stepanov<sup>1</sup>, A.V. Naumov<sup>1,3,4</sup>

<sup>1</sup>*Moscow State Pedagogical University  
119435, Moscow, st. Malaya Pirogovskaya, 29/7*

<sup>2</sup>*M. V. Lomonosov Moscow State University  
119991, Moscow, Leninskiye Gory, 1 building 51*

<sup>3</sup>*Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences  
108840, Moscow, Troitsk, st. Physical, 5*

<sup>4</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Troitsk Branch  
108840, Moscow, Troitsk, st. Physical, 11*

\*e-mail: ka.magaryan@mpgu.edu

A method of tomography of nanoscale fluorescent objects, deposited on a surface is described. The method is based on the alignment of the cantilever tip of an atomic force microscope with the central focus area of an inverted fluorescence microscope-spectrometer. This makes it possible to conduct combined scanning of the surface (transparent glass substrate) and subsequent search for correlations when comparing the registered surface maps.

**Key words:** fluorescence nanoscopy, spectromicroscopy, atomic force microscopy, nanostructures

## ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛИРОВАННЫХ ВОЛОКОН ДЛЯ СВЯЗИ С ОПТИЧЕСКИМИ МИКРОРЕЗОНАТОРАМИ С МОДАМИ ТИПА ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ

К.Н. Миньков<sup>1,\*</sup>, Д.Д. Ружицкая<sup>1</sup>, А.А. Самойленко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр,  
121205, Москва, территория Инновационного Центра «Сколково»,  
Большой бульвар, д.30, стр. 1

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений,  
119361, Москва, ул. Озерная, д.46

\*e-mail: k.minkov@rqc.ru

В данной работе предлагается простой и доступный способ создания элемента связи для микрорезонатора моды шепчущей галереи на основе оптического волокна с угловой полировкой. Этот элемент связи обеспечивает эффективность пропускания излучения до 30% и позволяет управлять состоянием поляризации излучения на входе в микрорезонатор.

**Ключевые слова:** оптическое волокно, элемент связи, полированное под углом волокно, кристаллический микрорезонатор, моды шепчущей галереи, поляризация излучения

В настоящее время в области фотоники непрерывно возрастает интерес к оптическим диэлектрическим микрорезонаторам с модами шепчущей галереи (МШГ) из-за их уникальных характеристик, таких как узкая ширина линии, высокая плотность энергии и способность генерировать оптические частотные гребенки [1-6]. Для возбуждения мод в микрорезонаторах с МШГ используется элемент связи (ЭС), выбор которого зависит от нескольких факторов, таких как дисперсия показателя преломления и геометрия микрорезонатора. Среди наиболее эффективных ЭС для пассивных сферических микрорезонаторов являются призмные ЭС, оптические волокна (ОВ) субмикронного диаметра, полированные под углом волокна, планарные волноводы [1-3]. Вместе с тем, каждый из ЭС имеет свои ограничения применимости. Например, в ряде фотонных приложений, требующих контроль поляризации излучения, вводимого в микрорезонатор [4-6] использовать призмные ЭС не представляется возможным. В таких случаях полированные под углом волокна являются наиболее подходящим ЭС, поскольку они позволяют осуществлять прямой контроль поляризации вводимого в резонатор излучения.

В данной работе представлен простой метод изготовления ЭС на основе оптического волокна, который позволяет производить ЭС для связи с микрорезонатором без использования дополнительных дорогостоящих элементов. Оценивается эффективность соединения между полированным волокном и МШГ-микрорезонатором. Одним из значительных результатов является демонстрация возможности контроля состояния поляризации лазерного излучения перед его введением в МШГ-микрорезонатор.

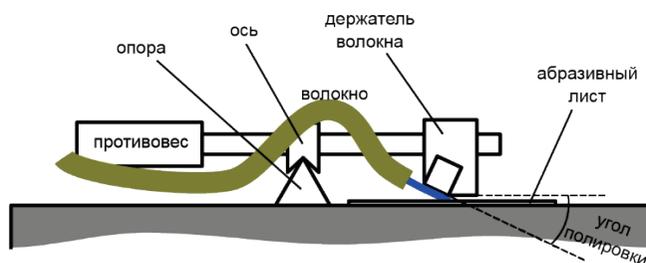


Рис. 1. Установка для полировки оптических волокон.

Для производства полированных под углом волокон было создано специальное приспособление, представляющее собой коромысло, собранное из стандартных деталей и трех специальных элементов, показанное на рис. 1.: 1) Опора – клиновидный элемент, служащий точкой опоры для вращающегося коромысла. 2) Ось – ответная деталь опоры, к которой крепятся подвижные части коромысла и 3) держатель волокна – специальная пластинка, на которой имеется срез, угол которого соответствует углу полировки ОВ.

В представленной работе оптимальный угол полировки ОВ для связи с МШГ-микрорезонатором определяется исходя из условия согласования фаз [7] и составил  $73.4^\circ$ . Процесс изготовления элемента связи включает шлифовку с использованием абразивов с крупными зернами, а затем тонкую полировку для удаления материала в пределах нескольких микрометров от готовой поверхности и достижения гладкого, бездефектного результата.

Для оценки эффективности изготовленного ЭС были исследованы основные характеристики [1,2] кристаллического микрорезонатора с МШГ изготовленного из фторида кальция методом алмазного точения с последующей полировкой абразивными суспензиями [8]. Диаметр образующей резонатора составлял 5 мм, что соответствует области свободной дисперсии 28 ГГц. Установка для измерения добротности и коэффициента связи показана на рис.2. Путем регулировки поляризации излучения, вводимого в микрорезонатор с МШГ, был достигнут максимальный уровень связи 30%, который был подобран с помощью визуального контроля контраста мод на осциллографе. Добротность микрорезонатора определялась путем измерения полуширины резонансного провала мощности на половине высоты, который составил  $10^{10}$  при критической связи.



Рис. 2. Фотография установки по измерению добротности.

Разработан простой и экономичный способ создания ЭС для микрорезонатора с модами шепчущей галереи на основе полированного волокна. Эффективность связи с МШГ-микрорезонатором достигает 30%, что позволяет использовать ее с микрорезонаторами с гигантской добротностью. Результаты могут быть полезны при проектировании и миниатюризации систем на основе микрорезонаторов с модами шепчущей галереи. Кроме того, предложенный дизайн также позволяет контролировать состояние поляризации излучения перед его вводом в микрорезонатор.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 21-72-00132).

### Литература

1. Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., Ilchenko V.S. // Phys. Lett. A. 1989. 137, P. 393.
2. Righini G.C., Dumeige Y., Féron P. et. al. // Riv. Nuovo, Cim. 2011. 8. P. 435.
3. Городецкий М.Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М.: Физматлит, 2011, 416 с.
4. Wang B., Morgan J.S., Sun K. et al. // Light. Sci. Appl. 2021. 10. P. 4.

5. Yacoby E., Meshorer Y., London Y. // Opt. Laser Technol. 2022. 151. P. 108019.
6. He L. Y., Wang T.-J., Wang C. // Opt. Exp. 2016. 24. P. 15429.
7. Ilchenko V.S., Yao X.S., Maleki L. // Opt. Lett. 1999. 24. P. 723.
8. Миньков К.Н., Лихачев Г.В., Павлов Н.Г. и др. // Оптический журнал. 2021. 88. С. 348.

## **APPLICATION OF POLISHED FIBERS FOR CONNECTION WITH OPTICAL WHISPERING GALLERY MODE MICRORESONATORS**

**K.N. Min'kov<sup>1,\*</sup>, D.D. Ruzhitskaya<sup>1</sup>, A.A. Samoylenko<sup>2</sup>**

*<sup>1</sup>Russian Quantum Center*

*121205, Moscow, Skolkovo Innovation Center, Bolshoy boulevard, 30, bld. 1*

*<sup>2</sup>All-Russian Scientific Research Institute of Optical and Physical Measurements,*

*119361, Moscow, st. Ozernaya 46*

*\*e-mail: k.minkov@rqc.ru*

This work proposes a simple and accessible method for creating a coupling element for a whispering-gallery mode microresonator based on angle-polished optical fiber. This coupling element provides efficient transmission of radiation up to 30% and allows for control of the polarization state of the radiation at the input of the microresonator.

**Key words:** optical fiber, coupler element, angle polished fiber, crystal microresonator, whispering gallery modes, pump polarization

## СИНТЕЗ АПКОНВЕРСИОННЫХ ЛЮМИНОФОРОВ NaYF<sub>4</sub>:Yb, Er И ГИДРОФИЛИЗАЦИЯ ИХ ПОВЕРХНОСТИ

Е.О. Митюшкин<sup>1,\*</sup>, А.Г. Шмелев<sup>1</sup>, А.В. Леонтьев<sup>1</sup>, Л.А. Нуртдинова<sup>1</sup>, Д.К. Жарков<sup>1</sup>,  
В.Г. Никифоров<sup>1</sup>

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН  
420029, г. Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7  
\*e-mail: m1tyushck1n@yandex.ru*

Наночастицы NaYF<sub>4</sub>:Yb, Er в виде стержней были получены гидротермальным методом. Для придания синтезированным наночастицам гидрофильных свойств была проведена модификация поверхности путем замены олеатной оболочки на молекулы L-цистеина. Показано, что диспергированные в водной среде наночастицы NaYF<sub>4</sub>:Yb, Er сохраняют яркую апконверсионную люминесценцию, соответствующую эмиссии ионов Er<sup>3+</sup>, при возбуждении лазеров 980 нм.

**Ключевые слова:** NaYF<sub>4</sub>, наносенсор, апконверсионные частицы; гидротермальный синтез, гидрофильные свойства, замена лигандов, олеиновая кислота, L-цистеин

Создание оптических сенсоров на основе апконверсионных наночастиц, является быстроразвивающимся направлением. Эффективность такого сенсора будет во многом определяться свойствами матрицы наночастицы [1]. На сегодняшний день кристаллы NaYF<sub>4</sub> считаются одними из перспективных матриц для создания апконверсионных наносенсоров благодаря высокой химической стойкости и низкой энергии фононов ~350 см<sup>-1</sup>, обеспечивающей высокий квантовый выход люминесценции [2-4]. Стоит отметить, что для применения наночастиц NaYF<sub>4</sub>, активированных ионами лантаноидов, в роли биосенсоров необходимо, чтобы они не были токсичными и их поверхность обладала гидрофильными свойствами [5-6].

В работе мы представляем результаты гидротермального метода синтеза апконверсионных наностержней (АНС) NaYF<sub>4</sub>:Yb, Er размерами 1.4 мкм × 70 нм, результаты модификации поверхности методом замены лигандов комплексов олеатов на молекулы L-цистеина, придающие АНС гидрофильные свойства, анализ серии спектроскопических исследований с помощью сканирующей электронной и люминесцентной микроскопии, а также инфракрасной микроскопии с преобразованием Фурье.

Из сравнительного анализа Фурье-ИК спектров видно, что после модификации поверхности интенсивные полосы поглощения олеатной оболочки исчезли и появились полосы, характерные для L-цистеина. Данные люминесцентной спектроскопии подтвердили апконверсионную природу возбуждения излучения ионов Er<sup>3+</sup>. АНС, покрытые L-цистеином, сохраняют видимую глазом яркую люминесценцию на протяжении нескольких месяцев, указывающую на отсутствие полного затухания люминесценции за этот период. Помимо этого, на основе данных анализа кинетики затухания люминесценции ионов Er<sup>3+</sup> обсуждается влияние поверхностных тушителей люминесценции АНС с олеатной оболочкой и L-цистеином в разных средах.

Синтез апконверсионных НС был осуществлён благодаря поддержке гранта РФФ № 23-42-10012, спектроскопические исследования выполнены в рамках работы по госзаданию ФИЦ КазНЦ РАН.

### Литература

1. Wisser M. D., Fischer S., Siefe C. et al. // Nano Lett. 2018. V. 18. P. 2689-2695.
2. Kumara D., Verma K., Shefali S. et al. // Physica B. 2017 V. 535. P. 278-286.
3. Chen G., Qiu H., Prasad P.N. et al. // Chem. Rev. 2014. V. 114. P. 5161-5214.
4. Kang D., Jeon E., Kim S. et al. // BioChip J. 2020. V. 14. P. 124-135.
5. Gee A., Xu X. // Surfaces. 2018. V. 1. P. 96-121.

6. Gao C., Zheng P., Liu Q. et al. // *Nanomaterials*. 2021. V. 11. P. 2474-2493.

## **SYNTHESIS OF UPCONVERSION PHOSPHORS NaYF<sub>4</sub>:Yb, Er AND HYDROPHILIZATION OF THEIR SURFACE**

**E.O. Mityushkin<sup>1,\*</sup>, A.G. Shmelev<sup>1</sup>, A.V. Leontyev<sup>1</sup>, L.A. Nurtdinova<sup>1</sup>, D.K. Zharkov<sup>1</sup>, V.G. Nikiforov<sup>1</sup>**

*<sup>1</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS  
Sibirsky tract, 10/7, 420029, Kazan, Russia  
\*e-mail: m1tyushck1n@yandex.ru*

NaYF<sub>4</sub>:Yb, Er nanoparticles in the form of rods were obtained by the hydrothermal method. To impart hydrophilic properties to the synthesized nanoparticles, the surface was modified by replacing the oleate shell with L-cysteine molecules. It is shown that NaYF<sub>4</sub>:Yb, Er nanoparticles dispersed in an aqueous medium retain bright upconversion luminescence corresponding to the emission of Er<sup>3+</sup> ions upon excitation of 980 nm lasers.

**Key words:** NaYF<sub>4</sub>, nanosensor, upconversion particles; hydrothermal synthesis, hydrophilic properties, ligand exchange, oleic acid, L-cysteine.

# НАРУШЕНИЕ ПРАВИЛА ЛЕВШИНА В СОПРЯЖЕННЫХ СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ПОГЛОЩЕНИЯ КОНФОРМАЦИОННО ИЗМЕНЧИВЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ МАКРОМОЛЕКУЛ В ТВЕРДЫХ МАТРИЦАХ

Н.Л. Наумова<sup>1,\*</sup>, О.Н. Коротаев<sup>1</sup>, И.А. Васильева<sup>1</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет  
119992, г. Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29

<sup>2</sup>Троицкое обособленное подразделение ФИАН (ТОП ФИАН)  
108840, г. Москва, г. Троицк, ул. Физическая, д.11

\* e-mail: n\_l\_naumova@mail.ru; www.single-molecule.ru

Правило Левшина, постулирующее наличие зеркальной симметрии в электронно-колебательных спектрах люминесценции и поглощения молекулярных систем, часто нарушается при рассмотрении спектрально-оптических характеристик подверженных конформационным изменениям сложных макромолекул, перспективных для различных приложений (молекулярные наномашин, органическая электроника, маркеры для флуоресцентной микроскопии). В данной работе представлены результаты компьютерных модельных расчетов сопряженных спектров в рамках модели двухъямных адиабатических потенциалов (2АП). Показано, что выбор параметров 2АП основного и возбужденного состояния молекулы позволяет объяснить значительные аномалии в сопряженных спектрах: разрыв в шкале частот и сильную незеркальность.

**Ключевые слова:** правило Левшина, органические молекулы, люминесценция, поглощение, молекулярная спектроскопия, примесный центр, сопряженные спектры, моделирование спектров, двухъямный адиабатический потенциал, криогенные температуры, бесфонная линия.

Сопряженные спектры фотолюминесценции и поглощения (возбуждения флуоресценции) органических молекул в твердых матрицах, особенно полученные в режиме монохроматического возбуждения бесфонных спектральных линий (БФЛ) при криогенных температурах, обеспечивающих тонкую структуру спектров, являются источником информации о внутримолекулярных взаимодействиях. [1-4]

Вибронные спектры ряда органических молекул (напр., кетоцианиновых или полиеновых красителей, многопалубных макромолекул) подвержены сильной незеркальности (нарушение правила Левшина [5]), которую нельзя объяснить даже при рассмотрении неадиабатического взаимодействия. Для подобных спектров невозможно провести традиционный анализ с идентификацией электронно-колебательных пиков. Объяснить такого рода аномалии можно при использовании модели двухъямных адиабатических потенциалов, где рассматриваются дополнительные степени свободы ядерного каркаса молекулы, по которым возможна конформация. Интерес к подобного рода исследованиям вызван бурным развитием химии молекулярных наномашин для широкого круга приложений в фотонике, оптоэлектронике, спинтронике, медицинской и биофизике [6-8]

Модель предполагает численное компьютерное решение уравнения Шредингера

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right) \Phi(x) = E \Phi(x) \quad (1)$$

с заданным двухъямным адиабатическим потенциалом (АП)  $V(x)$

$$V(x) = -\Theta(\cos x - \eta \cos 2x + \xi \sin x), \quad (2)$$

описывающим ангармоническую моду конформации молекулы в основном (g) и возбужденном (e) состояниях, где  $x$  - обобщенная конфигурационная координата, отражающая конформационное изменение молекулы;  $\xi$  - асимметрия АП;  $\eta$  - высота барьера;  $\Theta$  -

энергетическая глубина АП. [9,10] Искомые волновые функции представляются в виде разложения по полной системе тригонометрических функций:

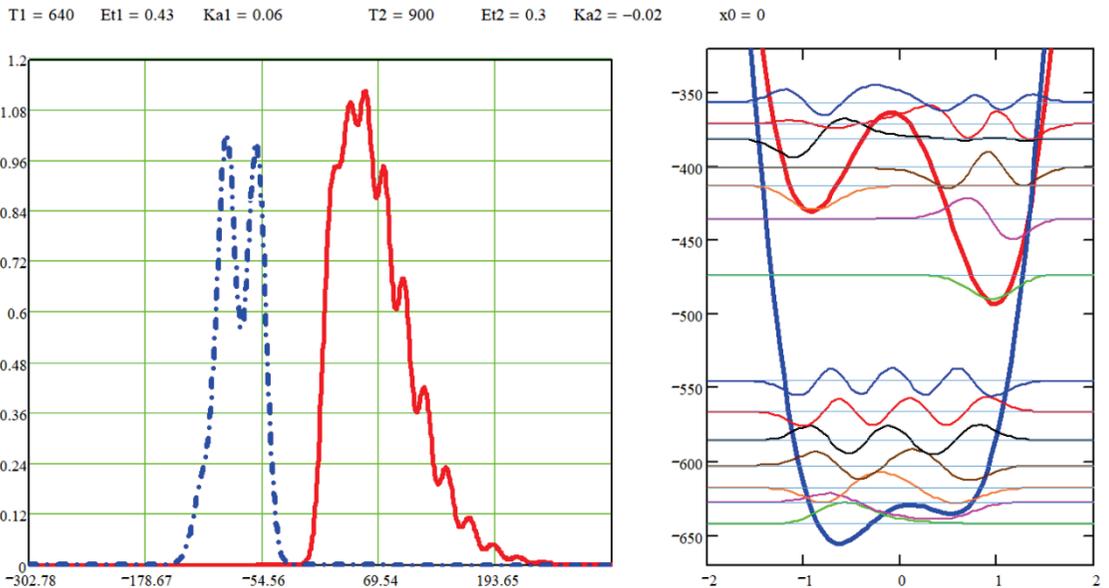
$$\Phi_i(x) = \frac{B_{i0}}{\sqrt{2}} + \sum_{n=1}^{\infty} (B_{in} \cos(nx) + A_{in} \sin(nx)). \quad (3)$$

Задача решения уравнения (1) заключается в нахождении коэффициентов разложения  $B_{in}, A_{in}$  функций  $\Phi_i$ , соответствующих уровням энергии  $E_i$ .

При нулевой температуре в приближении Кондона интенсивности  $I_{i0}^{absor}$  переходов  $E_i^{(e)} \leftarrow E_0^{(g)}$ , соответствующих спектру поглощения и интенсивности  $I_{j0}^{fluor}$  переходов  $E_j^{(g)} \leftarrow E_0^{(e)}$ , соответствующих спектру флуоресценции вычисляются путем расчета квадрата интеграла перекрытия соответствующих волновых функций:

$$I_{i0}^{absor} = \left( \int_{-\pi}^{\pi} \Phi_0^{(g)}(x) \cdot \Phi_i^{(e)}(x) dx \right)^2, \quad I_{j0}^{fluor} = \left( \int_{-\pi}^{\pi} \Phi_0^{(e)}(x) \cdot \Phi_j^{(g)}(x) dx \right)^2. \quad (4)$$

Частоты переходов определяются как разность значений энергий возбужденного и основного уровней. В случаях, когда волновые функции состояний практически не перекрываются (т.е. Франк-Кондоновский интеграл, определяющий амплитуду перехода принимает малое значение), интенсивность соответствующих спектральных линий становится пренебрежимо малой, что и объясняет радикальную асимметрию в спектрах (см. пример на Рисунке 1).



**Рис. 1.** Пример значительного нарушения правила зеркальности спектров Левина. Слева: Сопряженные электронно-колебательные спектры люминесценции и поглощения, полученные в результате численного моделирования в рамках модели двухъявных адиабатических потенциалов (2АП). Справа: Использованные для моделирования 2АП основного и возбужденного электронного состояния. Горизонтальными линиями изображены колебательные уровни энергии, относительно которых показаны соответствующие волновые функции состояний.

Работа относится к теме ГЗ МПГУ (АААА-А20-120061890084-9). Авторы доклада являются членами ведущей научной школы РФ «Опτικο-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (НШ-776.2022.1.2).

**Литература**

1. Наумов А.В. // Успехи физических наук 183, 633 (2013).
2. Никитина А.Н., Наумова Н.Л., Васильева И.А., Галанин М.Д., Чижикова З.А., Афанасиади Л.М. // Журнал прикладной спектроскопии 69, 197 (2002).
3. Наумова Н.Л., Наумов А.В., Никитина А.Н., Васильева И.А., Красная Ж.А., Смирнова Ю.В. // Оптика и Спектроскопия 92, 426 (2002).
4. Naumova N.L., Vasil'eva I.A., Osd'ko I.S., Naumov A.V. // J. Luminesc. 111, 37 (2005).
5. Levshin W.L. "Das Gesetz Der Spiegelkorrespondenz Der Absorption-Und Fluoreszenzspektren," // Zeitschrift Für Physik A Hadrons and Nuclei 72, 368 (1931).
6. Heimel G., Brédas J.-L., Zojer E., Daghofer M., Gierschner J., List E.J.W., Grimdale A.C., Müllen K., Beljonne D. // J. Chem. Phys. 122, 1 (2005).
7. Смола С.С., Снурникова О.В., Фадеев Е.Н., Синельщикова А.А., Горбунова Ю.Г., Лапкина Л.А., Цивадзе А.Ю., Русакова Н.В. // Макрогетероциклы 5, 343 (2012).
8. Rives A., Maraval V.R., Chauvin R., Saffon-Merceron N. // Chemistry 20, 483 (2014).
9. Наумов А.В., Наумова Н.Л., Осадько И.С. // Оптика и Спектроскопия 91, 750 (2001).
10. Наумова Н.Л., Васильева И.А., Осадько И.С., Наумов А.В. // Оптика и Спектроскопия 98, 535 (2005).

**BREAKING THE LEVSHIN RULE IN CONJUGATED  
LUMINESCENCE AND ABSORPTION SPECTRA OF CONFORMING  
ORGANIC MACROMOLECULES IN SOLID MATRICES**

N.L. Naumova<sup>1\*</sup>, O.N. Korotaev<sup>1</sup>, I.V. Vasil'eva<sup>1</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup> *Moscow Pedagogical State University (MPGU),  
108840, Moscow*

<sup>2</sup> *Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Troitsk Branch  
108840, Troitsk, Moscow*

\* e-mail: n\_l\_naumova@mail.ru; www.single-molecule.ru

Levshin rule, postulating the presence of mirror symmetry in the electronic-vibrational luminescence and absorption spectra of molecular systems, is often violated when considering the spectral-optical characteristics of complex macromolecules subject to conformational changes that are promising for various applications (molecular nanomachines, organic electronics, markers for fluorescence microscopy). This paper presents the results of computer model calculations of conjugate spectra within the framework of the double-well adiabatic potential (2AP) model. It is shown that the choice of 2AP parameters for the ground and excited states of the molecule makes it possible to explain significant anomalies in the conjugate spectra: a discontinuity in the frequency scale and a strong mirror symmetry breaking.

**Keywords:** Levshin rule, organic molecules, luminescence, absorption, molecular spectroscopy, impurity center, conjugate spectra, spectrum modeling, double-well adiabatic potential, cryogenic temperatures, zero-phonon line.

## НЕИНВАЗИВНЫЕ МЕТОДЫ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ И ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

А.В. Наумов<sup>1,2,\*</sup>, Н.Ф. Стародубцев<sup>1</sup>, Н.Н. Юрышев<sup>1</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (Троицкое обособленное подразделение), 108840, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Московский педагогический государственный университет, 119435, Москва, Россия*  
\*e-mail: a\_v\_naumov@mail.ru

Обсуждаются возможности фотодинамического воздействия на биологические ткани низкоинтенсивным квазимонохроматическим оптическим излучением ближнего ИК диапазона спектра с целью разработки методов неинвазивной диагностики и терапии. Проанализированы предпосылки для создания фотодинамического устройства, реализующего такое воздействие, рассмотрены возможные направления его дальнейшей оптимизации и применений.

**Ключевые слова:** фотодинамическое воздействие, светодиод, биофотоника.

Оптическая спектроскопия широко используются в биологии и медицине как в диагностических, так и в терапевтических целях, прежде всего из-за обеспечения целостности исследуемых биологических объектов. Кроме того, оптические методы диагностики являются быстрыми, надежными и коммерчески доступными, что обуславливает их массовое использование в медицине. Большой интерес представляют методы прямого фотодинамического воздействия на биологические объекты и ткани, в частности, с целью повышения локальной оксигенации, заживления ран и лечения других патологий. Данное исследование направлено на разработку метода и устройства для эффективной локальной оксигенации биологических тканей, а также методики неинвазивного оптического контроля степени оксигенации в живых тканях. Доклад посвящен обзору различных подходов к решению указанных задач и оригинальным результатам, полученным в данной области.

Доклад подготовлен по результатам выполнения гражданско-правового договора № 927-ЭА-23-НИР на выполнение научно-исследовательской работы по теме «Локальная оксигенация» для нужд ФГБНУ «РНЦХ им. акад. Б.В. Петровского» от 24.07.2023 г.

## NON-INVASIVE METHODS FOR PHOTODYNAMIC THERAPY AND OPTICAL DIAGNOSTICS OF BIOLOGICAL TISSUE

A.V. Naumov<sup>1,2,\*</sup>, N.F. Starodubtsev<sup>1</sup>, N.N. Yuryshv<sup>1</sup>, K.R. Karimullin<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Branch in Troitsk, 108840, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow State Pedagogical University, 119435 Moscow, Russia*  
\*e-mail: kamil\_karimullin@mail.ru

The possibilities of photodynamic effects on biological tissues with low-intensity quasi-monochromatic optical radiation in the near-IR range are discussed with the aim of developing methods for non-invasive diagnostics and therapy. The prerequisites for creating a photodynamic device that implements such an effect are analyzed, and possible directions for its further optimization and applications are considered.

**Key words:** photodynamic effects, LED, biophotonics.

# ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА АПКОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ NaYbF<sub>4</sub>:Er

Л.А. Нуртдинова<sup>1,\*</sup>, А.В. Леонтьев<sup>1</sup>, Е.О. Митюшкин<sup>1</sup>, Д.К. Жарков<sup>1</sup>, А.Г. Шмелев<sup>1</sup>,  
В.Г. Никифоров<sup>1</sup>

*КФТИ им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН  
420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7  
\*e-mail: nurlari@yandex.ru*

Проведен анализ поляризации люминесцентных откликов отдельных апконверсионных люминесцентных наностержней NaYbF<sub>4</sub>:Er под влиянием изменений в интенсивности и поляризации возбуждающего излучения.

**Ключевые слова:** анизотропия, наночастица, наносенсор, конфокальная спектроскопия, нанотрекинг.

Люминесцентные наночастицы с апконверсионным механизмом возбуждения широко используются в качестве флуоресцентных меток и локальных сенсоров [1,3]. Спектральная область излучения возбуждения в ближнем инфракрасном диапазоне особенно важна в биологических исследованиях [4-8]. Нано- и микрочастицы с апконверсионными системами ионов, являясь монокристаллами, ожидаемо обнаруживают анизотропию во флуоресцентном отклике. Нами были синтезированы и исследованы поляризацонные свойства апконверсионной люминесценции одиночных кристаллов NaYbF<sub>4</sub>:Er в форме стержней размером 0,4×2 мкм. Эти частицы характеризуются интенсивным красным свечением в диапазоне 650-670 нм при возбуждении лазером с длиной волны 980 нм. Аналогичные апконверсионные частицы широко используются в качестве локальных зондов, особенный интерес представляет использования таких зондов в живых тканях.

Образцы одиночных стержней при помощи атомно-силового микроскопа были приготовлены таким образом, что участок поверхности подложки размером 60×80 мкм<sup>2</sup> не содержал люминесцирующих объектов, за исключением нескольких одиночных стержней с различной ориентацией относительно лабораторной системы координат [9]. Это позволило получить люминесцентные отклики отдельных заданных одиночных частиц с применением конфокальной оптической спектроскопии. Было показано, что апконверсионная люминесценция одиночного стержня обладает ярко выраженной поляризацией. В то же время, даже для небольшой ансамбль неупорядоченных стержней поляризация практически отсутствует. Поляризацонные отклики разных одиночных стержней оказались идентичны между собой. Явной зависимости анизотропии люминесцентного отклика от положения плоскости поляризации возбуждающего излучения и ориентации стержней не наблюдается.

## Литература

1. Rodríguez-Sevilla P. et al. // Nano letters. 2016. V. 16. P. 8005.
2. Shao B. et al. // Angewandte Chemie. 2020. V. 132. P. 18370.
3. Жарков Д. К. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. №. 12. С. 1727.
4. Idris N. M., Li Z. Q., Ye L. et al. // Biomat. 2009 V. 30. P. 5104.
5. Park Y. I., Kim J. H., Lee K. T. et al. // Adv. Mater. 2009 V. 21 P. 4467.
6. Chatterjee D. K., Rufaihah A. J., Zhang Y. // Biomat. 2008. V. 29. P. 937.
7. Jalil A. R., Zhang Y. // Biomat. 2008. V. 29. P. 4122.
8. Xiong L. Q., Yang T. S., Yang Y., Xu C. J., Li F.Y. // Biomat. 2010. V. 31. P. 7078.
9. Чуکلанов А.П. и др. // Журнал технической физики 2023. Т. 93. №. 7. С. 1019.

**POLARIZATION PROPERTIES OF UP CONVERTED  
FLUORESCENCE OF SINGLE NaYbF<sub>4</sub>:Er NANORODS**

**L.A. Nurtdinova<sup>1,\*</sup>, A.V. Leontyev<sup>1</sup>, E.O. Mityushkin<sup>1</sup>, D.K. Zharkov<sup>1</sup>, A.G. Shmelev<sup>1</sup>,  
V.G. Nikiforov<sup>1</sup>**

*Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS  
420029, Kazan, Sibirsky tract, 10/7*

\*e-mail: nurlari@yandex.ru

The polarization of the luminescent responses of individual luminescent upconversion NaYbF<sub>4</sub>:Er nanorods with changes in the intensity and polarization of the exciting radiation is analyzed.

**Key words:** anisotropy, nanoparticle, nanosensor, confocal spectroscopy, nantotracking..

## НЕОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ В СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ SnV И GeV ЦЕНТРОВ В CVD АЛМАЗАХ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М. Павленко<sup>1,2,\*</sup>, В. Седов<sup>3</sup>, А. Мартъянов<sup>3</sup>, А. Нелюбов<sup>4,5</sup>, И. Тяжелов<sup>3</sup>, С. Савин<sup>6</sup>,  
И. Еремчев<sup>1</sup>, М. Еремчев<sup>1,5</sup>, В. Ральченко<sup>3,7</sup>, А. Наумов<sup>1, 5,8</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет,  
119435, Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,  
109028, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук,  
119991, Москва, Россия

<sup>4</sup>Сколковский Институт Науки и Технологий,  
121205, Москва, Россия

<sup>5</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
108840, Москва, Троицк, Россия

<sup>6</sup>МИРЭА – Российский технологический университет,  
119454, Москва, Россия

<sup>7</sup>Харбинский политехнический университет,  
150001, Харбин, Китай

<sup>8</sup>Институт Спектроскопии Российской академии наук,  
108840, Москва, Троицк, Россия

\* e-mail: mipavlenko@edu.hse.ru

В данной работе представлено исследование спектральных свойств оловянных (SnV) и германиевых (GeV) центров окраски в алмазах, синтезированных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы. Для примесных центров получены сигналы фотолюминесценции при температуре 7 К и измерена ширина пика бесфонной линии.

**Ключевые слова:** центры окраски в алмазах, GeV, SnV, CVD, люминесцентная спектроскопия.

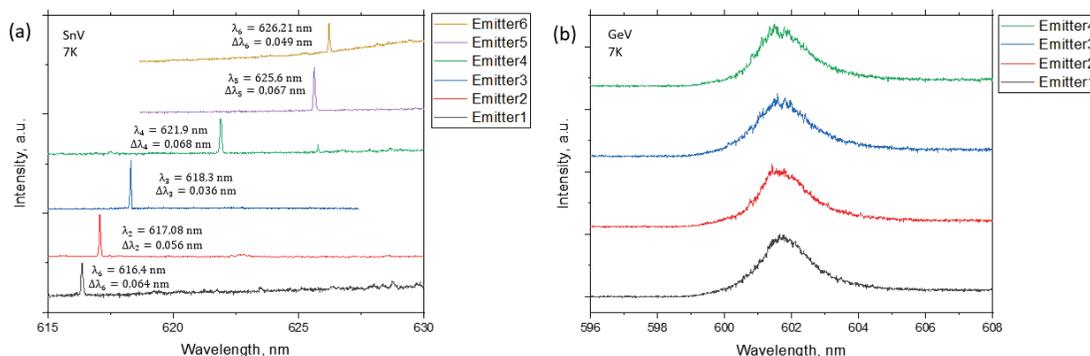
Диапазон потенциальных применений алмазов с примесными центрами в качестве технологической основы расширяется благодаря найденным дефектам. Наибольший интерес для применений в оптике представляют примесные центры четвертой группы (Si, Ge, Sn). Оловянные центры окраски (SnV) перспективны для их использования в квантово-оптических устройствах, так как они демонстрируют время спиновой когерентности в миллисекундном диапазоне [1, 2] при температуре 2 К, в то время как кремниевые центры (SiV) достигают этих значений при сотнях мК [3]. Германиевые центры окраски (GeV) также обладают преимуществом перед SiV-центрами из-за высокой энергии спиновых переходов [4]. Тем не менее успешное включение крупных атомов Sn и Ge в плотную решетку алмаза представляет собой сложную задачу.

В данной работе исследовались спектры фотолюминесценции (ФЛ) при крио температурах для двух образцов, синтезированных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (CVD). В первый образец были внедрены оловянные центры окраски в низкой концентрации, во второй – германиевые примесные центры в относительно большой концентрации. Размеры кристаллов алмаза составляли несколько микрон.

В экспериментах с SnV-центрами при 7 К мы наблюдали большой разброс узких БФЛ в диапазоне 605–630 нм, при этом полуширина (FWHM) составляла около 0,05 нм (рис. 1а), что близко к пределу разрешения спектрометра (~0.033 нм). Наблюдаемые вариации формы и положения БФЛ объясняются, прежде всего, образовавшимися в процессе роста алмаза напряжениями кристаллической решетки, в результате чего разные центры окраски находились в различных локальных условиях [5, 6]. Таким образом, обнаруженные одиночные

линии при крио температурах соответствуют люминесценции малых ансамблей (вплоть до одиночных излучателей) SnV-центров. Влияние напряжений кристаллической решетки алмаза на спектральное положение БФЛ примесного центра уже наблюдалось для хорошо изученных центров окраски, таких как GeV и SiV [7]. Качественные наблюдения показывают, что чем больше размер элемента, внедряемого в решетку алмаза, тем сильнее наблюдаемый эффект [6, 8].

Так же необходимо отметить, что в алмазы внедрялось большое количество паразитных SiV-центров из-за присутствия кремния в камере синтеза, в связи с чем наиболее интенсивной линией для всех микрокристаллов является бесфонная линия (БФЛ) кремниевых центров окраски на длине волны 738нм. Эта линия не перекрывается с линиями для SnV и GeV, поэтому не мешает их наблюдению.



**Рис.1.** а) Спектры ФЛ различных областей с SnV-центрами; б) Спектры ФЛ различных областей с GeV-центрами.

В спектрах ФЛ второго образца во всех исследованных кристаллах вместо ожидаемого квартета БФЛ были обнаружены сравнительно широкие (FWHM  $\sim 1,7-2,1$  нм) линии с центром на длине волны 601,7 нм (рис.1б). В данном образце мы видим значительное неоднородное уширение. При этом в отличие от схожего образца, описанного в работе [7], из-за большой концентрации центров окраски в дифракционно ограниченной области спектры от нескольких ансамблей, находящихся в различных локальных условиях, перекрываются, в результате чего мы видим широкий пик.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Просвещения Российской Федерации в рамках темы государственного задания Московского педагогического государственного университета «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» (АААА-А20-120061890084-9). М.П., А.Н., И.Е., М.Е. и А.Н. входят в состав ведущей научной школы Российской Федерации «Опτικο-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. Kuruma K, Pingault B, Chia C et al. // Coupling of a single tin-vacancy center to a photonic crystal cavity in diamond. Applied Physics Letters 2021, 118, 230601.
2. Rugar AE, Aghaeimeibodi S, Riedel D et al. // Quantum photonic interface for tin-vacancy centers in diamond. Physical Review X 2021, 11, 031021.
3. Bhaskar, M. K.; Sukachev, D. D.; Sipahigil, A et al. // H. Quantum Nonlinear Optics with a Germanium-Vacancy Color Center in a Nanoscale Diamond Waveguide. Phys. Rev. Lett.2017, 118(22).
4. Pingault B et al. // All-optical formation of coherent dark states of silicon-vacancy spins in diamond. Physical review letters 2014 113, 263601.

5. Narita Y, Wang P, Ikeda K, Oba K et al. // Multiple Tin-Vacancy Centers in Diamond with Nearly Identical Photon Frequency and Linewidth. *Physical Review Applied* 2023, 19, 024061.
6. Vindolet B et al. // Optical properties of SiV and GeV color centers in nanodiamonds under hydrostatic pressures up to 180 GPa. *Physical Review B* 2022, 106, 214109.
7. Eremchev IY, Neliubov AY, Boldyrev KN, Ralchenko VG, Sedov VS, Kador L, Naumov AV. // Microscopic Insight into the Inhomogeneous Broadening of Zero-Phonon Lines of GeV-Color Centers in Chemical Vapor Deposition Diamond Films Synthesized from Gaseous Germane. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2021
8. Joy RM et al. // Germanium vacancy centre formation in CVD nanocrystalline diamond using a solid dopant source. *Science Talks* 2023, 5, 100157.

## INHOMOGENEOUS BROADENING IN THE LUMINESCENCE SPECTRA OF SNV AND GEV CENTERS IN CVD DIAMONDS AT CRIO TEMPERATURES

**M. Pavlenko<sup>1,2,\*</sup>, V. Sedov<sup>3</sup>, A. Martyanov<sup>3</sup>, A. Neliubov<sup>4,5</sup>, I. Tiazhelov<sup>3</sup>, S. Savin<sup>6</sup>,  
I. Eremchev<sup>1</sup>, M. Eremchev<sup>1,5</sup>, V. Ralchenko<sup>3,7</sup>, A. Naumov<sup>1,5,8</sup>**

<sup>1</sup>*Moscow Pedagogical State University, Moscow 119435, Russia*

<sup>2</sup>*National Research University Higher School of Economics, Moscow 109028, Russia*

<sup>3</sup>*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Vavilov str. 38, Moscow 119991, Russia*

<sup>4</sup>*Center for Engineering Physics, Skolkovo Institute Science and Technology, Nobel St., Bldg. 1, Moscow 121205, Russia*

<sup>5</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow 108840, Russia*

<sup>6</sup>*MIREA - Russian Technological University, Prospect Vernadskogo 78, Moscow 119454, Russia*

<sup>7</sup>*Harbin Institute of Technology, 92 Xidazhi Str., Harbin 150001, PR China*

<sup>9</sup>*Institute of Spectroscopy RAS, Troitsk, Moscow 108840, Russia*

\* e-mail: mipavlenko@edu.hse.ru

This paper presents a study of the spectral properties of tin-vacancy (SnV) and germanium-vacancy (GeV) color centers in diamonds synthesized by plasma-assisted chemical vapor deposition. Photoluminescence signals were obtained for the impurity centers at 7 K and the peak width of the zero-phonon line was measured.

**Keywords:** color centers in diamond, GeV, SnV, CVD, luminescence spectroscopy.

## КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ МЕРЦАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Э.А. Подшивайлов<sup>1,\*</sup>, М.А. Князева<sup>2,3,4</sup>, А.О. Тарасевич<sup>3,4</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>5</sup>,  
А.В. Наумов<sup>3,4,5</sup>, П.А. Французов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского СО РАН  
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, д.3*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
101000, г. Москва, ул. Мясницкая, д.20*

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

<sup>4</sup>*Московский педагогический государственный университет  
119435, г. Москва, Малая Пироговская ул., д. 29/7, стр.4*

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

\*e-mail: podshivailov@kinetics.nsc.ru

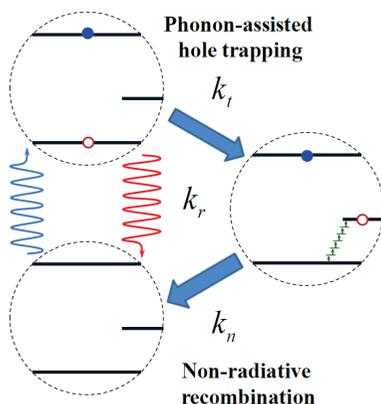
С момента первого экспериментального наблюдения мерцания люминесценции одиночных квантовых точек прошло несколько десятилетий. Тем не менее, теоретическое описание явления все еще требует осмысления. В данной работе представлена усовершенствованная модель мерцания люминесценции, в которой предполагается, что изменение скорости безызлучательной рекомбинации вызвано флуктуациями в величине электрон-фононного взаимодействия. Модель количественно воспроизводит результаты экспериментов по спектроскопии одиночных коллоидных полупроводниковых квантовых точек CdSeS/ZnS. Дополнительно предложен новый метод оценки спектральной плотности мощности сигнала мерцания. Предлагаемый метод расширяет исследуемый диапазон частот до 5-6 порядков по частоте.

**Ключевые слова:** спектроскопия, люминесценция, квантовая точка, мерцание люминесценции, нанокристалл

К настоящему моменту насчитывается 3 основных механизма мерцания люминесценции одиночных квантовых точек (КТ): зарядовый [1], механизм захвата [2] и механизм захвата горячих носителей [3].

Исторически первой моделью в рамках механизма захвата является модель Французова и Маркуса [2]. В ней предполагается, что гашение люминесценции происходит за счет захвата одного из носителей заряда в межзонную ловушку, что приводит к быстрой безызлучательной рекомбинации. Скорость захвата заряда в ловушку в данной модели связана со спектральной диффузией и флуктуирует во времени, что приводит к появлению мерцания. Не смотря на общий качественный успех модели, она не смогла количественно описать результаты экспериментов по мерцанию одиночных КТ.

Дальнейшим развитием этих идей стала модель множества рекомбинационных центров [4] (multiple recombination centers – MRC). В ней предполагается, что существует конечное число рекомбинационных центров, каждый из которых может фотоиндуцированно изменять свое состояние между двумя дискретными – ON и OFF. Такое переключение вызывает изменение в скорости захвата носителя захвата и, таким образом, приводит к мерцанию. Модель MRC позволила количественно описать спектральную плотность мощности (СПМ) для многих мерцающих полупроводниковых систем низкой размерности и получила широкое признание. Тем не менее, модель не позволяла количественно описывать другие наблюдаемые зависимости, такие как распределение интенсивности мерцания. Таким образом, эта модель требовала пересмотра или модификации.



**Рис. 1.** Кинетическая схема релаксации носителей заряда для предлагаемой модели

В настоящей работе предлагается усовершенствованная модель мерцания в рамках механизма захвата. В ней предполагается, что изменение скорости безызлучательной рекомбинации происходит вследствие флуктуаций величины электрон-фононного взаимодействия (параметра Хуанга-Риса). Подобно модели MRC, в данной модели флуктуации электрон-фононного взаимодействия также описываются с помощью фотоиндуцированных переключений двухуровневых систем, которые ассоциируются с состоянием поверхности квантовой точки. Такая гипотеза позволяет отказаться от идеи множества рекомбинационных центров, существующих внутри одиночной КТ, достаточно одной ловушки.

В дополнение к модели, был предложен новый метод оценки спектральной плотности мощности, основанный на модификации стандартного метода оценки Блэкмана и Туки. Отличиями являются: дополнительная параметризация фильтрующего окна таким образом, чтобы каждой частоте соответствовала своя оконная функция; использование кросс-корреляционной функции детектирования фотонов, полученной в результате экспериментов по схеме Хенбери-Брауна-Твисса; учет распределения детектируемых совпадений в оценке ошибки определения СПМ. Предложенный метод оценки увеличил исследуемый диапазон частот на несколько порядков по сравнению со стандартными.

Предложенная модель в комбинации с новым методом оценки СПМ позволила одновременно, при одних и тех же параметрах, количественно описать зависимости распределения интенсивности мерцания, распределение время жизни – интенсивность (FLID), спектральную плотность мощности и индикатор Пуассоновской статистики отсчета фотонов [5].

М.А.К., А.О.Т., И.Ю.Е. и А.В.Н. входят в состав ведущей научной школы Российской Федерации «Оптико-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2). Э.А.П. благодарит фонд развития теоретической физики и математики "Базис" за поддержку (22-1-5-36-1).

### Литература

1. Efros A.I., Rosen M. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 1110
2. Frantsuzov P.A., Marcus R.A. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 155321.
3. Galland C., Ghosh Y., Steinbrück A. et. al. // Nature. 2011. V. 479. P. 203–208.
4. Frantsuzov P.A., Volkán-Kacsó S., Jankó B. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 207402.
5. Podshivaylov E.A., Kniazeva M.A., Tarasevich A.O., Eremchev I.Yu., Naumov A.V., Frantsuzov P.A. // J. Mater. Chem. C. 2023. V. 11. P. 8570-8576.

## QUANTITATIVE MODEL OF SINGLE SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS LUMINESCENCE BLINKING

E.A. Podshivaylov<sup>1,\*</sup>, M.A. Kniazeva<sup>2,3,4</sup>, A.O. Tarasevich<sup>3,4</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>5</sup>,  
A.V. Naumov<sup>3,4,5</sup>, P.A. Frantsuzov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS  
630090, Novosibirsk, Russia*

<sup>2</sup>*HSE University*

*101000, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences  
108840, Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*Moscow Pedagogical State University (MPGU)*

*119435, Moscow, Russia*

<sup>5</sup>*Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences  
108840, Moscow, Russia*

\*e-mail: podshivailov@kinetics.nsc.ru

Several decades have passed since the first experimental observation of the single quantum dots luminescence blinking. Nevertheless, the theoretical description of the phenomenon still requires reflection. An improved model of luminescence blinking is presented, which assumes that the change in the rate of nonradiative recombination is caused by fluctuations of the electron-phonon interaction value. The model quantitatively reproduces the results of experiments on spectroscopy of single colloidal semiconductor CdSeS/ZnS quantum dots. Additionally, a new method of the blinking signal spectral power density estimation is proposed. The proposed method expands the investigated frequency range to 5-6 orders of magnitude in frequency.

**Key words:** spectroscopy, luminescence, quantum dot, luminescence blinking, nanocrystal

# КВАНТОВАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СЖАТОГО СОСТОЯНИЯ КОТА ШРЕДИНГЕРА

Р. Сингх<sup>1,\*</sup>, А.Е. Теретёнков<sup>2,\*\*</sup>

<sup>1</sup>Независимый исследователь,  
142000, г. Домодедово, Россия  
\*e-mail: ranjit.singh@mail.ru

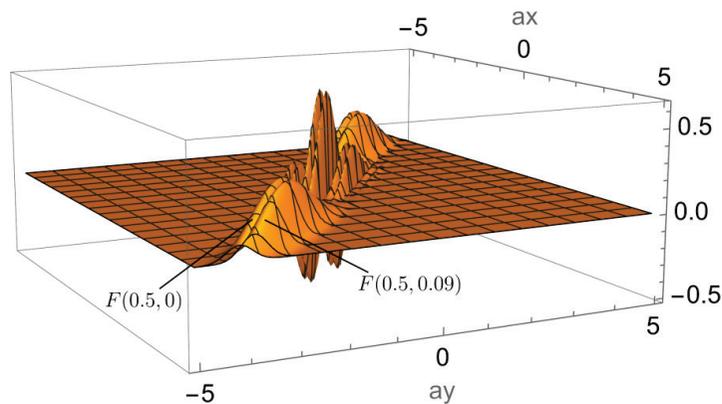
<sup>2</sup>Математический институт им. В.А. Стеклова Российской академии наук  
119991, г. Москва, ул. Губкина, д. 8  
\*\*e-mail: taemsu@mail.ru

Теоретически показано, что можно достичь высокую квантовую чувствительность сжатого состояния кота Шредингера по сравнению с несжатым. Для реализации сжатия состояния кота Шредингера используется параметрический процесс в нелинейно-оптическом кристалле. Для визуализации сжатого состояния кота Шредингера со сдвигом и без вычислены значения функций Вигнера.

**Ключевые слова:** состояние кота Шредингера, сжатое состояние, параметрический процесс, квантовая чувствительность, функция Вигнера.

В последнее время активно исследуются состояния котов Шредингера для задач квантовой информатики [1-2]. Это связано с тем, что такие кубиты можно создать с помощью одной моды. Но для эффективного создания состояния котов Шредингера необходимо, чтобы они содержали большое среднее число фотонов ( $> 2$ ). Это позволяет различать макроскопические состояния друг от друга. Для генерации состояния кота Шредингера используются различные схемы. Например, на основе керровской среды, линейной оптики и кубической фазы [3-5].

В данной работе теоретически исследуется процесс усиления (роста среднего числа фотонов) состояния кота Шредингера в случае, когда основная мода находится в состоянии кота Шредингера и мода второй гармоники не истощается. Для реализации данной задачи используется параметрический процесс в нелинейном оптическом кристалле с квадратичной нелинейностью  $\chi^{(2)}$ . В реализации параметрического процесса основная мода усиливается, а также сохраняется интерференция между двумя макроскопическими состояниями (см. Рис. 1). Отметим, что на этапе реализации параметрического процесса состояния кота Шредингера становятся сжатыми (см. Рис. 1).



**Рис. 1.** Визуализация функции Вигнера для сжатого состояния кота Шредингера без сдвига ( $|\delta|^2 = 0$ ) и со сдвигом ( $|\delta|^2 = 0.09$ ) в случае, когда накачка моды  $\hat{a}_2$  неистощимая, в начальный момент времени мода  $\hat{a}_1$  находится в состоянии кота Шредингера с  $|\alpha_{10}|^2 = 5$  и  $\arg \alpha_{10} = 0$ .  $\tau = 0.5$ .

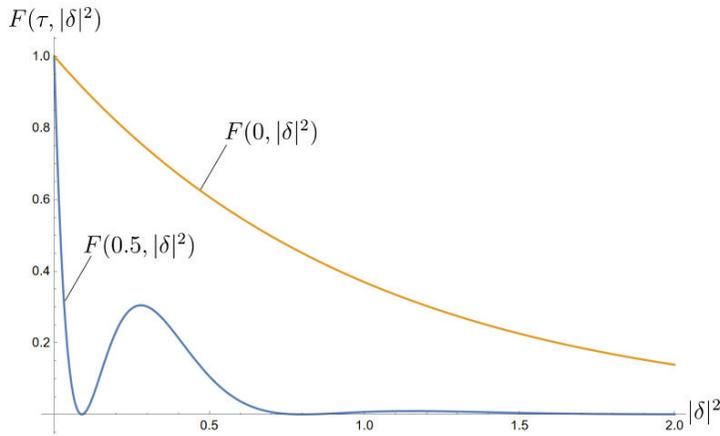
Ортогональность между сжатым когерентного состояния кота Шредингера (SSCS) и сдвинутым SSCS определяется как

$$F(\tau, |\delta|^2) = |\langle SSCS | \hat{D}(\delta) | SSCS \rangle|^2,$$

где  $\tau$  – приведенная дина взаимодействия. Чем меньше значения параметра  $|\delta|$  при которых данная величина становится близка к нулю, тем выше чувствительность [6].

Показано, что для SSCS специального вида  $F(0.5, 0.09) \approx 0$  (см. Рис. 2). Квантовую чувствительность SSCS также можно анализировать визуально с помощью функции Вигнера (см. Рис. 2).

Рис. 1 и 2 показывают, что близкую к нулю ортогональность сжатого состояния кота Шредингера можно достичь при небольшом значении оператора сдвига по сравнению с не сжатым состоянием кота Шредингера. SSCS может стать хорошим кандидатом для задач квантовой сенсорики, когда необходимо различать близко расположенные состояния.



**Рис. 2.** Зависимость ортогональности от сдвига  $|\delta|^2$  в случае, когда накачка моды  $\hat{a}_2$  неистошмая, в начальный момент времени мода  $\hat{a}_1$  находится в состоянии кота Шредингера с  $|\alpha_{10}|^2 = 5$  и  $\arg \alpha_{10} = 0$ ,  $\tau = 0.5$ .

### Литература

1. Vlastakis B., Kirchmair G., Leghtas Z., et al. // Science. 2013. V. 342. Iss. 6158. P.607.
2. Mirrahimi M. // Comptes Rendus Physique. 2016. V. 17. Iss. 7. P.778
3. Podoshvedov M. S., Podoshvedov S. A., Alodjants A. P. et al. // Vestn. Yuzhno-Ural. Gos. Un-ta. Ser. Matem. Mekh. Fiz. 2022. Vol. 14. Iss. 1. P. 77.
4. Nikitin S. P., Masalov A. V. // Quantum Optics: Journal of the European Optical Society Part B. 1991. V.3 (2). P. 105.
5. Baeva A.V., Losev A.S., Sokolov I.V. // Physics Letters A. 2023. V. 466. 128730.
6. Shukla A., Sanders B. C. // arXiv: 2306.13182. 2023.

## QUANTUM SENSITIVITY OF SQUEEZED SCHRODINGER CAT STATE

R. Singh<sup>1,\*</sup>, A. E. Teretenkov<sup>2,\*\*</sup>

<sup>1</sup>*Independent researcher,  
Domodedovo 142000, Russia  
\*e-mail: ranjit.singh@mail.ru*

<sup>2</sup>*Steklov Mathematical Institute of Russian Academy of Sciences  
8 Gubkina St., Moscow 119991, Russia  
\*\*e-mail: taemsu@mail.ru*

Theoretically it is shown that good the quantum sensitivity (orthogonality) of the squeezed state of the Schrodinger cat relative to the non-squeezed state can be achieved with a small value of the displacement operator. For realization of squeezing of Schrodinger cat state, a parametric process in a nonlinear optical crystal is used. To visualize the squeezed state of the Schrodinger cat with and without a displacement, the values of the Wigner functions are calculated.

**Key words:** Schrodinger cat state, squeezed state, parametric process, quantum sensitivity, Wigner function.

## ПРОГРАММНОЕ ПОСТРОЕНИЕ УРАВНЕНИЙ КВАНТОВОЙ ЦЕПОЧКИ ББГКИ

Е.А. Смирнова<sup>1,2,3,\*</sup>, Н.А. Лозинг<sup>1,2</sup>, М.Г. Глудуш<sup>1,2</sup>

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

119435 г. Москва, Малая Пироговская 1 стр. 1

<sup>2</sup>Троицкое обособленное подразделение, Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН  
142190, г. Москва, г. Троицк, Физическая 11

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”  
101000, г. Москва, Мясницкая 20

\*e-mail: ekatri.smirnova@gmail.com

Разработаны средства для программного построения уравнения движения для корреляционной матрицы задаваемого порядка в Боголюбовских цепочках, используемых для описания взаимодействия систем многих частиц.

**Ключевые слова:** матрица плотности, объектно-ориентированное программирование, Боголюбовские цепочки, система кинетических уравнений.

Задача взаимодействия многих частиц может быть рассмотрена как в классическом, так и в квантово-механическом пределе в концепции многочастичной функции распределения или квантовой функции распределения – матрицы плотности [1]-[2]. Свойство редукции функции распределения позволяет решать задачу взаимодействия многих частиц через рассмотрение лишь ограниченного числа подсистем полной системы. В уравнении для редуцированных матриц плотности влияние остальной подсистемы автоматически учитывается через обобщенные слагаемые – самосогласованные поля и интегралы столкновений. Вычисление последних является отдельной теоретической. Одним из стандартных методов математической физики для решения данного типа задач является построение цепочек уравнений Боголюбова-Борна-Грина-Кирквуда-Ивона (ББГКИ). Метод ББГКИ является полным и последовательным подходом к изучению систем многих частиц и позволяет изучать свойства отдельных частиц под влиянием самосогласованного поля, создаваемого всей системой. Данный подход был использован для исследования влияния локального поля на скорость радиационной релаксации одиночных квантовых излучателей в диэлектрической среде [3]-[5]. Аналитический вывод корреляционных функций высоких порядков занимает сложное и значительное время. При этом вывод уравнений без принятия дополнительных физических допущений может быть алгоритмизован. Таким образом, целью данной работы является демонстрация построения программы, способной осуществлять вывод корреляционных матриц заданного порядка в цепочке уравнений ББГКИ. В основу реализации данной идеи положена архитектура объектно-ориентированного программирования (ООП) в среде программирования Python. Элементы аналитического вывода (матрицы плотности, корреляционные матрицы, коммутаторы и другие) может быть представлены в виде классов с соответствующими атрибутами (рис. 1), в то время как методы отдельных классов могут выполнять действия операторной алгебры.

Работа была выполнена в рамках темы Государственного задания МПГУ «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства Просвещения РФ (АААА-А20-120061890084-9) совместно с Центром коллективного пользования «Структурная диагностика материалов» Федерального исследовательского центра РАН «Кристаллография и фотоника». Авторы являются членами ведущей научной школы Российской Федерации «Оптико-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

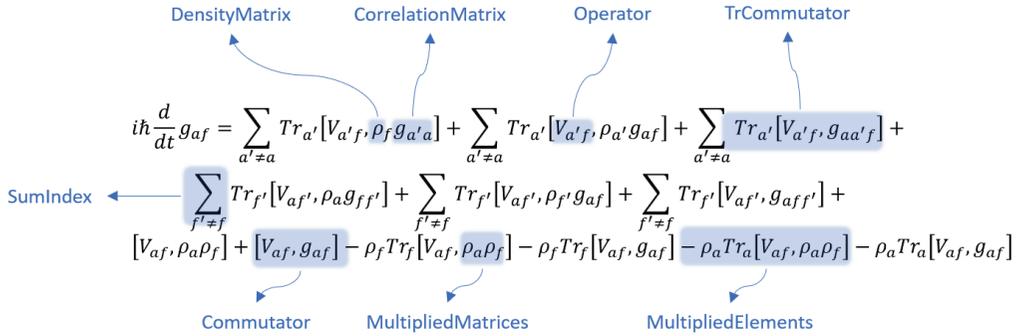


Рис. 1. Основные классы, используемые в программе.

### Литература

1. Квасников И.А. Термодинамика и статистическая физика Т. 4: Квантовая статистика. М.: КомКнига, 2005. Lario D., Kallenrode M.B., Decker R.B. et al. // Astrophys. J. 2006. V. 653. P. 1531.
2. Блум К., Теория матрицы плотности и её приложения. Пер. с англ. М: Мир, 1983
3. Gladush M.G., Kuznetsov D.V., Roerich V.K. // Eur. Phys. J. D. 2011. V. 64. N. 2–3. P. 511–520.
4. Кузнецов Д.В., Рерих В.К., Гладуш М.Г. // ТМФ. 2011., Т. 168 № 2. С. 261-280.
5. Кузнецов Д.В., Рерих В.К., Гладуш М.Г. // ЖЭТФ. 2011. Т. 140 № 4. С. 742-754.

## PROGRAM CONSTRUCTION OF THE BBGKY QUANTUM CHAIN EQUATIONS

E.A. Smirnova<sup>1, 2, 3, \*</sup>, N.A. Losing<sup>1, 2</sup>, M.G. Gladush<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Moscow Pedagogical State University  
119435, Moscow, Malaya Pirogovskaya 1 building 1

<sup>2</sup>Troitsk Branch of LPI RAS

142190, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya 11

<sup>3</sup>National Research Institute «Higher School of Economics»

101100, Moscow, Myasnitskaya 20

\*e-mail: ekatri.smirnova@gmail.com

Tools are developed for the program construction of the equation of motion for the correlation matrix of a specified order in Bogolyubov chains used to describe the interaction of systems of many particles.

**Key words:** density matrix, object-oriented programming, Bogolobov chains, system of kinetic equations.

## ОДНОПЕРИОДНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ В СИСТЕМЕ “ЛАЗЕРНЫЙ ДИОД-ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОРЕЗОНАТОР” В РЕЖИМЕ ЗАТЯГИВАНИЯ

Д.М. Сокол<sup>1,2,\*</sup>, Д.А. Чермошенцев<sup>1,2,3</sup>, А.Е. Шитиков<sup>1</sup>, Н.Ю. Дмитриев<sup>1,2</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>,  
И.А. Биленко<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр

143026, Москва, Сколково, Большой бульвар 30к1

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)

141701, Долгопрудный, Институтский переулок 9

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий

143026, Москва, Сколково, Большой бульвар 30к1

<sup>4</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

119991, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1

\*e-mail: sokol.dm@phystech.edu

Разработана теоретическая модель эффекта однопериодных осцилляций в системе “лазерный диод-оптический микрорезонатор” в режиме затягивания и проведено численное моделирование этого эффекта. Эффект исследован для широкого диапазона параметров системы, таких как фаза затягивания, коэффициент связи выходного луча, характеристики лазерного диода. Результаты численного моделирования были сопоставлены с экспериментальными данными и подтверждено их хорошее соответствие.

**Ключевые слова:** микрорезонатор, однопериодные (P1) осцилляции, затягивание, лазерный диод.

Лазеры являются незаменимыми устройствами в современном мире и находят свое применение в широчайшем спектре задач от сенсоров в носимой электронике до промышленной резки металла, от стандартов частоты до передачи данных. Диодные лазеры занимают весомую нишу среди лазерных источников и выделяются благодаря широкому диапазону реализуемых длин волн от ультрафиолета до среднего ИК; кроме того, диодные лазеры широкодоступны и дешевы. Лазерные диоды проявляют сложную нелинейную динамику в различных условиях, особенно в присутствии оптической волны в области активной среды. В данной работе рассматривается возникновение однопериодных осцилляций (P1) в лазерном диоде в режиме затягивания. P1 осцилляции были показаны численно [1] и экспериментально [2] в случае захватывания частоты диодного лазера другим лазерным источником. Периодический обмен энергией между электрическим полем и носителями внутри активной среды лазера приводит к характерному резонансу релаксационных колебаний. Инжектируемый сигнал от ведущего лазера влияет на плотность носителей ведомого лазера, что приводит к смещению резонансной частоты лазера. Обычно релаксационные колебания в изолированном лазере затухают, однако инжектируемый сигнал может возбудить их, что приводит к незатухающим колебаниям, проявляющимися в бифуркации Хопфа и зависящими от мощности ведущего лазера [3]. Проявление таких колебаний называют однопериодными осцилляциями. P1 осцилляции находят свое применение для генерации микроволнового излучения, передачи радио сигнала по оптическому волокну (RoF), создания ЛИДАРов. Эффект P1 осцилляций был тщательно изучен и реализуется для захватывания частоты лазерного диода [4].

Одним из эффективных методов стабилизации частоты лазерного диода является затягивание частоты лазера на частоту высокочастотного оптического микрорезонатора [5]. Такой подход зарекомендовал себя как надежный и простой способ создания лазерных

источников с узкой шириной линии, являющихся необходимым элементом в различных областях, таких как атомные часы, телекоммуникационные системы, спектроскопия высокого разрешения, прецизионная частотная метрология, навигация, оптические датчики, а также для проверки фундаментальных физических теорий [5]. Затягивание обеспечивает частотно-селективную оптическую обратную связь, которая в свете возбуждения P1 осцилляций аналогична полю ведущего лазера в эффекте захватывания. В данной работе мы изучаем эффект P1 осцилляций, который возникает вследствие взаимодействия лазера с обратным рассеянием Рэлея на поверхностных и объёмных неоднородностях высокодобротного микрорезонатора. В переходных режимах в окрестностях выхода или входа в режим затягивания лазер краем линии излучения возбуждает моду микрорезонатора, что приводит к возбуждению обратной волны. Несмотря на то, что мощность обратной волны недостаточна для затягивания лазера, фотоны данной частоты присутствуют в области генерации лазера. Возникает процесс невырожденной генерации гармоник вследствие нелинейности усиления лазера. Этот процесс имеет существенную схожесть с возбуждением P1 в режиме захватывания, где такие режимы достигаются именно при слабых инжектируемых полях.

Для описания эффекта однопериодных осцилляций была разработана теоретическая модель. Рассмотрим одномодовый диодный лазер, который подвергается оптической инжекции полем обратной волны, выходящей из микрорезонатора. Частота микрорезонатора предполагается фиксированной и равной  $\omega_m$ . Динамика стабилизированного микрорезонатором лазера описывается скоростными уравнениями для медленно меняющихся амплитуд поля, которые имеют вид [6-7]:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt'} &= \left[ -\frac{\gamma_c}{\kappa_m} + 2i \frac{(\omega_0 - \omega_c)}{\kappa_m} + i(\xi_0 + v_\omega t') \right] A + (1 + ib)gA - 2 \frac{\kappa_{do}}{\kappa_m} \frac{T_m}{T_0} e^{\frac{i\omega_m \tau_s}{2}} A^-, \\ \frac{dN}{dt'} &= \frac{2J}{ed\kappa_m} - \frac{2\gamma_s}{\kappa_m} N - gS, \\ \frac{dA^+}{dt'} &= -A^+ + i\beta A^- - 2\eta \frac{T_0}{T_m} e^{\frac{i\omega_m \tau_s}{2}} A, \\ \frac{dA^-}{dt'} &= -A^- + i\beta A^+, \end{aligned}$$

где  $N$  - плотность носителей заряда,  $A$  - комплексная амплитуда поля внутри лазера,  $S \propto |A|^2$  - плотность фотонов,  $A^+$  и  $A^-$  - амплитуды прямой и обратной волны в микрорезонаторе. Также,  $\gamma_c$  - скорость затухания оптической энергии, запасенной в резонаторе,  $\gamma_s$  - скорость спонтанной рекомбинации носителей,  $\gamma_p$  - дифференциальная скорость затухания носителей,  $\gamma_n$  - нелинейная скорость релаксации носителей. Далее,  $\xi_0 = 2(\omega_m - \omega_{do})/\kappa_m$  - отстройка собственной частоты резонатора лазера от собственной частоты микрорезонатора, а также  $v_\omega$  - скорость перестройки частоты лазера.  $b$  - фактор Генри,  $T_0 = \sqrt{(1 - R_0^2)}$  - пропускание выходного торца лазера, где  $R_0$  - коэффициент отражения, а  $T_m = \sqrt{\eta\kappa_m\tau_m}$ , где  $\tau_m$  - время распространения света в микрорезонаторе за один оборот. Также,  $\tau_s$  - время распространения света от лазера к резонатору и обратно,  $\eta$  - эффективность связи,  $\beta$  - безразмерный коэффициент связи между встречно распространяющимися модами,  $J$  - плотность тока,  $e$  - заряд электрона,  $d$  - толщина активного слоя.

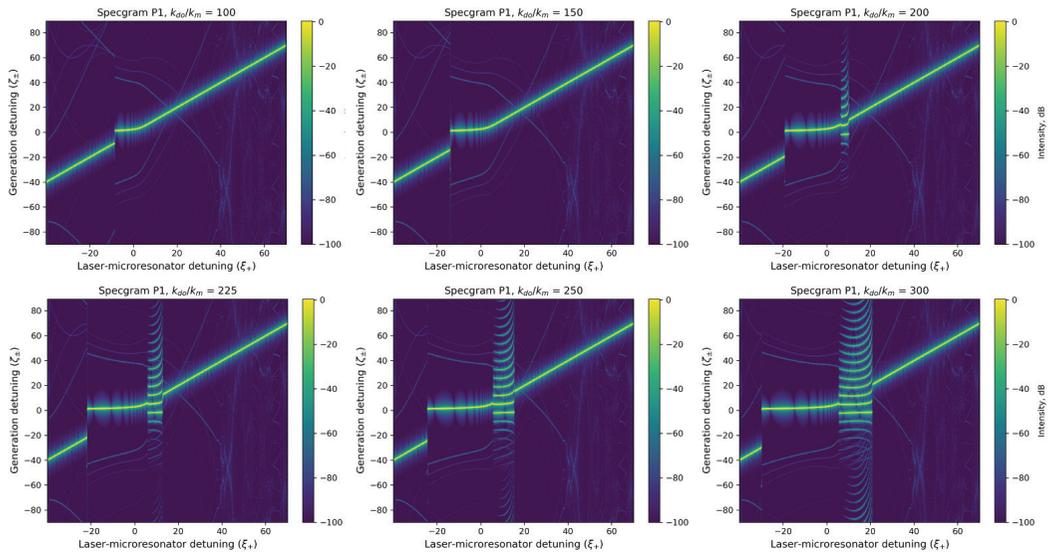
Лазерное усиление  $g$  с учетом нелинейности выражается как [8]:

$$g = \frac{\gamma_c}{\kappa_m \Gamma} + \gamma_n \frac{N - N_0}{\kappa_m S_0} - \gamma_p \frac{S - S_0}{\kappa_m \Gamma S_0}$$

Данные уравнения записаны в форме медленного времени  $t' = t \frac{\kappa_m}{2}$ , где  $\kappa_m$  - ширина линии резонатора, и дополнительно нормированы с помощью  $a_r + ia_i = \frac{A}{|A_0|}$  и  $n = \frac{N - N_0}{N_0}$ , для оптимизации вычислительных процессов, а  $N_0$  и  $S_0$  - пороговые значения для плотности электронов и фотонов соответственно. Полученная система уравнений была решена численно

с использованием метода Рунге-Кутты порядка 5(4). При вычислениях были использованы следующие значения:  $\gamma_c = 5.36 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma_s = 5.96 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma_n = 7.53 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma_p = 1.91 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ,  $b = 3.2$ ,  $\beta = 0.05$ ,  $\frac{Tm}{T0} = 0.04$ ,  $\kappa_m = 19.3 \text{ МГц}$ ,  $\eta = 0.5$ .

Исследовалась эволюция спектральных характеристик лазера при перестройке собственной частоты его резонатора вблизи собственной частоты высокодобротного микрорезонатора для различных значений коэффициента связи выходного луча микрорезонатора  $\kappa_{do} = [100, 150, 200, 225, 250, 300]$  и при различных фазах затягивания  $\phi_0 = \omega_m \tau_s = [0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}]$ , определяемых расстоянием между лазером и микрорезонатором. На Рис. 1 представлены спектрограммы процесса затягивания, полученные в результате теоретического моделирования. Здесь мы рассматриваем  $\xi = \xi_0 + \nu_\omega t'$  - отстройка горячего резонанса лазера от ближайшего резонанса микрорезонатора и  $\zeta = 2(\omega - \omega_m)/\kappa_m$  - отстройка генерируемой частоты от ближайшего резонанса микрорезонатора.



**Рис. 1.** Спектрограммы процесса затягивания, иллюстрирующие появление P1 осцилляций в этом режиме, полученные численно с помощью разработанной теоретической модели для фазы затягивания  $\phi_0 = 0$ .

С увеличением коэффициента связи выходного луча, задаваемого параметром  $\frac{\kappa_{do}}{\kappa_m}$ , мы начинаем наблюдать осцилляции. На Рис. 1 мы можем наблюдать генерацию дополнительных гармоник, начиная с величины  $\frac{\kappa_{do}}{\kappa_m} = 200$ . Характерные расстояния между соседними гармониками оцениваются как 100 МГц, а сам спектр развертывания смещен относительно центральной частоты. При увеличении  $\kappa_{do}$  ширина области осцилляций увеличивается, расстояния между линиями остаются неизменными, в рамках имеющейся точности.

Итак, в данной работе были получены уравнения, описывающие эффект P1 осцилляций в системе “лазерный диод-оптический микрорезонатор”. На основе разработанной модели эффект P1 осцилляций был изучен для таких параметров рассматриваемой системы, как фаза затягивания, коэффициент связи выходного луча, ширина линии резонатора. При различных значениях коэффициента связи выходного луча и ширины линии лазера расстояния между соседними гармониками изменяются и составляют от сотен МГц до единиц ГГц. Полученные значения были сопоставлены с ранее полученными результатами эксперимента и было отмечено хорошее качественное согласование. Данный эффект проливает свет на новые стороны динамики лазера, стабилизируемого микрорезонатором, а также может быть использован для генерации радиочастот в мегагерцовом и гигагерцовом диапазонах.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 20-12-00344).

### Литература

1. Sacher J., Baums D., Panknin P., et al. // *Physical Review A*, 1992, 45(3), 1893.
2. Simpson T.B., Liu J.M., Gavrielides A., et al. // *Applied Physics Letters*, 1994, 64(26), 3539–3541.
3. Martínez-Zérega B.E., Jaimes-Reategui R., Pisarchik A.N., et al. // In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 23, No. 1, p. 62). IOP Publishing, 2005.
4. Hadley G. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1986, 22:419–426.
5. Kondratiev N.M., Lobanov V.E., Shitikov A.E., et al. // *arXiv*, 2022.
6. Sze-Chun Chan, Sheng-Kwang Hwang, Jia-Ming Liu. // *Opt. Express*, 2007, 15(22):14921–14935.
7. Kondratiev N. M., Lobanov V. E., Cherenkov A. V., et al. // *Optics Express*, 2017, 25:28167.
8. Liu J. M. // Cambridge, 2005.

## PERIOD-ONE OSCILLATION IN LASER DIODE-OPTICAL MICRORESONATOR SYSTEM IN SELF-INJECTION LOCKING REGIME

D.M. Sokol<sup>1,2\*</sup>, D.A. Chermoshentsev<sup>1,2,3</sup>, A.E. Shitikov<sup>1</sup>, N.Yu. Dmitriev<sup>1,2</sup>,  
V.E. Lobanov<sup>1</sup>, I.A. Bilenko<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> *Russian Quantum Center*

*143026, Bolshoi Boulevard 30, 1 b., Skolkovo, Russia*

<sup>2</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology*

*141701, Institutsky 9, Dolgoprudny, Russia*

<sup>3</sup> *Skolkovo Institute of Science and Technology*

*143026, Bolshoi Boulevard 30, 1 b., Skolkovo, Russia*

<sup>4</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology*

*119991, 1-2 Leninskiye Gory, Moscow, Russia*

\*e-mail: sokol.dm@phystech.edu

A theoretical model of the of period-one oscillations effect in the “laser diode-optical microresonator” system in the self-injection locking regime was developed and numerical simulations of this effect were carried out. The effect has been studied for a wide range of parameters of the considered system, such as locking phase, the output beam coupling rate, and linewidth of the free-running laser. The results obtained during the simulations were compared with experimental results and good agreement was confirmed.

**Key words:** microresonator, P1 oscillation, self-injection locking, laser diode.

## КРИОГЕННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ НАНОСЕТЕЙ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ИХ ПЛАЗМОННЫХ СВОЙСТВ

М.Е. Степанов<sup>1,\*</sup>, В.И. Матюшенко<sup>2</sup>, А.В. Карабулин<sup>3</sup>, С.А. Хоркина<sup>1</sup>, А.В. Наумов<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Филиал федерального исследовательского центра химической физики им. Н.Н. Семёнова  
РАН в г. Черноголовке

142432, Черноголовка, проспект акад. Семёнова, 1

<sup>3</sup>Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской  
химии РАН

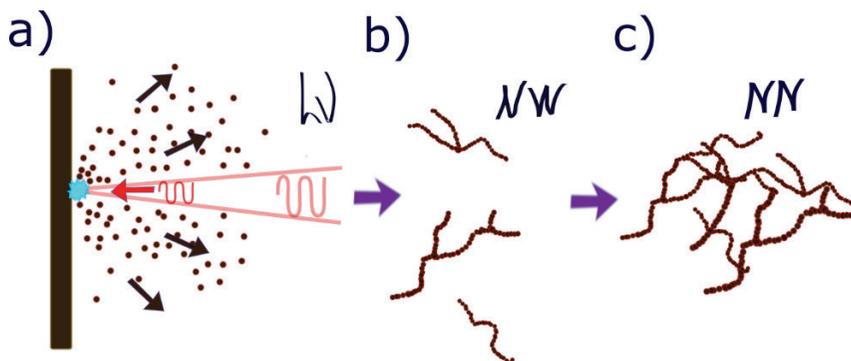
142432, Черноголовка, проспект акад. Семёнова, 1

\*e-mail:stepanov\_me@mail.ru

В данной работе металлические наночастицы в виде нерегулярных сетей создавались при помощи лазерной абляции в криогенной среде – сверхтекучем гелии, после чего исследовались на предмет морфологии и структуры при помощи просвечивающей электронной микроскопии. Плазмонные свойства получающихся наноструктур были исследованы при помощи численного моделирования. Расчеты позволяют сделать вывод о крайней чувствительности свойств к взаимному расположению наночастиц-фрагментов в составе сети, а также показывают, что наиболее интересные свойства таких сетей можно ожидать в инфракрасном диапазоне спектра.

**Ключевые слова:** лазерная абляция, криогенный синтез наночастиц, плазмоника, разупорядоченные среды.

Лазерная абляция твердых веществ, – один из широко применяемых сегодня физических методов создания наночастиц, - заключается в высвобождении кластеров вещества в результате воздействия на их поверхность короткого лазерного импульса [1] (Рисунок 1, а). Сокращение длительности импульса до времен менее  $\sim 10$  нс и точная фокусировка позволяют сосредоточить на поверхности мишени гигантскую по плотности энергию. Этой энергии оказывается достаточно, чтобы расплавить и испарить всё, что находится вблизи фокального пятна лазерного импульса (в том числе даже самые тугоплавкие материалы, такие как вольфрам). В результате в среду вокруг мишени попадает облако разогретых кластеров, которые претерпевают там вторичную эволюцию, взаимодействуя с новым окружением.



**Рис. 1.** Схема процесса лазерной абляции: а) Сфокусированный лазерный импульс создает кластеры из материала мишени; б) кластеры, если они находятся в сверхтекучем гелии, преобразуются во фрагменты проволоки; в) фрагменты, встречаясь, создают сеть. Обозначения:  $h\nu$  - квант лазерного импульса, NW – нанопроволоки, NN – наносети.

Особенность данной работы состоит в том, что вторичная эволюция наночастиц в ней направляется свойствами особой среды – сверхтекучего гелия [2]. Свойства, интересующие нас в этом контексте, состоят в том, что сверхтекучий гелий поддерживает существование в своем объеме элементарных нарушений его сверхтекучести, – квантованных вихрей. Будучи вихрями, они обладают доказанной [3, 4] способностью удерживать любые попавшие в сердцевину примеси, в том числе – созданные лазером кластеры. В результате, вторичная эволюция частиц направляется в сторону создания продолговатых структур – нанопроволок (Рисунок 1, b), а из-за сложной и запутанной геометрии расположения вихрей проволоки преобразуются в сети (Рисунок 1, c). Такие сети, собранные со дна криогенной ячейки после эксперимента, являются для нас конечным продуктом криогенного лазерного синтеза. Их характерные размеры на уровне отдельных «перемычек» хотя и меняются в зависимости от металла, но тем не менее остаются в диапазоне от 2 нм до 10 нм. Для рассматриваемого в данной работе золота, например, характерный размер составляет 5 нм, и оно было получено с помощью 400 ps импульсов Nd:LSB лазера с длиной волны 1064 нм при абляции в жидком гелии, охлажденном заранее ниже температуры перехода в сверхтекучее состояние. Подложки с образцами наносетей исследовались с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEOL JEM-2100.

Плазмонные свойства наноструктур, состоящих из столь малых фрагментов неправильной формы, объединенных в разветвленные сети – могут оказаться отличными как от свойств входящих в них фрагментов, так и от хорошо изученных аналогичных объектов большего размера [5, 6]. Поэтому было решено провести численное моделирование их свойств с помощью программы COMSOL multiphysics. Результатам проведенного моделирования и посвящена данная работа.

Работы по лазерной селективной спектроскопии наноматериалов (АН и ИЕ) относятся к 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».

Авторы являются членами ведущей научной школы Российской Федерации «Опτικο-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2).

### Литература

1. Kim M., Osone S., Kim T., Higashi H., Seto T. Synthesis of Nanoparticles by Laser Ablation: A Review // *KONA Powder and Particle Journal*. – 2017. – Т. 34, № 0. – С. 80-90.
2. Gordon E. B., Stepanov M. E., Kulish M. I., Karabulin A. V., Matyushenko V. I., Khodos I. I. The nanowires growth by laser ablation of metals inside rotating superfluid helium // *Laser Physics Letters*. – 2019. – Т. 16, № 2.
3. Bewley G. P., Lathrop D. P., Sreenivasan K. R. Superfluid helium: visualization of quantized vortices // *Nature*. – 2006. – Т. 441, № 7093. – С. 588.
4. Minowa Y., Aoyagi S., Inui S., Nakagawa T., Asaka G., Tsubota M., Ashida M. Visualization of quantized vortex reconnection enabled by laser ablation // *Sci Adv*. – 2022. – Т. 8, № 18. – С. eabn1143.
5. Zhang X. Y., Zhang T., Zhu S. Q., Wang L. D., Liu X., Wang Q. L., Song Y. J. Fabrication and spectroscopic investigation of branched silver nanowires and nanomeshworks // *Nanoscale Res Lett*. – 2012. – Т. 7, № 1. – С. 596.
6. El-Brollosy T. A., Abdallah T., Mohamed M. B., Abdallah S., Easawi K., Negm S., Talaat H. Shape and size dependence of the surface plasmon resonance of gold nanoparticles studied by Photoacoustic technique // *The European Physical Journal Special Topics*. – 2008. – Т. 153, № 1. – С. 361-364.

## NANONETWORKS: CRYOGENIC SYNTHESIS AND MODELING OF PLASMONIC PROPERTIES

M.E. Stepanov<sup>1,\*</sup>, V.I. Matyushenko<sup>2</sup>, A.V. Karabulin<sup>3</sup>, S.A. Khorkina<sup>1</sup>, A.V. Naumov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Moscow State Pedagogical University,  
119435, Moscow, Malaya Pirogovskaya st., 1/1*

<sup>2</sup>*Branch of the Federal Research Center of Chemical Physics named after N.N. Semenov RAS in  
Chernogolovka*

*142432, Chernogolovka, Acad. Semyonova, 1*

<sup>3</sup>*Federal Research Center for Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry, Russian  
Academy of Sciences*

*142432, Chernogolovka, Acad. Semyonova, 1*

\*e-mail: stepanov\_me@mail.ru

In this work, metal nanoparticles in the form of irregular networks were created using laser ablation in a cryogenic superfluid helium. Samples were studied for morphology and structure using transmission electron microscopy. The plasmonic properties of nanostructures were investigated using numerical simulation. The calculations allow to conclude that the properties are extremely sensitive to the geometry of the mutual arrangement of nanoparticles, suggesting the most interesting behavior of such networks to be expected in the infrared spectral range.

**Key words:** laser ablation, cryogenic synthesis of nanoparticles, plasmonics, disordered media.

# КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СУБМИКРОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПЕРОВСКИТОВ МАРЬІЗ: ВЛИЯНИЕ МЕРЦАНИЯ И КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ

А.О. Тарасевич<sup>1,2,3,\*</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>2,4</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2,4</sup>, И.Г. Щерблякин<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53

<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>Институт спектроскопии РАН  
108840, Троицк, Москва, ул. Физическая, 5

<sup>5</sup>Лундский университет  
Швеция, Лунд, 221 00, бокс 124

\*e-mail: ao.tarasevich@gmail.com

В данной работе рассмотрен вопрос о количественном описании кинетики затухания люминесценции субмикронных кристаллов перовскитов метиламмоний иодида свинца. В субмикронных кристаллах перовскитов наблюдается эффект мерцания люминесценции, усложняющий описание кинетики затухания, так как она различается для разных состояний системы. Кривые затухания люминесценции исследовались для отдельных состояний системы с одинаковым квантовым выходом. Согласованное изучение кинетики люминесценции для различных состояний позволяет сделать выводы о процессах внутри системы, приводящих к мерцанию, а также определить кинетические константы с большей точностью.

**Ключевые слова:** металлоорганические перовскиты, субмикронные кристаллы МАРЬІЗ, кинетика затухания люминесценции, мерцание люминесценции, тушитель люминесценции

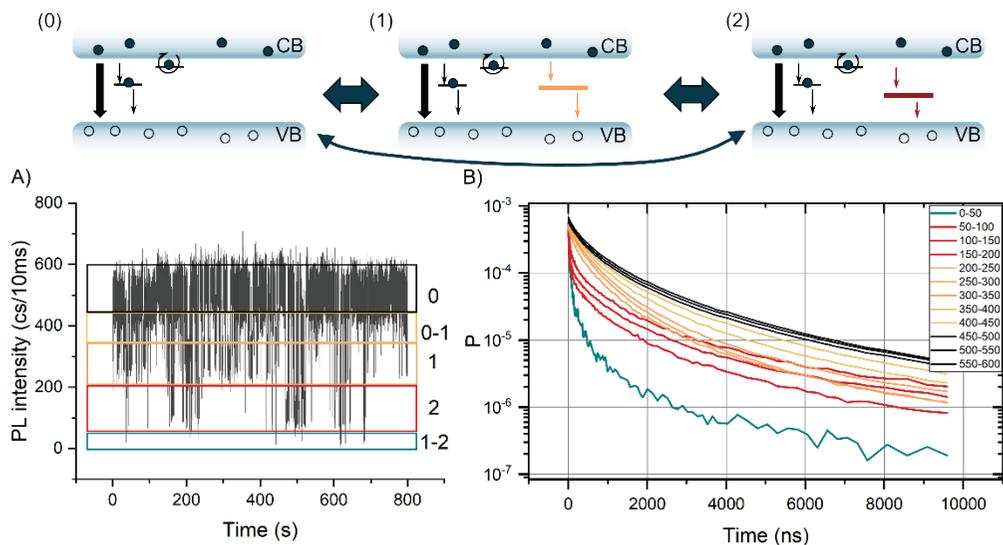
Полупроводники со структурой перовскита представляют большой интерес для современной физики. Они обладают высоким квантовым выходом и фотостабильностью, а также дешевы и просты в производстве, что делает их перспективным материалом для применений в фотовольтаике [1]. Для повышения эффективности материала необходимо понимать процессы, происходящие внутри образца. Изучение же субмикронных кристаллов перовскитов позволяет избавиться от ансамблевого усреднения по различным дефектам и лучше понять процессы, происходящие внутри кристалла. Процессы, связанные с рекомбинацией электрон-дырочных пар проявляют себя как в квантовом выходе, так и в кривой затухания люминесценции.

Для описания кинетики затухания люминесценции обычно используют модель Шокли-Рида-Холла (для больших накачек ее дополняют Оже процессами [2]). Однако, одновременное описание и кривых затухания и квантового выхода используя эту модель не представляется возможным. Это связано с тем, что немоноэкспоненциальность затухания может быть вызвана не бимолекулярной излучательной рекомбинацией, а неглубокими уровнями внутри запрещенной зоны, приводящими к замедленной люминесценции [3]. Также в субмикронных кристаллах наблюдается эффект мерцания люминесценции, объясняющийся появлением эффективного метастабильного тушителя люминесценции (суперловушки [4]). Данный тушитель является уровнем (или системой уровней) в запрещенной зоне, через который эффективно проходит безызлучательная рекомбинация.

Описанные выше процессы (и показанные на панелях (0) - (2) рис. 1) влияют как на форму кривой затухания, так и на квантовый выход. Поэтому в данной работе описывались кривые затухания для определенного уровня интенсивности (состояния системы с определенным квантовым выходом), нормированные на количество возбуждений в эксперименте с импульсным возбуждением пикосекундным лазером, приводящих к данному квантовому

выходу. Такие нормированные кривые затухания сохраняют информацию о квантовом выходе: интеграл под кривой характеризует вероятность регистрации фотона за один импульс возбуждения, из чего можно получить квантовый выход, зная эффективность детектирования фотона, плотность мощности накачки и сечение поглощения кристалла.

В данной работе была продемонстрирована возможность одновременного описания как кривой затухания для разных уровней интенсивности при мерцании и изменении условий накачки, так и квантового выхода.



**Рис. 1.** Иллюстрация различия кривых затухания люминесценции для состояний с разным квантовым выходом. А) Флуоресцентная траектория мерцающего субмикронного кристалла перовскита. Черным прямоугольником выделен уровень интенсивности с максимальным квантовым выходом, характеризующийся скоростями излучательной бимолекулярной рекомбинации, безызлучательной рекомбинацией через ловушку по механизму Шокли-Рида-Холла, и захвату/высвобождению через неглубокие ловушки, приводящие к замедленной люминесценции (черные стрелочки на панели (0)). Переходы в состояния с меньшим квантовым выходом (оранжевый, красный и зеленый прямоугольники) осуществляются за счет появления одного или нескольких метастабильных тушителей люминесценции (суперловушка 1 на панели (1), суперловушка 2 на панели (2), суперловушки 1 и 2 вместе, соответственно). В) Нормированные на один период возбуждения кривые затухания люминесценции для различных уровней интенсивности (цветовая кодировка сохраняется).

А.О.Т., И.Ю.Е., и А.В.Н. являются членами ведущей научной школы Российской Федерации «Опτικο-спектральная наноскопия квантовых объектов и диагностика перспективных материалов» (грант Президента РФ НШ-776.2022.1.2). 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 (AAAA-A20-120061890084-9).

### Литература

1. Jena A. K., Kulkarni A., Miyasaka T. Halide perovskite photovoltaics: background, status, and future prospects //Chemical reviews. – 2019. – Т. 119. – №. 5. – С. 3036-3103.
2. Kiligaridis A. et al. Are Shockley-Read-Hall and ABC models valid for lead halide perovskites? //Nature Communications. – 2021. – Т. 12. – №. 1. – С. 3329. Ochelkov Yu. P. // J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 409. № 1. Art. no. 12183.

3. Eremchev I. Y. et al. Detection of Single Charge Trapping Defects in Semiconductor Particles by Evaluating Photon Antibunching in Delayed Photoluminescence //Nano Letters. – 2023. – Т. 23. – №. 6. – С. 2087-2093.
4. 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.

## LUMINESCENCE KINETICS DECAY OF MAPBI3 SUB-MICRON CRYSTALS: INFLUENCE OF BLINKING AND QUANTITATIVE CHARACTERIZATION

A.O. Tarasevich<sup>1,2,3\*</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>2,4</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2,4</sup>, I.G. Scheblykin<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute*

*119991, Moscow, Leninsky Avenue, 53*

<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>*Institute of spectroscopy RAS*

*Fizicheskaya 5, Troitsk, Moscow 108840, Russia*

<sup>5</sup>*Lund university*

*Box 124, Lund SE-22100, Sweden*

\*e-mail: ao.tarasevich@gmail.com

This work deals with the quantitative description of the luminescence decay kinetics of submicron crystals of lead methylammonium iodide perovskites. In submicron perovskite crystals, the luminescence blinking effect is observed, which complicates the description of the decay kinetics because it differs for different states of the system. The luminescence decay curves were investigated for individual states of the system with the same quantum yield. A coordinated study of luminescence kinetics for different states allows us to draw conclusions about the processes within the system leading to the blinking, as well as to determine the kinetic constants with greater accuracy.

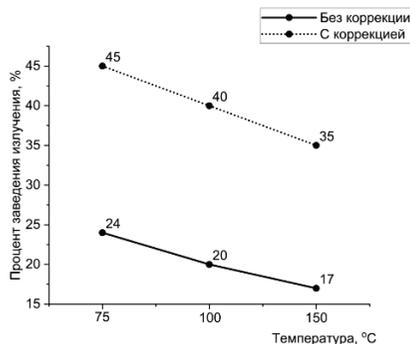
**Key words:** organometallic perovskites, MAPbI<sub>3</sub> submicron crystals, luminescence decay kinetics, luminescence blinking, luminescence quencher



Нами была собрана установка (рис.1) для реализации компенсаций искажений волнового фронта однофотонных волновых пакетов прошедших через турбулентную атмосферу. В процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) рождались пары фотонов называемые «сигнальный» и «холостой». В качестве накачки мы используем лазер на длине волны 532 нм, что приводит к генерации фотонов на длине волны 810 нм (сигнальный) и 1550 нм (холостой). Сигнальный фотон проходит через систему с адаптивной оптикой, а холостой сразу попадает в детектор.

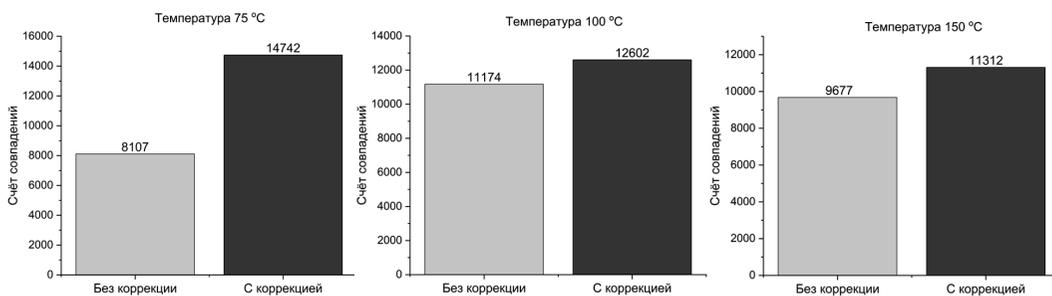
Турбулентность моделировалась с помощью нагревательных элементов различной температуры, а именно 75, 100 и 150 °С, которые вызывали флуктуации воздуха в области, через которую проходило излучение. Компенсация искажений волнового фронта, проводилась с помощью адаптивной оптики, которая состоит из датчика Шака-Гартмана и биморфного зеркала. Коррекция однофотонного излучения осуществляется с использованием реперного излучения на длине волны 632 нм.

Первым этапом был выполнен эксперимент по увеличению эффективности заведения излучения в оптическое волокно с помощью адаптивной оптики. При включенной турбулентности процент заведения излучения падал до 17-24% в зависимости от температуры нагревательного элемента. Далее была включена адаптивная оптика, вследствие чего процент заведения излучения в оптоволокно увеличивался до 45% в зависимости от температуры нагревательного элемента. Данные представлены на рис. 2. Полученные результаты говорят о большой эффективности зеркала.



**Рис. 2.** Результаты эксперимента по увеличению эффективности заведения излучения в оптическое волокно с помощью адаптивной оптики.

Вторым этапом была выполнена коррекция волнового фронта однофотонных состояний, прошедших через турбулентность с помощью адаптивной оптической системы. Скорость счёта совпадений без включенной турбулентности составлял 13422 за 30 секунд. Далее был включен нагревательный элемент температурой 75 °С. При данном значении температуры счёт совпадений уменьшился с 13422 до 8107, а после включения адаптивной установки данное значение увеличилось на 81%, до 14742. Таким же образом было выполнено для других значений температур, полученные данные отображены на рис. 3.



**Рис. 3.** Счёт совпадений фотонов без коррекции и с коррекцией при различных температурах 75, 100, 150 °С.

Поставлены эксперименты, демонстрирующие увеличение эффективности заведения излучения в оптическое волокно с помощью адаптивной оптики. Было показано, что коррекция волнового фронта одиночных фотонов, прошедших через турбулентную атмосферу, увеличивает счет совпадений фотонов. Данные исследования будут полезны для задач передачи информации по атмосферному каналу связи.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

### Литература

1. Babcock H.W.: *Astronomical Society of the Pacific* 65, 89–98, 1953
2. Lu Y. et al. Aberration compensation in aplanatic solid immersion lens microscopy // *Optics express*. – 2013. – Т. 21. – №. 23. – С. 28189-28197.
3. Alaluf D. et al. Unimorph mirror for adaptive optics in space telescopes // *Applied optics*. – 2018. – Т. 57. – №. 14. – С. 3629-3638.
4. Goto T. et al. Hard X-ray nanofocusing using adaptive focusing optics based on piezoelectric deformable mirrors // *Review of Scientific Instruments*. – 2015. – Т. 86. – №. 4. – С. 043102.
5. Radzewicz C. et al. Piezo-driven deformable mirror for femtosecond pulse shaping // *Optics letters*. – 2004. – Т. 29. – №. 2. – С. 177-179.
6. Lück H. et al. Correction of wavefront distortions by means of thermally adaptive optics // *Optics communications*. – 2000. – Т. 175. – №. 4-6. – С. 275-287.
7. Zhu Z. et al. Development of a unimorph deformable mirror with water cooling // *Optics Express*. – 2017. – Т. 25. – №. 24. – С. 29916-29926.
8. Fernández E. J. et al. Adaptive optics with a magnetic deformable mirror: applications in the human eye // *Optics Express*. – 2006. – Т. 14. – №. 20. – С. 8900-8917.
9. Booth M. J. Adaptive optics in microscopy // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 2007. – Т. 365. – №. 1861. – С. 2829-2843.
10. Copeland M. et al. Adaptive optics corrected imaging for satellite and debris characterisation // *Adaptive Optics Systems VI*. – SPIE, 2018. – Т. 10703. – С. 940-946.
11. Mauch S., Reger J. Real-Time Adaptive Optic System Using FPGAs // *Field-Programmable Gate Array*. – 2017.

## COMPENSATION OF WAVE-FRONT DISTORTIONS USING ADAPTIVE OPTICS IN TURBULENT ATMOSPHERE

D.A. Turaykhanov<sup>\*1</sup>, L.R. Gilyamova<sup>2</sup>, A.V. Shkalikov<sup>1</sup>, I.Z. Latypov<sup>1</sup>, A.A. Kalachev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Kazan Institute of Physics and Technology, E.K. Zavoisky Federal Research Center Kazan  
Scientific Center of the Russian Academy of Sciences  
420029, Kazan, st. Siberian tract, 10/7*

<sup>2</sup>*Kazan (Volga Region) Federal University,  
420008, Russia, RT, Kazan, st. Kremlin, 18*

\*e-mail: 7intur@gmail.com

The paper presents experimental results on the correction of the wavefront of single-photon wave packets that have passed through turbulence using an adaptive optical system. An increase in the efficiency of introducing radiation into an optical fiber using an adaptive optical system has been demonstrated.

**Key words:** adaptive optics, turbulent atmosphere, wave front, bimorph mirror, Shack-Hartmann sensor.

# ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СОЛИТОНЫ, ЛАМПЫ И ВОЛНЫ-УБИЙЦЫ В КВАДРАТИЧНО НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

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>Объединенный институт ядерных исследований

141980, г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, д. 6

\*e-mail: sazonov.serгей@gmail.com

Рассмотрены различные типы решений системы уравнений типа Захарова–Буссинеска, описывающей процесс генерации терагерцового излучения оптическими импульсами в квадратично-нелинейной среде.

**Ключевые слова:** терагерцовое излучение, оптический метод, оптико-терагерцовый солитон, лампы, волна-убийца.

На протяжении уже нескольких десятилетий большое внимание исследователей привлекают вопросы, связанные с генерацией терагерцового излучения. С одной стороны, это вызвано тем, что терагерцовое излучение имеет многочисленные приложения в системах безопасности, восстановления изображений, связи, медицине, спектроскопии и ряде других областей (см. обзоры [1–3]). С другой стороны, процессы нелинейного взаимодействия терагерцового излучения с веществом демонстрируют необычные особенности, которые не имеют места в оптическом диапазоне [4–7].

Одним из эффективных методов генерации терагерцового излучения является оптический метод, основанный на эффекте оптического выпрямления субпикосекундных и фемтосекундных лазерных импульсов в кристаллах с квадратичной оптической нелинейностью [8–10]. Техника наклонных волновых фронтов позволила существенно повысить эффективность генерации этим методом [11–14]. В настоящей работе будет продолжено теоретическое исследование оптического метода генерации в рамках самосогласованного подхода, когда учитывается обратное влияние терагерцового излучения на порождающий его оптический импульс.

Будем считать, что у электромагнитного импульса, подаваемого на вход нелинейной среды, волновой фронт перпендикулярен оси  $Z$ , а электрическое поле  $E$  поляризовано в плоскости главного сечения. В этом случае поле импульса представимо следующим образом:

$$E = \psi e^{i(\omega t - kz)} + \psi^* e^{-i(\omega t - kz)} + E_T.$$

Здесь  $\psi$  – комплексная медленно меняющаяся огибающая оптической компоненты,  $\omega$  и  $k$  – несущая частота и продольная компонента волнового вектора оптической компоненты,  $E_T$  – терагерцовая компонента поля импульса.

Поляризационный отклик квадратично-нелинейной среды представим в уравнениях Максвелла в виде суммы оптической и терагерцовой компонент. При этом пренебрежем нелокальностью нелинейной части поляризационного отклика среды. Тогда, используя приближение медленно меняющихся огибающих и полагая дисперсию слабой, получим следующую систему уравнений [15, 16]:

$$i \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) = -\frac{\beta}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \alpha E_T \psi + \frac{c}{2n_{\omega} \omega} \Delta_{\perp} \psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 E_T}{\partial z^2} - \frac{n_T^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_T}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \mu E_T^2 + \sigma |\psi|^2 \right) - \gamma \frac{\partial^4 E_T}{\partial t^4} - \Delta_{\perp} E_T, \quad (2)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме,  $v_g = c / (n_\omega + \omega \partial n_\omega / \partial \omega)$  – групповая скорость оптической компоненты,  $k = n_\omega \omega / c$ ,  $n_\omega = \sqrt{1 + 4\pi\chi_\omega}$  – оптический показатель преломления,  $n_T = \sqrt{1 + 4\pi\chi_T}$  – терагерцовый показатель преломления,  $\chi_\omega$  – линейная восприимчивость среды, соответствующая частоте  $\omega$ :

$$\chi_\omega \equiv \int_0^\infty \chi_1(t') e^{-i\omega t'} dt',$$

$\chi_1(t)$  – временная линейная восприимчивость среды,  $\chi_T \equiv \chi_0$  – терагерцовая линейная восприимчивость среды,  $\beta = \partial^2 k / \partial \omega^2$  – параметр дисперсии групповой скорости (ДГС) оптической компоненты,  $\gamma = 2\pi (\partial^2 \chi_\omega / \partial \omega^2)_{\omega=0} / c^2$  – параметр дисперсии терагерцовой компоненты, коэффициенты  $\alpha$ ,  $\mu$  и  $\sigma$  выражаются через нелинейные частотные восприимчивости второго порядка.

Если  $\Delta_\perp \psi = \Delta_\perp E_T = 0$  (одномерный случай) и  $\mu = \gamma = 0$ , то система (1), (2) переходит в одномерный вариант уравнений Захарова [17]. В случае  $\psi = 0$  уравнение (1) выполняется тождественно. Если при этом  $\Delta_\perp E_T = 0$ , то (2) переходит в уравнение Буссинеска [17]. По этой причине система (1), (2) была названа в [15] уравнениями типа Захарова – Буссинеска.

Применение к уравнению (2) приближения однонаправленного распространения вдоль оси  $z$  сводит систему (1), (2) к системе уравнений Ядзими – Ойкавы – Кадомцева – Петвиашвили (ЯОКП). Свойства решений этой системы были подробно изучены в работах [18 – 20].

Для системы (1), (2) получены два семейства плоских солитонов с наклонными волновыми фронтами, у которых оптическая и терагерцовая компоненты имеют одинаковые и разные асимптотики соответственно. Подробно изучены свойства этих решений. Кроме того, для случая, когда можно пренебречь дисперсиями оптической и терагерцовой компонент, получены двухкомпонентные бездисперсионные солитоны с наклонными волновыми фронтами оптической компоненты. Эти солитоны обладают свойствами как временных, так и пространственных солитонов.

Также построены два семейства решений в виде линейных лампов. Поверхности уровня этих решений параллельны некоторой прямой, а асимптотики убывают рациональным образом. При этом решения распространяются с постоянной скоростью.

Лампы первого семейства являются исключительно терагерцовыми. Они обобщают лампы уравнения Кадомцева – Петвиашвили, к которому сводится уравнение (2) с помощью приближения однонаправленного распространения.

Лампы второго семейства являются оптико-терагерцовыми. При этом физические параметры рассматриваемой системы должны подчиняться некоторому ограничению. Поверхности уровня этих лампов и направление скорости распространения перпендикулярны оси  $z$ .

Если на параметры системы (1), (2) наложены два ограничения, то она имеет решение в виде плоской волны-убийцы. Исследование таких волн привлекает больше внимание исследователей (см. обзор [21] и литературу там же). Здесь волна-убийца распространяется вдоль оси  $z$ , а ее плоские поверхности уровня перпендикулярны этой оси. Решения в виде волн убийц существуют у систем, интегрируемых в рамках метода обратной задачи рассеяния [17, 21]. В этой связи возникает вопрос об интегрируемости методом обратной задачи рассеяния одномерного варианта системы (1), (2) при наложенных дополнительных ограничениях на физические параметры.

## 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. Сазонов С.В. // ЖЭТФ. 2014. Т. 146. № 2. С. 483.
5. Dolgaleva K., Materikina D.V., Boyd R.W., Kozlov S.A. // *Phys. Rev. A*. 2015. V. 92. Art. no. 023809.
6. Sazonov S.V., Ustinov N.V. // *Phys. Rev. A*. 2018. V. 98. Art. no. 063803.
7. Тсупкин А.Н., Мельник М.В., Zhukova M.O. et al. // *Optics Express*. 2019. V. 27. Art. no. 10419.
8. Абдуллин У.А., Ляхов Г.А., Руденко О.В., Чиркин А.С. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 4. С. 1295.
9. Багдасарян Д.А., Макарян А.О., Погосян П.С. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 10. С. 498.
10. Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., Kleinman D.A. // *Phys. Rev. Lett*. 1984. V. 53. P. 1555.
11. Hebling J., Almasi G., Kozma I.Z., Kuhl J. // *Optics Express*. 2002. V. 10. P. 1161.
12. Степанов А.Г., Мельников А.А., Компанец В.О., Чекалин С.В. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 5. С. 279.
13. Bakunov M.I., Bodrov S.B., Tsarev V.V. // *J. Appl. Phys*. 2008. V. 104. Art. no. 073105.
14. Hebling J., Yeh K.-L., Hoffmann M.C. et al. // *JOSA B*. 2008. V. 25. P. 6.
15. Sazonov S.V., Ustinov N.V. // *Laser Phys. Lett*. 2022. V. 19. Art. no. 025401.
16. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // Известия РАН, Серия физическая. 2023. Т. 87. № 1. С. 25.
17. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988. 694 с.
18. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 7. С. 437.
19. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 12. С. 1776.
20. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 1. С. 47.
21. Слюняев А.В., Пелиновский Д.Е., Пелиновский Е.Н. // УФН. 2023. Т. 193. № 2. С. 155.

## OPTICAL-TERAHERTZ SOLITONS, LUMPS AND ROGUE WAVES IN QUADRATICALLY NONLINEAR MEDIUM

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>*Joint Institute for Nuclear Research*  
141980, Dubna, Joliot-Curie St., 6

\*e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

Various types of solutions of the system of equations of the Zakharov–Boussinesq type describing the process of generation of terahertz radiation by optical pulses in a quadratically nonlinear medium are considered.

**Key words:** terahertz radiation, optical method, optical-terahertz soliton, lump, rogue wave.

# ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ СВЕТОВЫХ ПУЛЬСОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ВОЗДУХЕ

А.Н. Бугай<sup>1</sup>, В.А. Халяпин<sup>2,\*</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6,  
Московская область, Россия.

<sup>2</sup>ФГБОУ ВПО «Калининградский государственный технический университет», 236022,  
Калининград, Советский проспект, 1, Россия,

БФУ им. И. Канта, 236016, Калининград, улица Александра Невского, 14, Россия.

\*e-mail: slavasxi@gmail.com

Проведена аналитическая оценка параметров световых пульс, формирующихся в области аномальной групповой дисперсии в воздухе в условиях туннельной фотоионизации. Предложено новое аналитическое приближение для расчета вклада туннельной ионизации. Используя метод моментов и теорию устойчивости Ляпунова, найдено квазистационарное решение и условия квазиустойчивого распространения.

**Ключевые слова:** световые пули, туннельная ионизация, устойчивость.

Распространение интенсивного продольно-поперечного импульса в можно описать уравнением

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} - \frac{i\mu}{2} \Delta_{\perp} \psi - i\gamma \psi |\psi|^2 + \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi |\psi|^2) + i\eta \psi \int_{-\infty}^{\tau} W d\tau' = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\psi$  – медленно меняющаяся огибающая,  $\omega$  – центральная частота сигнала,  $\Delta_{\perp}$  – поперечный лапласиан,  $z$  – координата, вдоль которой распространяется сигнал,  $\tau$  – время в сопутствующей системе координат,  $\omega$  – центральная частота,  $\mu = c/n_0\omega = 1/n_0k_0$ ,  $n_0$  – показатель преломления на частоте  $\omega$ ,  $k_0$  – волновое число в вакууме,  $k = n_0k_0$ ,  $\beta_2$  – коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС),  $\beta_3$  – положительный параметр, определяющий дисперсию третьего порядка,  $\gamma$  – коэффициент кубической нелинейности,  $\eta = s\omega\tau_c N_0/2$ ,  $e$  и  $m$  – соответственно заряд и масса электрона,  $N_0$  – концентрация неионизированных молекул,  $s = k_0\omega\tau_c/n_0N_c(1+\omega^2\tau_c^2)$  – поперечное сечение лавинной ионизации,  $N_c = \varepsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$  – критическая плотность плазмы, выше которой плазма перестает быть прозрачной,  $\varepsilon_0$  – восприимчивость вакуума,  $\tau_c$  – время столкновения электронов, Зависимость скорости ионизации оптического поля от интенсивности импульса для газов в основном состоянии (орбитальное и магнитное квантовые числа равны нулю) в пределе туннельной ионизации рассчитывается по формуле [1]

$$W = W_0 \left( \frac{2B_T}{|\psi|} \right)^{2n^* - 3/2} \exp \left( -\frac{2B_T}{3|\psi|} \right). \quad (2)$$

Здесь  $W_0 = \omega_{a.u.} |C_{n^*}|^2 U_i \sqrt{6} / 2U_H N_0 \sqrt{\pi}$ ,  $\omega_{a.u.} = eE_H / \sqrt{2m_e U_H} \approx 4.1 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ ,  $U_H$  – потенциал ионизации водорода,  $E_H = e^5 m_e^2 / \hbar^4 (4\pi\varepsilon_0)^3 \approx 514 \text{ ГВ/м}$ ,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $|C_{n^*}|^2 = 2^{2n^*} / n^* \Gamma(2n^*)$ ,  $B_T = E_H (U_i / U_H)^{3/2}$ ,  $n^* = \sqrt{U_H / U_i}$ .

Анализ динамики параметров импульса проводился на основе метода моментов [2]. Пробное решение выбиралось в виде

$$\psi = B \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\tau - T}{\tau_p} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{r}{R} \right)^2 + i \left( \phi + \Omega(\tau - T) - C \frac{(\tau - T)^2}{2\tau_p^2} - \frac{\varepsilon r^2}{2R^2} \right) \right], \quad (3)$$

где  $B$  – амплитуда сигнала,  $\tau_p$  – его длительность,  $C$  – параметр, определяющий частотную модуляцию,  $\phi$  – фаза,  $R$  – параметр, пропорциональный радиусу сигнала,  $\varepsilon$  – описывает кривизну волновых поверхностей,  $T$  – временное запаздывание. Все параметры зависят от координаты  $z$ . Используя метод моментов [2], можно получить систему уравнений для параметров сигнала

$$\frac{dv}{d\xi} = \frac{P_v}{m_v}, \quad \frac{dP_v}{d\xi} = -\frac{\partial U}{\partial v}, \quad \frac{d\rho}{d\xi} = \frac{P_\rho}{m_\rho}, \quad \frac{dP_\rho}{d\xi} = -\frac{\partial U}{\partial \rho} + \tilde{F} \quad (4)$$

Здесь  $P_v, P_\rho$  – величины, играющие роль проекций импульса частицы, движущейся в поле  $U$ , на соответствующие оси. В данной механической интерпретации величины  $m_v, m_\rho$  представляют собой массу частицы при ее движении вдоль осей  $v$  и  $\rho$  соответственно,  $\xi = z/L_d$  – безразмерная координата,  $L_d$  – характерная дисперсионная длина,  $v = \tau_p/\tau_0$ ,  $\rho = R/R_0$ ,  $R_0, \tau_0$  – начальные значение радиуса сигнала и его длительности. Роль внешней силы, действующей вдоль координаты  $\rho$ , играет слагаемое  $\tilde{F}$ , связанное с ионизацией. Из (3) получено квазистационарное решение и исследована его устойчивость относительно малых возмущений.

Работа Халыпина В. А. выполнена при финансовой поддержке гранта *Министерства науки и высшего образования РФ No. 075-02-2023-934*.

### Литература

1. Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1996. V. 50. P. 1307.
2. Santhanam J., Agraval G. // Opt.Commun. A. 2001. V. 222. P. 413.

## STUDY OF THE LIGHT BULLETS STABILITY PROPAGATING IN THE AIR

A.N. Bugay<sup>1</sup>, V.A. Khalyapin<sup>2,\*</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow Region, Russia

<sup>2</sup>Kaliningrad State Technical University, 1 Sovetsky Prospekt, Kaliningrad, 236022, Russia,

Immanuel Kant Baltic Federal University, 14 Alexander Nevsky Street, Kaliningrad, 236016, Russia

\*e-mail: slavasxi@gmail.com

An analytical evaluation of the parameters of light bullets formed in the region of anomalous group dispersion in the air under conditions of tunnel photoionization has been carried out. A new analytical approximation is proposed for calculating the contribution of tunneling ionization. Using the moment method and Lyapunov stability theory, a quasi-stationary solution and conditions for quasi-stable propagation are found.

**Key words:** light bullets, tunnel ionization, resistance

## ДАТЧИКИ ВИБРАЦИИ НА ОСНОВЕ СУЖЕННЫХ ВОЛОКОН

И.З. Латыпов<sup>2</sup>, 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, Татарстан, 420111

<sup>2</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
ФИЦ Казанский научный центр РАН,  
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 датчиков вибраций на основе одномодового волокна. В работе сообщается об экспериментальной реализации метода изготовления датчиков на основе суженных волокон.

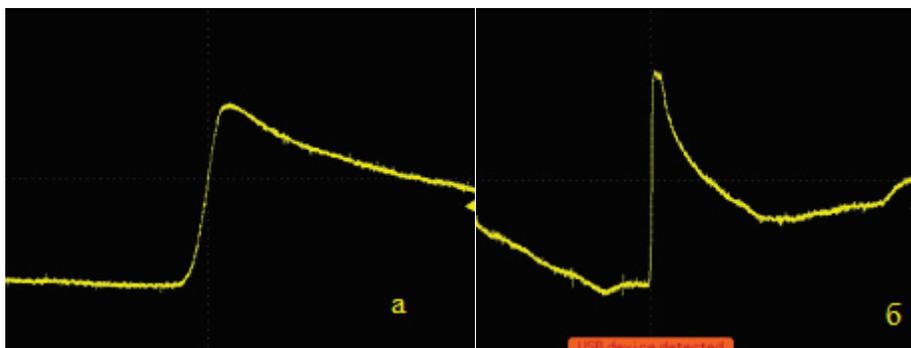
**Ключевые слова:** суженные волокна, волоконные устройства, волоконные датчики, датчики вибрации.

Оптические кварцевые волокна[1,2] 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. В этом отношении целесообразно использовать волоконные датчики и периферийные устройства, так как оптические волокна могут служить одновременно как чувствительный элемент и как средство передачи информации. В частности, большими преимуществами обладает волоконно-оптический микрофон [3], так как он позволяет записывать звуковую информацию без электромагнитных помех и передавать ее непосредственно по волоконной линии связи. При этом наиболее технологически удобны датчики на основе суженного волокна, так как в таких датчиках излучение не выходит из волокна, и поэтому монолитность конструкции системы не нарушается.

Одним из наиболее простых вариантов датчиков вибраций является близкое подведение двух волокон одно из которых частично висит в воздухе, таким образом, чтобы свет проходил из одного волокна в другое. В случае поперечных колебаний вибрация волокна не позволяет проходить свету. Таким образом анализируя интенсивность света на выходе можно в реальном времени контролировать ситуацию. В случае применения суженного волокна вытянутого таким образом, чтобы на кончике образовывалась микролинза, которая позволяет увеличить передачу света из одного волокна в другое. Что в свою очередь значительно увеличит отношение сигнал шум.



Рис. 1. Осциллограмма колебаний интенсивности света проходящего через датчик.



**Рис. 2.** Осциллограммы оптических импульсов получаемых при колебании свободного участка волокна а) одномодовое волокно б) вытянутое одномодовое волокно.

На рис 1. Представлена осциллограмма колебаний интенсивности света проходящего через датчик. Частота колебаний соответствует частоте вибрации. Одним из направлений модернизации такого датчика является использование на выходе массива волокон. Такой вариант позволит фиксировать не только максимальное отклонение (амплитуду вибраций) но и как следствие ускорение. В случае применения суженных, волокон получаемых из одномодового волокна методом нагрева[3], можно значительно расширить исследуемый частотный диапазон. Так например, значительно укорачивается оптический импульс заходящий в волокно(Рис .2). Кроме того, на порядок увеличивается эффективность передачи излучения из вытянутого волокна.

### Литература

1. К.Р. Jędrzejewski, 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.

## VIBRATION SENSORS BASED ON TIPERED FIBERS

I.Z. Latypov<sup>2</sup>, O. P. Shindyayev<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  
st. Levo-Bulachnaya, 36A, Kazan, Rep. Tatarstan, 420111*

<sup>2</sup>*Kazan Institute of Physics and Technology E.K. Zavoisky FRC Kazan Scientific Center of RAS  
Russian Federation, Republic of Tatarstan, 420029, Kazan, st. Siberian tract, 10/7*

\* e-mail: andrei\_vs@rambler.ru

The purpose of this work is to implement recent advances in the design and manufacture of tapered optical fiber for the manufacture of fiber optic devices. Technological processes for manufacturing vibration sensors based on single-mode fiber have been studied. The paper reports on the experimental implementation of a method for manufacturing sensors based on narrowed fibers..

**Key words:** tipered fibers, fiber devices, fiber sensors, vibration sensors.

## УСЛОВИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БИОСУСПЕНЗИЯХ

О.Х. Хасанов<sup>1,\*</sup>, Г.А. Русецкий<sup>1</sup>, О.М. Федотова<sup>1</sup>, К.В. Писцова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению  
220072 Минск, ул. П. Бровки, 19

<sup>2</sup>Белорусский государственный университет,  
220030 Минск, пр. Независимости, 4

\*e-mail: olkhas@mail.ru

Проанализированы условия солитонных режимов распространения лазерных пучков в суспензии с биочастицами на примере суспензий с эритроцитами. Задача сводится к решению системы уравнений: нелинейного уравнения Шредингера, полученного с учетом действия градиентных сил и диффузии, а также уравнения конвекции-диффузии. Лазерное излучение действует на биочастицы вдоль градиента поля и перемещает частицы в область большей интенсивности, вызывая нелинейное изменение эффективного показателя преломления среды. Оптическая нелинейность имеет концентрационный характер и действует подобно керровской нелинейности. В условиях баланса действия диффузии и градиентных сил возможно формирование солитона. Исследуются условия глубокого проникновения лазерного излучения в среду с учетом его диссипации, обусловленной рассеянием.

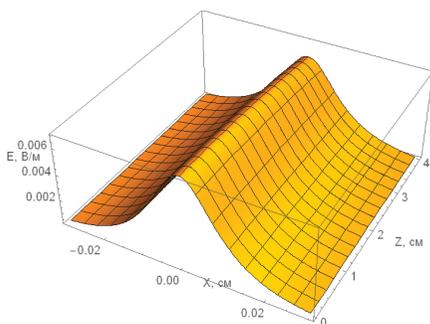
**Ключевые слова:** суспензия, эритроциты, лазерный пучок, градиентные силы, диффузия, нелинейность, солитон.

Проблемы глубокого проникновения лазерного излучения в биоткани, стабильного распространения излучения в суспензиях являются весьма важными, поскольку такие среды являются мутными и лазерное излучение в них испытывает многократное рассеяние. Решение указанных проблем позволит развить технологию визуализации органов и тканей, а также надежные неинвазивные методы медицинской диагностики. В настоящей работе исследуются солитонные режимы распространения лазерного излучения в суспензиях с микрочастицами.

Как известно, лазерное излучение действует на диэлектрические микрочастицы с градиентное силой, направленной вдоль градиента интенсивности поля и перемещающей частицы в область большей интенсивности. В результате частицы выстраиваются вдоль оси пучка, приводя к нелинейному изменению эффективного показателя преломления среды и, как следствие, к формированию эффективного волновода. Как показано в работе [1], при определенной входной мощности происходит самоканалирование лазерного пучка в суспензии цианобактерий. Динамическое равновесие достигается за счет достигнутого баланса сил светового давления и диффузии.

Теоретически проанализированы режимы распространения лазерных пучков в суспензии с эритроцитами на основе решения самосогласованной системы уравнений: модифицированного нелинейного уравнения Шредингера с учетом концентрационной нелинейности среды и возможной диссипации излучения за счет рассеяния и поглощения, а также уравнения конвекции-диффузии. В последнем уравнении учитывалось движение микрочастиц под действием результирующей силы: градиентной силы светового давления, связанной с поляризуемостью, и силой рассеяния вперед. Использовались численные методы решения, а также вариационный подход. В расчетах предполагалось, что поляризуемость частиц с учетом поглощения излучения может быть комплексной величиной. Показано, что оптическая нелинейность биосуспензии, обусловленная движением частиц в поле градиентных сил, действует подобно керровской нелинейности, приводя к самофокусировке излучения в среде. В установившемся режиме, когда влияние диффузии компенсируется действием градиентных сил, возможно солитонное распространение излучения в биосуспензии. Форма солитона определяется поляризуемостью частиц, коэффициентом диффузии, подвижностью и размером

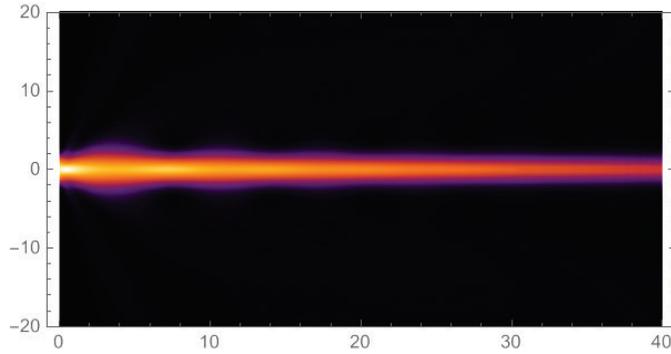
и частиц, их концентрацией в суспензии и эффективным показателем преломления среды. По форме солитон не совпадает с гиперболическим секансом (Рис. 1).



**Рис. 1.** Солитонный режим распространения лазерного пучка в суспензии с эритроцитами.

В работе проанализированы условия глубокого проникновения лазерного излучения с длиной волны 500 нм в суспензию с учетом диссипации пучка, обусловленной его рассеянием и поглощением. Предполагалось, что кювета с сечением 0.6 см имеет длину 4 см, а радиус лазерного пучка равен 0.1 см. Лазерный пучок фокусируется в кювету с жидкостью с показателем преломления  $n = 1,33$ ). Исследуемыми объектами являются эритроциты с показателем преломления  $n = 1.38$  и радиусом  $r = 8$  мкм. Концентрация эритроцитов в жидкости полагалась небольшой, поэтому справедливо использовать приближение эффективной среды. Варьировались входные параметры лазерного пучка: мощность, длина волны излучения, радиус пучка. Входная мощность изменялась в пределах 10 – 350 мВт.

Показано, что в отсутствие диссипации при достижении входной мощности лазерного пучка 200 мВт происходит его самофокусировка. Рассеяние вперед способствует такому поведению пучка в суспензии. При этом возможен режим периодической перефокусировки. Однако, с ростом диссипации влияние рассеяния вперед ослабляется. Из-за поглощения и рассеяния света интенсивность лазерного излучения уменьшается по мере его прохождения в среде и роль дифракционной расходимости усиливается. При определенных входных параметрах, например низкой входной мощности, лазерный пучок за счет многократного рассеяния на частицах и дифракционной расходимости, значительно быстрее ослабляется в среде и не достигает выхода из кюветы. В условиях большей величины рассеяния вперед пучок распространяется на большие расстояния даже при увеличении сечения рассеяния микрочастиц. В результате взаимного уравнивания действующих сил при достаточной входной мощности формирование светоиндуцированного волновода приводит к небольшой фокусировке падающего пучка, а затем обеспечивает на достаточно больших расстояниях его стабильное распространение. Можно сделать вывод, что при одном и том же коэффициенте диссипации ( $\delta = 0.02$ ) большее рассеяние вперед способствует меньшим потерям энергии лазерного излучения в среде и способствует более глубокому проникновению лазерного излучения в биосуспензию. Другими словами, глубокое проникновение лазерного излучения в биосуспензию возможно, если рассеяние вперед компенсирует потери энергии излучения на рассеяние. В этом случае стабильное распространение излучения в суспензии обусловлено балансом процессов дифракции и экспоненциальной нелинейности, а также компенсацией потери энергии излучения в условиях рассеяния его усилением за счет рассеяния излучения в направлении распространения. На рисунке 2 представлено стационарное распределение интенсивности лазерного излучения в кювете в условиях компенсации диссипативных потерь излучения за счет вклада в градиентные силы рассеяния вперед.



**Рис. 2.** Стабильное распространение лазерного пучка в суспензии с эритроцитами в условиях компенсации диссипативных потерь за счет вклада в градиентные силы рассеяния вперед.

Таким образом, проанализированы режимы распространения лазерного пучка в биосуспензии с концентрационной нелинейностью с учетом дифракционной расходимости пучка, рассеяния вперед и диссипативных потерь. Обоснована возможность глубокого проникновения лазерного излучения в биосуспензию, если рассеяние вперед компенсирует потери энергии излучения на рассеяние. В условиях полной компенсации потерь за счет усиления пучка в результате рассеяния излучения вперед возможно его самоканалирование в среде.

#### Литература

1. Bezryadina A. Nonlinear self-action of light through biological suspension/ A. Bezryadina, T. Hansson, T. Gautam, B. Wetzel, et al.// PRL.- 2017.- V. 119.- P. 058101.

## CONDITIONS FOR SPATIAL LOCALIZATION OF LASER BEAMS IN BIOSUSPENSIONS

O. Khasanov<sup>1,\*</sup>, R. Rusetsky<sup>1</sup>, O. Fedotova<sup>1</sup>, K. Pistsova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Scientific-Practical Materials Research Centre, NAS Belarus,  
9 Brouki str. Minsk 220072 Belarus,*

<sup>2</sup>*Belarusian State University,  
4 Nezavisimosty av., Minsk 220030 Belarus*

\*e-mail: olkhas@mail.ru

The conditions of soliton regimes of laser beam propagation in a suspension with bioparticles are analyzed using the example of suspensions with erythrocytes. The problem is reduced to solution of a nonlinear Schrödinger equation accounting for the action of gradient forces and diffusion together with the convection-diffusion equation. Laser radiation forces the particle to move along the field gradient into the region of greater intensity, causing a nonlinear change in the effective refractive index of the medium. The optical nonlinearity has a concentration character and acts like a Kerr nonlinearity. The balance between impact of diffusion and gradient forces provides the soliton formation. The conditions for deep penetration of laser radiation into a medium are studied, taking into account its dissipation.

**Key words:** suspension, erythrocytes, laser beam, gradient forces, diffusion, nonlinearity, soliton.

## СПИСОК УЧАСТНИКОВ ФЭКС/IWQO-2023

**Абрамов Валерий Сергеевич**

Донецкий физ.-техн. институт им. А.А. Галкина  
Донецк  
vsabramov2018@gmail.com

**Алоджанц Александр Павлович**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
alexander\_ap@list.ru

**Анашкина Елена Александровна**

Институт прикладной физики РАН  
Нижний Новгород  
elena.anashkina@gmail.com

**Андрианов Алексей Вячеславович**

Институт прикладной физики РАН  
Нижний Новгород  
alex.v.andrianov@gmail.com

**Аржаненкова Алина Николаевна**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
11arzh11@gmail.com

**Аржанов Артём Игоревич**

Московский педагогический гос. университет  
Москва  
arzhan19955@gmail.com

**Арсланов Наркис Мусавирович**

КНИТУ им. А.Н. Туполева-КАИ  
Казань  
narkis@yandex.ru

**Баева Александра Вячеславовна**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
alexandrabaeva@mail.ru

**Байтова Валерия Александровна**

Высшая школа экономики  
Москва  
vabaitova@edu.hse.ru

**Башаров Асхат Масхудович**

НИЦ "Курчатовский институт"  
Москва  
basharov@gmail.com

**Биленко Игорь Антонович**

Российский квантовый центр  
Москва  
igorbilenko@gmail.com

**Болдырев Кирилл Николаевич**

Институт спектроскопии РАН  
Москва  
kamch@isan.troitsk.ru

**Бугай Александр Николаевич**

Объединенный институт ядерных исследований  
Дубна  
bugay\_aleksandr@mail.ru

**Власенко Светлана Владимировна**

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси  
Минск (Беларусь)  
svetlana.vlasenko@yahoo.com

**Волошин Гавриил Валентинович**

Санкт-Петербургский политехнический университет  
Санкт-Петербург  
gavriilvsh@gmail.com

**Гусельников Михаил Сергеевич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
msguselnikov@itmo.ru

**Двужилов Илья Сергеевич**

Волгоградский государственный университет  
Волгоград  
Dvuzhilov.Ilya@gmail.com

**Двужилова Юлия Владимировна**

Волгоградский государственный университет  
Волгоград  
nevzorkina@yandex.ru

**Долгих Григорий Иванович**

Тихоокеанский океанологический ин-т ДВО РАН  
Владивосток  
dolgikh@poi.dvo.ru

**Дрязгов Михаил Александрович**

МГУ им. М. В. Ломоносова  
Москва  
mdryazgov@hse.ru

**Егоров Владимир Ильич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
egorovvl@gmail.com

**Еремчев Иван Юрьевич**

Институт спектроскопии РАН, МПГУ  
Москва  
eremchev@isan.troitsk.ru

**Еремчев Максим Юрьевич**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
maks.eremchev@gmail.com

**Жарков Дмитрий Константинович**

ФИЦ Казанский научный центр РАН  
Казань  
dzharkov@list.ru

**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**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
qamil@inbox.ru

**Киселев Алексей Дониславович**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
alexei.d.kiselev@gmail.com

**Климов Василий Васильевич**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
klimov256@gmail.com

**Князева Мария Андреевна**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
lumosisgreat@outlook.com

**Ковалева Полина Михайловна**

МГУ им. М.В. Ломоносова  
Москва  
kovaleva.pm19@physics.msu.ru

**Козлов Сергей Аркадьевич**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
kozlov@mail.ifmo.ru

**Конобеева Наталия Николаевна**

Волгоградский государственный университет  
Волгоград  
yana\_nn@inbox.ru

**Котова Светлана Павловна**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Самара  
kotova@fian.smr.ru

**Кочаровская Екатерина Рудольфовна**

Институт прикладной физики РАН  
Нижний Новгород  
katya@appl.sci-nnov.ru

**Кочаровский Владимир Владиленович**

Институт прикладной физики РАН  
Нижний Новгород  
kochar@ipfran.ru

**Кулик Сергей Павлович**

МГУ им. М.В. Ломоносова  
Москва  
sergei.kulik@physics.msu.ru

**Курапцев Алексей Сергеевич**

Санкт-Петербургский политехн. университет  
Санкт-Петербург  
aleksey-kurapcev@yandex.ru

**Латыпов Ильнур Зиннурович**

ФИЦ Казанский научный центр РАН  
Казань  
bibidey@mail.ru

**Леонтьев Андрей Владимирович**

Казанский физ.-техн. институт ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
mailscREW@gmail.com

**Лобанов Валерий Евгеньевич**

Российский квантовый центр  
Москва  
vallobanov@gmail.com

**Лозинг Наталья Анатольевна**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
natka1807@gmail.com

**Львов Кирилл Вячеславович**

МГУ им. М.В. Ломоносова  
Москва  
galactica5@mail.ru

**Магарян Константин Арутюнович**

Московский педагогический гос. университет  
Москва  
xmagaros@gmail.com

**Макаров Денис Владимирович**

Тихоокеанский океанологический ин-т ДВО РАН  
Владивосток  
makarov@poi.dvo.ru

**Маликов Рамиль Фарукович**

Башкирский гос. педагогический университет  
Уфа  
rfmalikov@mail.ru

**Марисова Мария Павловна**

Институт прикладной физики РАН  
Нижний Новгород  
marisova.mariya@rambler.ru

**Мартынович Евгений Фёдорович**

Иркутский ф-л Института лазерной физики СО РАН  
Иркутск  
femto@bk.ru

**Миннегалиев Мансур Марселевич**

КНИТУ им. А.Н. Туполева-КАИ  
Казань  
mansur@kazanqc.org

**Миньков Кирилл Николаевич**

ООО "МЦКТ"  
Москва  
k.n.minkov@yandex.ru

**Митюшкин Евгений Олегович**

ФИЦ Казанский научный центр РАН  
Казань  
m1tyushck1n@yandex.ru

**Михалычев Александр Борисович**

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси  
Минск (Беларусь)  
mikhalychev@gmail.com

**Моисеев Сергей Андреевич**

КНИТУ им. А.Н. Туполева-КАИ, КФТИ  
Казань  
samoi@yandex.ru

**Наумов Андрей Витальевич**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
a\_v\_naumov@mail.ru

**Нелюбов Артур Юрьевич**

Сколковский институт науки и технологий  
Москва  
arthur.nelubov@gmail.com

**Никифоров Виктор Геннадьевич**

Казанский физ.-техн. институт ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
vgnik@mail.ru

**Нуртдинова Лариса Альвертовна**

Казанский физ.-техн. институт ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
nurlari@yandex.ru

**Павленко Маргарита Игоревна**

Высшая школа экономики  
Москва  
ritapavlenko00@gmail.com

**Пахомов Антон Владимирович**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
pahomov\_91@mail.ru

**Подшивайлов Эдуард Андреевич**

Институт химической кинетики и горения СО РАН  
Новосибирск  
edvardviq2@gmail.com

**Попов Иван Иванович**

Поволжский гос. технологический университет  
Йошкар-Ола  
biht.orol@gmail.com

**Пранц Сергей Владимирович**

Тихоокеанский океанологический ин-т ДВО РАН  
Владивосток  
prants@mail.ru

**Прокопова Дарья Владимировна**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Самара  
prokopovadv@gmail.com

**Прудковский Павел Андреевич**

МГУ им. М.В. Ломоносова  
Москва  
vysogota@gmail.com

**Ржанов Алексей Георгиевич**

МГУ им. М.В. Ломоносова  
Москва  
rjanov@mail.ru

**Рыжов Игорь Викторович**

Российский гос. педагогический университет  
Санкт-Петербург  
igoryzhov@yandex.ru

**Рябцев Игорь Ильич**

Институт физики полупроводников СО РАН  
Новосибирск  
ryabtsev@isp.nsc.ru

**Савельев Максим Валерьевич**

Самарский НИУ им. академика С.П. Королева  
Самара  
belchonokenot@mail.ru

**Сазонов Сергей Владимирович**

НИЦ "Курчатовский институт"  
Москва  
sazonov.sergey@gmail.com

**Семериков Илья Александрович**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
semerikovia@lebedev.ru

**Синайский Илья Евгеньевич**

University of KwaZulu-Natal  
Durban (South Africa)  
ilsinay@gmail.com

**Сингх Ранджит**

Независимый исследователь  
Москва  
ranjit.singh@mail.ru

**Смирнова Екатерина Александровна**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
ksmirno@yandex.ru

**Соколов Игорь Михайлович**

Санкт-Петербургский политехн. университет  
Санкт-Петербург  
sokolov\_im@spbstu.ru

**Сокол Дарья Михайловна**

Российский квантовый центр  
Москва  
sokol.dm@phystech.edu

**Старухин Александр Степанович**

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси  
Минск  
starukhin@mail.ru

**Степанов Максим Евгеньевич**

Московский пед. государственный университет  
Москва  
stepanov\_me@mail.ru

**Стремоухов Сергей Юрьевич**

МГУ им. М.В. Ломоносова  
Москва  
sustrem@gmail.com

**Тарасевич Александр Олегович**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва  
ao.tarasevich@gmail.com

**Тимофеев Иван Владимирович**

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН  
Красноярск  
Ivan-V-Timofeev@ya.ru

**Турайханов Динислам Амарович**

Казанский физ.-техн. институт ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
7intur@gmail.com

**Устинов Николай Витальевич**

Объединенный институт ядерных исследований  
Калининград  
n\_ustinov@mail.ru

**Халяпин Вячеслав Анатольевич**

Калининградский гос. технический университет  
Калининград  
slavasxi@gmail.com

**Хасанов Олег Хайруллоевич**

НПЦ НАН Беларуси по материаловедению  
Минск  
olkhas@mail.ru

**Царёв Дмитрий Владимирович**

Университет ИТМО  
Санкт-Петербург  
dmitriy\_93@mail.ru

**Чекалин Сергей Васильевич**

Институт спектроскопии РАН  
Москва, Троицк  
schekalin@yandex.ru

**Чермошенцев Дмитрий Александрович**

Российский квантовый центр  
Москва  
dac@rqc.ru

**Чижов Алексей Владимирович**

Объединенный институт ядерных исследований  
Дубна  
chizhov@theor.jinr.ru

**Шмелев Артемий Геннадьевич**

Казанский физ.-техн. институт ФИЦ КазНЦ РАН  
Казань  
sgartjom@gmail.com

**Югова Ирина Анатольевна**

Санкт-Петербургский гос. университет  
Санкт-Петербург  
irina\_yugova\_05@mail.ru

**Юкалов Вячеслав Иванович**

Объединенный институт ядерных исследований  
Дубна  
yukalov@theor.jinr.ru

## 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.



## Наши поставщики

 a part of HÜBNER Photonics	DPSS, диодные лазеры		CMOS, CCD камеры
	Оптические элементы и системы		УФ фотодиоды УФ сенсоры
	Оборудование для лабораторий		Диодные лазеры Светодиодные модули
	Инфракрасные детекторы на основе термоэлементов		Сцинтилляционные детекторы и волокна
	Детекторы рентгена Фотодиодные линейки Сканирующие модули		SPAD детекторы ИК детекторы Лавинные фотодиоды Лазерные диоды Оптика, Оптоволокна
	Пикосекундные лазеры, светодиоды, драйверы		FLIM системы TCSPC модули Детекторы счета фотонов
	Научные камеры от УФ до ИК области		Nd:YAG лазеры
	Si, InGaAs, GaAs фотодиоды		Гиперспектральные камеры
	sCMOS, CCD, EMCCD камеры		Компактные высокоскоростные камеры
	ФЭУ Модули ФЭУ		Источники света для биофотоники
	SPAD детекторы счета фотонов		MCT, InSb детекторы
	ИК детекторы на пироэлектриках		Рентгеновские панели на КМОП матрицах
	Дифракционная оптика		Лазерные источники с резонатором Фабри - Перо
	Перестраиваемые лазеры		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

Генеральный спонсор ФЭКС/ИWQO-2023 – ООО «Авеста – Проект»

Фемтосекундные твердотельные лазеры



**TiF**

Тi:S лазер  
 •  $\lambda$ : 690-1040 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : 6-150 фс  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 4 Вт  
 • PRR: 40...125 МГц

**TeMa**

иттербиевый лазер  
 •  $\lambda$ : 1030...1054/525 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : 15-150 фс  
 •  $P_{\text{av}}$ : >13 Вт/7 Вт  
 • PRR: 80 МГц

**CrF**

Cr:F лазер  
 •  $\lambda$ : 1230-1270 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : <70 фс  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 1 Вт  
 • PRR: 75...125 МГц

**Katyusha**

многоканальная система  
 •  $\lambda$ : 525 / 740-860 / 1050 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : <150/<50/<200 фс  
 •  $P_{\text{av}}$ : 300/500/1200 мВт  
 • PRR: 80 МГц

**TOPOL**

ПГС (ОРО)  
 •  $\lambda$ : 325-4200 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : <150 фс  
 •  $P_{\text{av}}$ : >2 Вт  
 • PRR: 80 МГц

Фемтосекундные волоконные лазеры



**YFOA**

иттербиевый лазер  
 •  $\lambda$ : 1030...1064 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : <100 фс  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 50 Вт  
 • PRR: 40-80 МГц

**ANTAUS**

микроджоульный  
 •  $\lambda$ : 1030...1053 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : <250 фс  
 •  $E_{\text{pulse}}$ : до 60 мкДж  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 50 Вт

**PeLr, EFO**

эрбиевые лазеры  
 •  $\lambda$ : 1560 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : 50...300 фс; 5 пс  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 5 Вт  
 • PRR: 30...100 МГц

**EFOA-SH/PeLr-PM-SH**

эрбиевый лазер  
 •  $\lambda$ : 1560/780 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : <50 фс  
 •  $P_{\text{av}}$ : >2 Вт  
 • PRR: 30...100 МГц

**EFO-COMB**

комб-генератор  
 •  $\lambda$ : 520-2200 нм  
 •  $F_{\text{rep}}/F_{\text{seed}}$ : 100 МГц  
 • Стаб.:  $1 \cdot 10^{-16}$  на 1 с

Усилители



**AVET и REUS**

титан-сапфировые усилители  
 •  $\lambda$ : 740...950 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : <35 фс (опция <8 фс)  
 •  $P_{\text{peak}}$ : до 20 ТВт  
 •  $E_{\text{pulse}}$ : >550 мДж@10 Гц

**TETA** иттербиевый усилитель

•  $\lambda$ : 1030/515/343/257 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : <270 фс (опция <30 фс)  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 30 Вт @ 2 МГц  
 •  $E_{\text{pulse}}$ : до 2 мДж

**FREGAT** хром-форстеритовый усилитель

•  $\lambda$ : 1240 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : <100 фс  
 •  $E_{\text{pulse}}$ : до 100 мДж  
 • PRR: 10 Гц...1 кГц

**PARUS**

параметрический усилитель  
 •  $\lambda$ : 320-9000 нм  
 •  $\tau_{\text{pulse}}$ : от <100 фс до 4 пс  
 • Eff. S-I: >10% от накачки

Непрерывные твердотельные лазеры



**TiC** Ti:S лазер

•  $\lambda$ : 690-1040 нм  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 6 Вт  
 • USB

**TEMA-CW** иттербиевый лазер

•  $\lambda$ : 1010-1070 нм  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 15 Вт  
 • USB

**LF-100** Cr:F лазер

•  $\lambda$ : 1210-1290 нм  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 1 Вт  
 • USB

**DLS** одночастотный диодный лазерный источник

•  $\lambda$ : 400...1670 нм  
 •  $P_{\text{av}}$ : до 10 Вт



**АВЕСТА**  
 ЛАЗЕРЫ И ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

ООО «Авеста-Проект», ул. Физическая, 11  
 Троицк, 108840, Москва, Россия  
 Тел.: +7 (495) 241-00-92

fs@avesta.ru  
 www.avesta.ru

Диагностическое оборудование



**AA-DD и IRA**

- сканирующие автокорреляторы
- $\lambda$  range: 420 нм - 11 мкм
  - Тривсе: 10 фс - 250 пс
  - Чувствительность: от 100 мВт<sup>2</sup>
  - USB и ПО для Windows

**ASF**

- одноимпульсные автокорреляторы
- Диапазон длин волн: 400-2200 нм
  - Диапазон длительности: 5 фс - 20 пс
  - USB, ПО для Windows и LabView

**SPIDER**

- измеритель спектральной фазы
- Input  $\lambda$ : 550-2200 нм
  - Input Trivse range: 5-320 фс
  - USB и ПО для Windows



**COMET** измеритель контраста

- Диапазон длин волн: 700-1500 нм
- Динамический диапазон:  $10^{10}$
- Временной диапазон: до 10 нс
- USB и ПО для Windows

**OD** фотоприемники

- Диапазон длин волн: 200-2600 нм
- Полоса до 2500 МГц
- Время нарастания от 0.5 нс
- Со смещением, с усилителем, лавинные, волоконные

Спектрометры и сенсоры

- $\lambda$ : 190-3450 нм
- Разрешение: от 0.01 нм
- Волоконный/free-space
- USB и ПО для Windows

Компоненты



**OG** ЭО и АО селекторы импульсов

- Длины волн: 210...2700 нм
- Выходная частота: до 40 МГц
- Пропускание >90%
- Контраст >2000:1
- Блок генерации задержек
- USB, ПО для Windows и LabView

**ALock. Блок ФАПЧ**

- Входной сигнал до 2.8 ГГц
- Полоса ПИД до 2 МГц
- PZT до 50 Вт
- Синхронизация лазеров
- Стабилизация CEP
- ASOPS, THz-ASOPS

**AG** генераторы гармоник

- Выход: 195 нм - 5 мкм
- ЧГ на 800 нм = ТГ+основная
- Преобразование: до >50%

**APC** призмный компенсатор

- GVD на 800 нм:
- от +16500 фс<sup>2</sup> до -13800 фс<sup>2</sup>

**Compulse** компрессор

- 6 фс, 500 мкДж на 800 нм
- 30 фс, 200 мкДж на 1030 нм



**OA** оптические аттенюаторы

- Динамический диапазон:  $10^2$
- $\lambda$ : 250...2000 нм
- Модели с низкой дисперсией
- Порог пробоя: до 10 Дж/см<sup>2</sup>

**AF** ротаторы и изоляторы

- $\lambda$ : 400...1250 нм
- Изоляция: >38 dB; >60 dB
- Широкопол. и перестраив.
- Апертура: до 20 мм
- Порог пробоя: до 5 Дж/см<sup>2</sup>

**GECON** генератор суперконтинуума

- Вх.  $\lambda$ : 800; 1030-1064 нм
- Вых.  $\lambda$ : 200-1200 нм
- Преобразование: >50%

**Tera-Ax** ТГц генератор

- Центр. частота: 1 ТГц
- Длительность ТГц: <1 пс
- Энергия ТГц: >1 мДж
- ЭО детектор (опция)
- Версия с криостатом

• чопперы • шаттеры • USB контроллеры • оптомеханика • столики • оправы •



ООО «Авеста-Проект», ул. Физическая, 11  
Троицк, 108840, Москва, Россия  
Тел: +7 (495) 241-00-92

fs@avesta.ru  
www.avesta.ru

rev 2/2023

# "НАУКА"

ЦЕНТР ТЕХНИЧЕСКОГО СОПРОВОЖДЕНИЯ

Адрес: 129626, Россия, Москва,  
ул. Маломосковская, 22, стр. 1, «Технопарк»  
Телефон: +7 (499) 322 06 62  
Моб.: +7 926 422 93 04  
E-mail: info@nauka-shop.ru

## КРИОГЕННЫЕ РЕФРИЖЕРАТОРЫ SHI CRYOGENICS СЕРИИ RDK

Компания «ЦТС Наука» предлагает приобрести криогенные рефрижераторы производства компании SHI Cryogenics:

- + рефрижераторы Гиффорда-МакМагона,
- + рефрижераторы с импульсной трубкой
- + рефрижераторы Гиффорда-МакМагона/Джоуля-Томпсона, с диапазонами температур от 4 К до 77+ К.
- + Криогенные рефрижераторы SHI Cryogenics изготавливаются на производственных объектах мирового класса с использованием современных производственных и технологических возможностей в соответствии с концепцией «шести сигм». В результате получается продукция, отличающаяся высокой надежностью, удобством использования, поддерживаемая международными торговыми и обслуживающими сетями.
- + Криогенные рефрижераторы Гиффорда-МакМагона на 4К от SHI Cryogenics Group — надежные и универсальные системы. Они гораздо выгоднее экономически, чем системы с незамкнутым циклом на основе жидкого гелия. Криогенные рефрижераторы RDK характеризуются высокой холодопроизводительностью, компактной конструкцией и универсальностью, признаны стандартными для МРТ. Рефрижераторы SHI применяют для охлаждения широкого спектра устройств в экспериментах и аналитических исследованиях.



**SHI**  
Cryogenics Group

ЛАБОРАТОРНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ | РАСХОДНЫЕ МАТЕРИАЛЫ | СЕРВИС

## ФЭКС/ІWQO-2023



Общая фотография участников ФЭКС/ІWQO-2023.  
Отель «Универсал», 18 сентября 2023 года.

ФЭКС/ТWQO-2023

Научное издание

I Самарцевские Чтения  
(ФЭКС/ТWQO-2023)

Сборник тезисов  
Электронное издание

г. Светлогорск  
18-22 сентября 2023 г.

Под научной редакцией  
д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН А.А. Калачева  
(ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук»)  
и д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН А.В. Наумова  
(Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук)

Издательство «Трoвант»  
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](mailto:tan@trovant.ru)

ISBN 978-5-89513-533-4