

**Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых**  
**Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского**  
**ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук»**  
**Институт спектроскопии Российской академии наук**  
**Московский педагогический государственный университет**

*при поддержке*

Министерства науки и высшего образования РФ  
Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-20080)



# **ХІІІ МЕЖДУНАРОДНЫЕ ЧТЕНИЯ ПО КВАНТОВОЙ ОПТИКЕ (IWQO – 2019)**

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ  
ЭЛЕКТРОННОЕ ИЗДАНИЕ**

г. Владимир  
9 – 14 сентября 2019 г.

УДК 535.3  
ББК 22.343

**XIII международные чтения по квантовой оптике (IWQO – 2019):** Сборник тезисов. г. Владимир, 9– 14 сентября 2019 г. [Электронное издание]. – Москва: Тровант, 2019. – 429 с.: ил.

ISBN 978-5-89513-451-1

В сборнике представлены материалы XIII международных чтений по квантовой оптике (IWQO – 2019). Чтения были организованы Владимирским государственным университетом им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Казанским физико-техническим институтом им. Е.К. Завойского ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук» и Институтом спектроскопии Российской академии наук при организационной поддержке Московского педагогического государственного университета (MSPU EPS Young Minds section), и проходили в период с 9 по 14 сентября 2019 в г. Владимир.

IWQO-2019 продолжают серию конференций по актуальным проблемам квантовой оптики и информатики, которые проводятся в РФ при участии представителей зарубежных научно-исследовательских коллективов. Тематические секции конференции охватывают ключевые направления научных и научно-практических исследований в области квантовой оптики и смежных дисциплин. Наряду с фундаментальными задачами квантовой, когерентной и нелинейной оптики, оптической спектроскопии, теории взаимодействия излучения с веществом, на конференции обсуждаются прикладные инновационные и технологические разработки в области квантовой информатики, атомной оптики, нанооптики, плазмоники и фотоники.

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

Постоянный web-адрес международных чтений по квантовой оптике:  
<http://iwqo.su/>.

## ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

**Сопредседатель:** Самарцев В.В. – д.ф.-м.н., проф., зав. лаб. КФТИ КазНЦ РАН

**Сопредседатель:** Аракелян С.М. – д.ф.-м.н., проф., зав. каф. ФиПМ ВлГУ

**Заместитель председателя:** Калачев А.А. – д.ф.-м.н., проф. РАН, рук. КФТИ КазНЦ РАН

**Заместитель председателя:** Наумов А.В. – д.ф.-м.н., проф. РАН, зав. отд. ИСАН, зав. каф. МПГУ

**Ученый секретарь:** Каримуллин К.Р. – к.ф.-м.н., с.н.с. ИСАН, зав. лаб. МПГУ

Балыкин В.И.	ИСАН, Москва, Троицк
Виноградов Е.А.	ИСАН, Москва, Троицк
Витухновский А.Г.	ФИАН, МФТИ, Москва
Гольцман Г.Н.	МПГУ, Москва
Задков В.Н.	ИСАН, ВШЭ, Москва
Килин С.Я.	ИФ НАНБ, Минск (Беларусь)
Климов В.В.	ФИАН, Москва
Козлов С.А.	СПбНИУ ИТМО, Санкт-Петербург
Kocharovskaya O.	University of Texas (USA)
Kröll S.	University of Lund (Sweden)
Кулик С.П.	МГУ, Москва
Lvovsky A.	University of Oxford (UK)
Макаров В.А.	МГУ Москва
Масалов А.В.	ФИАН, Москва
Моисеев С.А.	ККЦ КНИТУ-КАИ, Казань
Осадько И.С.	ИСАН, Москва, Троицк
Попова М.Н.	ИСАН, Москва, Троицк
Rebane A.	Montana University (USA)
Рубцова Н.Н.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Федоров М.В.	ИОФАН, Москва
Феофилов С.П.	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Chekhova M.V.	MPI Science of Light (Germany)
Чиркин А.С.	МГУ, Москва
Юкалов В.И.	ОИЯИ, Дубна

## ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

**Сопредседатель:** Саралидзе А.М. – к.э.н., доц., ректор ВлГУ

**Сопредседатель:** Федин А.В. – д.т.н., проф., проректор ВлГУ

**Сопредседатель:** Аракелян С.М. – д.ф.-м.н., проф., зав. каф. ФиПМ ВлГУ

**Заместитель председателя:** Прохоров А.В. – к.ф.-м.н., доц. каф. ФиПМ ВлГУ

**Заместитель председателя:** Наумов А.В. – д.ф.-м.н., проф. РАН, зав. отд. ИСАН, зав. каф. МПГУ

**Секретарь:** Губин М.Ю. – к.ф.-м.н., дир. РЛЦ ВлГУ

Аржанов А.И. (МПГУ, ИСАН)	Маймистов А.И. (МИФИ)	Сазонов С.В. (НИЦ КИ)
Гладуш М.Г. (ИСАН, МПГУ)	Митрофанова Т.Г. (КФТИ КНЦ РАН)	Салахов М.Х. (АНРТ)
Горохов А.В. (СамНИУ)	Никифоров В.Г. (КФТИ КНЦ РАН)	Салихов К.М. (КФТИ КНЦ РАН)
Котова С.П. (СФ ФИАН)	Попов И.И. (ПГТУ)	Харинцев С.С. (КФУ)
Магарян К.А. (МПГУ, ИСАН)	Савостьянов А.О. (ИСАН, ФИАН)	Чекалин С.В. (ИСАН)

## ЛОКАЛЬНЫЙ ОРГКОМИТЕТ

Аракелян С.М., Прохоров А.В., Губин М.Ю., Шестериков А.В., Карпов С.Н., Пости С.М., Горохов А.М.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ПЛЕНАРНЫЕ ЛЕКЦИИ</b>	15
MODELING OF MACROSCOPIC QUANTUM STATES IN FUNCTIONAL PROPERTIES OF THE LASER-INDUCED 4D-TOPOLOGICAL NANOCCLUSERS IN THIN FILMS ON A SOLID SURFACE S.M. Arakelian, T.A. Khudaiberganov, A.V. Istratov, I.Yu. Chestnov, D.N. Buharov.....	15
CLASSICAL AND QUANTUM LIGHT SOURCES ON NANOMETER SPATIAL AND FEMTOSECOND TEMPORAL SCALES V. Balykin, P. Melentiev.....	19
СВЕРХБЫСТРОЕ ОПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ СПИНАМИ В МАГНИТОФОТОННЫХ СТРУКТУРАХ В.И. Белогелов.....	21
QUANTUM-PHOTONIC INTEGRATED CIRCUITS G. Goltsman.....	22
RESONANT LIGHT SCATTERING BY DIELECTRIC NANOSTRUCTURES AND METASURFACES А.В. Evlyukhin.....	24
ПЕРСПЕКТИВНЫЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ АНСАМЛЯ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В АЛМАЗЕ А.А. Калачев.....	25
ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СВЕТОВОЙ ПУЛИ И ЕЕ СПЕКТРА В ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ А.Е. Дормидонов, Е.Д. Залозная, В.О. Компанец, С.В. Чекалин, В.П. Кандидов.....	27
НАРУШЕНИЕ ПРИНЦИПА СООТВЕТСТВИЯ "ОБЪЁМ - ПОВЕРХНОСТЬ" В ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ ФОТОНИКЕ В.В. Климов.....	30
2S-4P SPECTROSCOPY IN HYDROGEN ATOM: THE NEW VALUE FOR THE RYDBERG CONSTANT AND THE PROTON CHARGE RADIUS N. Kolachevsky.....	32
КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ С.П. Кулик.....	33
ГОМОДИННЫЙ ФОТОПРИЕМ: ОТ КВАНТОВОЙ ТОМОГРАФИИ ДО ПРИМЕНЕНИЙ А.В. Масалов.....	34
PHOTON ECHO QUANTUM MEMORY IN OPTICAL AND MICROWAVE CAVITIES, THEORY AND RECENT EXPERIMENTS S.A. Moiseev, K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, E.S. Moiseev, N.S. Perminov, M. Sabooni, A. Tashchilina, R.V. Urmancheev, A.M. Zheltikov.....	36
О ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПОДХОДАХ К ОПИСАНИЮ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В СВЕТОВОДАХ С.В. Сазонов.....	38
КВАДРАТУРНОЕ ПЕРЕПУТЫВАНИЕ МНОГОФОТОННЫХ ДВУХМОДОВЫХ СОСТОЯНИЙ М.В. Федоров.....	40
ФАНТОМНЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ С КВАНТОВЫМ И КЛАССИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ А.С. Чиркин.....	41

<b>ПРИГЛАШЕННЫЕ ДОКЛАДЫ</b>	43
КВАНТОВАЯ МЕТРОЛОГИЯ: КАК И ЧТО ИЗМЕРЯТЬ ЗА ПРЕДЕЛОМ ГЕЙЗЕНБЕРГА А.П. Алоджанц, Д.В. Царёв, Нго Тхе Винь .....	43
ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЛЕЖАЩЕГО ИЗОМЕРНОГО УРОВНЯ ЯДРА $^{229}\text{Th}$ ИНТЕНСИВНЫМИ ДВУХЧАСТОТНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ А.В. Андреев, А.Б. Савельев, С.Ю. Стремоухов, О.А. Шутова .....	47
ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ АНТИПЕРЕСЕЧЕНИЙ СВЕРХТОНКИХ УРОВНЕЙ В ОПТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ К.Н. Болдырев, М.Н. Попова, Б.З. Малкин, Н.М. Абишев.....	49
ВОЗМОЖНОСТИ DLW-STED НАНОЛИТОГРАФИИ ДЛЯ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ А.Г. Витухновский, Д.А. Чубич, Д.А. Колымагин, Р.Д. Звагельский .....	51
БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ НАНОФОТОННЫХ СТРУКТУР В.С. Волков .....	53
TELECOM WAVELENGTH SUPERRADIANCE AND LASING OF $\text{Er}^{3+}$ IONS IN $\text{YPO}_4$ SINGLE CRYSTAL K.I. Gerasimov, S.A. Moiseev, M.M. Minnegaliev, R.V. Urmancheev, M. Bettinelli, M.C. Chou .....	55
ДИНАМИКА СПОНТАННЫХ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ Ge-V ЦЕНТРОВ В МИКРОКРИСТАЛЛЕ АЛМАЗА М.Г. Гладуш, И.Ю. Еремчев, Н.А. Лозинг, Е.А. Екимов, А.В. Наумов .....	58
КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ И УПРАВЛЕНИЕ КВАНТОВОЙ ДИНАМИКОЙ А.В. Горохов .....	60
НАНОРАЗМЕРНЫЕ ПЛАЗМОННЫЕ ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ И.В. Дзедолик.....	62
ПЛАЗМОНЫ В МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦАХ В.П. Драчев .....	66
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ С СУБВОЛНОВЫМ ШАГОМ СПИРАЛЬНОЙ НАНОСТРУКТУРЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ВИХРЕВЫХ ПОЛЕЙ С.П. Котова, Е.П. Пожидаев, С.А. Самагин, В.В. Кесаев, А.М. Майорова.....	68
АТМОСФЕРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЛИНИИ СВЯЗИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ «ПОСЛЕДНЕЙ МИЛИ» В КВАНТОВЫХ КОММУНИКАЦИЯХ И.З. Латыпов, Д.О. Акатьев, В.В. Чистяков, М.А. Фадеев, А.К. Халтуринский, С.М. Кынев, В.И. Егоров, А.В. Глейм .....	72
МЕТРОЛОГИЯ МАЛОФОТОННЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА С.А. Магницкий.....	75
ПОЛНЫЙ УГЛОВОЙ МОМЕНТ НЕЛИНЕЙНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ОБЫЧНОГО ДИЭЛЕКТРИКА И ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко .....	79
ПРИНЦИП СУПЕРПОЗИЦИИ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ВЕРОЯТНОСТНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ ИЛИ «БОГ НЕ ИГРАЕТ В КОСТИ, БОГ ИГРАЕТ В МОНЕТКИ» О.В. Манько, В.Н. Чернега .....	81
СВЕРХБЫСТРАЯ СЕНСОРИКА ТРОПОНИНА-Т МЕТОДОМ ПОДСЧЕТА ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ П.Н. Мелентьев, Л.В. Сон, Д.С. Кудрявцев, И.В. Кашеверов, В.И. Цейтлин, В.И. Балыкин .....	84

ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В НАНОКОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/CdS/ZnS А.В. Наумов, А.И. Аржанов, А.Е. Еськова, К.Р. Каримуллин .....	86
СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АЛМАЗЕ С NV ЦЕНТРАМИ: КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ А.П. Низовцев, С.Я. Килин, А.Л. Пушкарчук .....	87
СПЕКТРОСКОПИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ Н.Н. Новикова, В.А. Яковлев .....	91
ИССЛЕДОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ ФОТОННОГО ЭХА МЕХАНИЗМОВ ОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЭКСИТОНОВ, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТАХ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЫ ОДНОСЛОЙНОЙ И ТРЕХСЛОЙНОЙ ТОНКИХ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК И.И. Попов, И.А. Архиреев, Н.С. Вашурин, Е.А. Виноградов, Д.Е. Воронин, А.А. Гладышева, В.О. Компанец, С.И. Ксенофонтов, Д.А. Никитин, С.В. Чекалин .....	93
ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ ТВЕРДОГО ТЕЛА И ФОРМИРОВАНИЕ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР Д.А. Кочуев, Р.В. Чкалов, В.Г. Прокошев, К.С. Хорьков .....	96
АКТИВНЫЕ СРЕДЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО, ВИДИМОГО И ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ШЕЕЛИТА И КОЛЬКВИРИТА В.В. Семашко, А.К. Наумов, А.С. Низамутдинов, С.Л. Кораблева, М.А. Марисов, А.А. Шавельев .....	98
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ А.С. Старухин, А.В. Горский, Я.З. Добковский .....	100
ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ СРЕДАХ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ИНТЕНСИВНЫМИ ДВУХЧАСТОТНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ С.Ю. Стремоухов, Р.А. Ганеев, А.В. Андреев .....	104
КВАНТОВЫЕ И ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР, НЕЛИНЕЙНЫХ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА И НАНОСИСТЕМ Я.А. Фофанов .....	106
ОПТИЧЕСКОЕ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОЙ РАЗУПОРЯДОЧЕННОЙ ПЛАЗМОНИКИ С.С. Харинцев .....	110
САМОВОССТАНОВЛЕНИЕ ОДНОЦИКЛОВОЙ СВЕТОВОЙ ПУЛИ В РЕЖИМЕ ЛИНЕЙНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ С.В. Чекалин, В.О. Компанец, А.Е. Дормидонов, В.П. Кандидов .....	113
FULL TRANSMISSION THROUGH A METASURFACE BEYOND KERKER CONDITIONS Н.К. Shamkhi, К.В. Baryshnikova, А. Sayanskiy, P.D. Terekhov, Е.А. Gurvitz, А.С. Valero, А. Karabchevsky, Р. Kapitanova, А.В. Evlyukhin, Р.А. Belov, Y. Kivshar, А.С. Shalin .....	116
<b>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ</b>	119
ДИСПЕРСИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ТОНКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ СО СЛОЯМИ ГРАФЕНА А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, С.Г. Моисеев .....	119

ПОЛЕ ХИГГСА, НЕЙТРИНО И СВЕРХБЕЗИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВО ФРАКТАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ В.С. Абрамов .....	123
ПОВЫШЕНИЕ КАЧЕСТВА КВАНТОВОГО ФАНТОМНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ЗА СЧЕТ РЕГИСТРАЦИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ОБЪЕКТНОМ КАНАЛЕ И ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДОМ РЕДУКЦИИ ИЗМЕРЕНИЯ Д.А. Балакин, А.В. Белинский.....	127
ОБОБЩЕННАЯ РАМЗЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫХ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ К.А. Баранцев, Т. Zanon-Willette, А.Н. Литвинов .....	131
THE STUDY OF THE ENTANGLEMENT OF QUBITS UNDER THE ACTION OF ELECTROMAGNETIC FIELDS BY FUNCTIONAL INTEGRATION А. Biryukov, М. Shleenkov.....	133
ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ЭКСПРЕСС ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СРОКА СЛУЖБЫ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ В.В. Близнак, А.В. Долгов, В.А. Паршин, А.Г. Ржанов .....	135
(3D+1) ОПТИЧЕСКИЕ ВИХРЕВЫЕ СОЛИТОНЫ В ВОЛНОВОДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ С.В. Сазонов, А.А. Калинович, М.В. Комиссарова, Б.С. Брянцев.....	139
ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ СРЕДЕ С РЕЗОНАНСНЫМИ ЦЕНТРАМИ А.Н. Бугай, С.В. Сазонов .....	142
ПОЗИЦИОННО-ЗАВИСИМАЯ КРИПТОГРАФИЯ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ И КЛАССИЧЕСКИХ СХЕМ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ МНОГОЗНАЧНО-ЛОГИЧЕСКИЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ А.Ю. Быковский .....	146
ВЛИЯНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ЗАРЯДА НА САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ Е.В. Васильев, С.А. Шленов .....	150
ТОЧНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРИ ПОМОЩИ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТНЫХ ГРЕБЕНОВ А.С. Волошин, С.Е. Агафонова, Г.В. Лихачев, С. Коптяев, И.А. Биленко .....	154
ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ЧАСОВОГО ПЕРЕХОДА В АТОМЕ ТУЛИЯ А.А. Головизин, Д.О. Трегубов, Е.С. Федорова, Н.Н. Колачевский.....	158
ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ АНОМАЛИИ СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СМЕШАННЫХ КРИСТАЛЛОВ $\text{LiY}_{1-x}\text{Lu}_x\text{F}_4$ С ПРИМЕСЬЮ ИОНОВ $\text{Pr}^{3+}$ В.Г. Гориева, А.А. Ляпин, С.Л. Кораблева, П.А. Рябочкина, В.В. Семашко.....	161
РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ СТАТИСТИКИ ФОТООТСЧЕТОВ ДЛЯ МАЛОФОТОННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ П.П. Гостев, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин, А.В. Демин, А.А. Стифуткин .....	164
ПЛАЗМОННЫЙ ВОЛНОВОД ОТКРЫТОГО ТИПА А.С. Калмыков, П.Н. Мелентьев, А.А. Кузин, Д.В. Негров, В.В. Климов .....	168
ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ МИКРОРЕЗОНАТОРА НА ЭФФЕКТ ЗАТЯГИВАНИЯ Н.М. Кондратьев, А.С. Городницкий, В.Е. Лобанов.....	172

ПОИСК ОПТИМАЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ КЛАСТЕРНОГО СОСТОЯНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМОГО ДЛЯ УНИВЕРСАЛЬНЫХ ОДНОНАПРАВЛЕННЫХ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ С.Б. Королев, Т.Ю. Голубева, Ю.М. Голубев.....	175
НАБЛЮДЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА НА ОПАЛОПОДОБНОМ ПЛАЗМОН-ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ А.В. Корюкин, А.А. Ахмадеев, М.Х. Салахов .....	176
РОЛЬ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В LiF ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ А.В. Кузнецов, В.П. Дресвянский, О. Бухцоож, С. Энхбат, Е.Ф. Мартынович.....	179
СВОЙСТВА ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ВОЛНОВОДЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ НИМИ А.С. Курапцев, И.М. Соколов .....	180
ГЕНЕРАЦИЯ И ДИНАМИКА ЧАСТОТНЫХ ГРЕБЕНОК И ДИССИПАТИВНЫХ КЕРРОВСКИХ СОЛИТОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ ПРИ НАЛИЧИИ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов .....	182
ЭКСПРЕСС МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ ОПТИЧЕСКИ-НАКАЧАННЫХ ОБРАЗЦОВ А.В. Ловчев, А.К. Наумов, Р.Д. Агьямов, Е.Ю. Целищева .....	186
ПРИМЕНЕНИЕ ЦЕПОЧЕК БГКИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПАРНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ Н.А. Лозинг, Е.А. Смирнова, М.Г. Гладуш .....	188
КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ КАК ИСТОЧНИК ПЕРЕПУТАННЫХ ФОТОННЫХ ПАР А.С. Лосев, Ю.М. Голубев .....	190
ДИНАМИКА ШИРОКОПОЛОСНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В КВАЗИ-РТ-СИММЕТРИЧНОЙ СРЕДЕ Д.М. Цветков, В.А. Бушуев, В.В. Конотоп, Б.И. Манцызов .....	192
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЕГРАДАЦИИ ОДНОМОДОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИХ ИЗЛУЧЕНИЯ В.А. Паршин, О.А. Евтихиева .....	195
ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ С ПОВЫШЕННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ДЛЯ НАНОСКОПИИ Д.В. Проколова, Е.Н. Воронцов, С.П. Котова, Н.Н. Лосевский, С.А. Самагин, И.Т. Мынжасаров, А.А. Горшелев, И.Ю. Еремчев, А.В. Наумов .....	198
ВЛИЯНИЕ ПОКРЫТИЯ ИЗ ОКСИДА КРЕМНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОКУСИРУЮЩЕГО РЕШЕТОЧНОГО ЭЛЕМЕНТА СВЯЗИ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ А.И. Проходцов, А.Д. Голиков, П.П. Ан, В.В. Ковалюк, Г.Н. Гольцман.....	201
КОГЕРЕНТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ А.В. Прохоров, В.С. Волков .....	204
ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ НА ОСНОВЕ НАНОЧАСТИЦ И МИКРОЧАСТИЦ $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ М.С. Пудовкин, С.Л. Кораблева, Е.В. Лукинова, Д.А. Коряковцева, О.А. Морозов, В.В. Семашко.....	206
КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ И ОБРАЗОВАНИЕ В НИХ КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ А.Г. Ржанов.....	210

МОНОСЛОЙ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ДУБЛЕТОМ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ: ПЕРСПЕКТИВНАЯ СИСТЕМА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ И НАНОФОТОНИКИ	
И.В. Рыжов, Р.Ф. Маликов, А.В. Малышев, В.А. Малышев.....	213
ЭВОЛЮЦИЯ КВАНТОВЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С РЕГУЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ	
А.В. Белинский, Р. Сингх .....	217
ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ДВУМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА	
С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев.....	221
ENTANGLEMENT AND TELEPORTATION BETWEEN DISCRETE- AND CONTINUOUS-VARIABLE ENCODINGS IN QUANTUM OPTICS	
D.V. Sychev, D. Drahi, A.E. Ulanov, E.A. Sazhina, A.A. Pushkina, E. Tiunov, V. Novikov, I.A. Fedorov, Kh.K. Pirov, I.A. Walmsley, A.I. Lvovsky.....	224
ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ОДИНОЧНЫХ ПАР КВАНТОВЫХ ТОЧЕК	
А.О. Тарасевич, А.В. Наумов, А.А. Баев, И.Ю. Еремчев .....	226
СПЕКТРАЛЬНО-ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ В ПРОЦЕССЕ ИХ ЭКСПЛУАТАЦИИ	
В.В. Близинок, О.И. Коваль, В.А. Паршин, А.Г. Ржанов, А.Е. Тарасов, В.С. Григорьев .....	227
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ФАЗОВОМ МОДУЛЯТОРЕ	
А.И. Трифанов, Е.С. Трифанова.....	230
ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ	
Д.А. Турайханов, В.С. Романов, А.В. Шкаликов, А.А. Калачев.....	232
ВОЗНИКАЮЩИЕ И ИСЧЕЗАЮЩИЕ ДВУМЕРНЫЕ ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СГУСТКИ ЭНЕРГИИ	
С.В. Сазонов, Н.В. Устинов.....	234
ПЛАЗМОНИКА НАНОКОМПОЗИТОВ С ВЫРОЖДЕННОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ	
А.В. Харитонов, С.С. Харинцев .....	237
ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОКРИСТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УГЛЕРОДНЫЕ ОБРАЗЦЫ В ЖИДКОМ АЗОТЕ	
К.С. Хорьков, Д.А. Кочуев, А.С. Черников, В.Г. Прокошев, С.М. Аракелян.....	240
НЕЛИНЕЙНОЕ ПЛАЗМОННОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В ГРАФЕНОВОМ ВОЛНОВОДЕ, НАГРУЖЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ НАНОПРОВОДОМ	
А.В. Шестериков, А.В. Прохоров .....	242
ДИНАМИКА ФОТОИНДИЦИРОВАННЫХ ЗАРЯДОВ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ ТИПА ЯДРО- ОБОЛЧКА: ДЕФЕКТЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ CdS	
А.Г. Шмелев, В.Г. Никифоров, Д.К. Жарков, А.В. Леонтьев, В.С. Лобков.....	244
ИСТОЧНИК НЕКЛАССИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА И ОПТИЧЕСКИЙ СЕНСОР НА ОСНОВЕ НАНОВОЛОКОН	
А.А. Шухин, J. Keloth, K. Nakuta, А.А. Калачёв .....	246
ТОНКАЯ И СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА МЮОННОГО ГЕЛИЯ	
А.В. Эскин, А.П. Мартыненко, В.И. Коробов, В.В. Сорокин .....	248

**СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ**

252

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДОМ ФАНТОМНОЙ ПОЛЯРИМЕТРИИ**

Д.П. Агапов, И.А. Беловолов, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин ..... 252

**ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТОТНЫХ ГРЕБЁНОК И ДИССИПАТИВНЫХ КЕРРОВСКИХ СОЛИТОНОВ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ В РЕЖИМЕ ЗАТЯГИВАНИЯ**

С.Е. Агафонова, А.С. Волошин, А.С. Городницкий, А.Е. Шитиков, В.Е. Лобанов, М.Л. Городецкий ..... 255

**ГЕНЕРАЦИЯ "TIME-BIN" КУДИТОВ НА ОСНОВЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА**

Д.О. Акатьев, А.А. Калачев, И.З. Латыпов, Д.А. Турайханов, А.В. Шкаликов ..... 258

**ВЛИЯНИЕ МАТРИЦЫ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА И ВНУТРЕНнюю ДИНАМИКУ В НАНОКОМПОЗИТАХ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ**

А.И. Аржанов, А.Е. Еськова, К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов ..... 260

**МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ И ВЫСОКАЯ ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ МОНОСЛОЯ ТРЁХУРОВНЕВЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ДУБЛЕТОМ В ВОЗБУЖДЁННОМ СОСТОЯНИИ**

Д.Я. Байрамдурдыев, Р.Ф. Маликов, И.В. Рыжов, В.А. Малышев ..... 264

**РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ГРАДИЕНТНЫХ ВОЛНОВОДАХ**

А.С. Батова, А.Н. Бугай, С.В. Сазонов ..... 268

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В КРИСТАЛЛЕ  $YLiF_4:Nd^{3+}$** 

А.Д. Бережной, А.А. Калачев ..... 270

**ДИНАМИКА ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АНСАМБЛЯ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ**

С.В. Божокин, А.С. Курапцев ..... 273

**РАСЧЕТ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ КРИОГЕННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЯЧЕЙКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ ВЫСОКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО РАЗРЕШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ КВАНТОВОЙ СЕНСОРИКИ**

К.Н. Болдырев, Е. Сулеймен ..... 275

**ВЛИЯНИЕ ОДИНАКОВЫХ НАБОРОВ СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ  $\pi$ -СОПРЯЖЕННЫХ МОЛЕКУЛ НА ПАРАМЕТРЫ ВНУТРИ- И МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

В.В. Компанец, К.Р. Каримуллин, И.А. Васильева ..... 277

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОРОШКОВ НА МЕДНОЙ И НИКЕЛЕВОЙ ОСНОВЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ГРАДИЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ**

А.А. Вознесенская, Д.А. Кочуев, А.С. Разносчиков, А.В. Киреев, К.С. Хорьков ..... 279

**ЭФФЕКТЫ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ В СПЕКТРОСКОПИИ УСИЛЕННОГО ЗОНДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ**

А.Р. Газизов, М.Х. Салахов, С.С. Харинцев ..... 281

**КАЛИБРОВКА ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ЛАЗЕРА ЧАСТОТНОЙ ГРЕБЕНКОЙ**

Р.Р. Галиев, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, А.С. Волошин ..... 284

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМА С СОБСТВЕННЫМ ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ**

Р.Х. Гайнутдинов, А.И. Гарифуллин, М.А. Хамадеев, М.Х. Салахов ..... 288

<b>ЭФФЕКТ ЗАТЯГИВАНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ ИЗ НИОБАТА ЛИТИЯ</b> А.С. Горюничий, Г.В. Лихачев, Н.М. Кондратьев, А.С. Волошин, В.Е. Лобанов.....	290
<b>ФОРМИРОВАНИЕ НЕКЛАССИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ В СПАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ ПОД УПРАВЛЕНИЕМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ</b> М.Ю. Губин, А.В. Прохоров.....	293
<b>АТОМ-АТОМНОЕ ПЕРЕПУТЫВАНИЕ В НЕРЕЗОНАНСНОЙ ДВУХФОТОННОЙ МОДЕЛИ ТАВИСА-КАММИНГСА</b> М.О. Гусянникова, Е.К. Башкиров.....	295
<b>ФОТОННЫЕ КАПЛИ В СРЕДЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК</b> И.С. Двужилов, Ю.В. Двужилова, М.Б. Белоненко, А.М. Белоненко .....	299
<b>ДВУМЕРНЫЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК</b> Ю.В. Двужилова, И.С. Двужилов, М.Б. Белоненко, Е.В. Борознина.....	301
<b>ПРАКТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ОПТОВОЛОКОННОГО КВАНТОВОГО ПРИЕМНИКА КЕННЕДИ</b> М.С. Елезов, М.Л. Щербатенко, Д.В. Сыч, Г.Н. Гольцман .....	303
<b>СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РЕЗИСТОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛИТОГРАФИИ ФОТОННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ НА ПЛАТФОРМЕ НИТРИДА КРЕМНИЯ</b> И.А. Елманов, А.В. Елманова, А.Д. Голиков, С.А. Комракова, Н.С. Каурова, В.В. Ковалюк, Г.Н. Гольцман .....	306
<b>СПОСОБ ИНТЕГРАЦИИ НАНОАЛМАЗОВ С НАНОФОТОННЫМИ УСТРОЙСТВАМИ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ</b> А. Елманова, И. Елманов, С. Комракова, А. Голиков, Д. Джавадзадэ, В. Воробьев, С. Большедворский, В. Сошенко, А. Акимов, В. Ковалюк, Г. Гольцман.....	309
<b>ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ И МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/CdS/ZnS В РАЗЛИЧНЫХ МАТРИЦАХ</b> А.Е. Еськова, А.И. Аржанов, К.А. Магарян, Н.А. Коверга, К.Р. Каримулин, А.В. Наумов .....	312
<b>ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ</b> С.М. Аракелян, С.В. Жирнова, А.Ф. Галкин, Д.А. Кочуев, Е.Л. Шаманская, К.С. Хорьков.....	316
<b>АПКОНВЕРСИОННЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ</b> Д.К. Жарков, А.В. Леонтьев, А.Г. Шмелев, В.Г. Никифоров, В.С. Лобков, М.Х. Алькахтани, Ф.Р. Хеммер.....	320
<b>ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ДИНАМИКИ В СЛОИСТЫХ АНСАМБЛЯХ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК МЕТОДАМИ ФОТОННОГО ЭХА, ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ И РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ</b> К.Р. Каримуллин, А.И. Аржанов, И.Ю. Еремчев, Б.А. Кульничий, А.В. Наумов, Н.В. Суровцев.....	322
<b>ФОРМИРОВАНИЕ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА</b> Д.А. Кочуев.....	326
<b>УЛЬТРАСТАБИЛЬНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ С НИЗКИМ УРОВНЕМ ТЕПЛОВЫХ ШУМОВ ДЛЯ ЗАДАЧ ПРЕЦИЗИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ</b> К.С. Кудеяров, Н.О. Жаднов, Д.С. Крючков, Г.А. Вишнякова, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский .....	328
<b>РАЗРАБОТКА МАТРИЦЫ ГРАФЕН – ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В КАЧЕСТВЕ ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНОГО ГРАФЕНА.</b> А.А. Лачина, К.С. Хорьков, Н.Н. Давыдов, В.Г. Прокошев.....	330

<b>ФОТОННОЕ ЭХО В ИМПУЛЬСНОМ И ПОСТОЯННОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВРЕМЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ</b> В.Н. Лисин, А.М. Шегеда, В.В. Самарцев, Е.П. Чукалина.....	332
<b>СПЕКТР ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ</b> К.А. Магарян, К.Р. Каримуллин, И.А. Васильева, А.В. Наумов, Ю.В. Григорьев.....	336
<b>СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ <math>YF_3-CeF_3: Eu^{3+}/Tb^{3+}</math> КАК ВОЗМОЖНЫХ СЕНСИБИЛИЗАТОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ ФДТ</b> Э.И. Мадиров, А.С. Низамутдинов, Е.В. Лукинова, М.С. Пудовкин, Д.Д. Андреева, С.Л. Кораблева, В.В. Семашко.....	339
<b>ГЕНЕРАЦИЯ СЖАТЫХ И ПЕРЕПУТАННЫХ СОСТОЯНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА: ВЛИЯНИЕ НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ И ОПТИМАЛЬНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ РЕЗОНАТОРА С АТОМНЫМ АНСАМБЛЕМ</b> Н.И. Масалаева, А.Н. Ветлугин, И.В. Соколов.....	343
<b>НЕКОГЕРЕНТНОЕ ЭКСИТОННОЕ ЭХО НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ</b> В.В. Самарцев, Т.Г. Митрофанова, А.П. Сайко.....	345
<b>ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА АТОМОВ ТУЛИЯ НА ЦЕНТРАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ ПОДУРОВЕНЬ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ.</b> Д.А. Мишин, Д.И. Проворченко, Д.О. Трегубов, Е.С. Федорова, А.А. Головизин, В.Н. Сорокин, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский.....	347
<b>СПЕКТРОСКОПИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ АКТИВНЫХ СРЕД ЛАЗЕРОВ ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ФЛЮОРИТА</b> О.А. Морозов, С.В. Кузнецов, В.А. Конюшкин, А.Н. Накладов, А.С. Низамутдинов, П.П. Федоров, В.В. Семашко.....	349
<b>ФОТООБЕСЦВЕЧИВАНИЕ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ КАК СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ УФ ДИАПАЗОНА <math>LiY_{0,3}Lu_{0,7}F_4:Ce^{3+}</math></b> А.С. Низамутдинов, Н.Ф. Рахимов, М.В. Чиркова, И.И. Фарухшин, Э.И. Мадиров, М.А. Марисов, С.Л. Кораблева, В.В. Семашко.....	352
<b>УПРАВЛЕНИЕ ВИХРЕВЫМИ РЕШЕТКАМИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК</b> В.С. Перескоков, И.В. Дзедолик.....	356
<b>ОСОБЕННОСТИ СПОНТАННОГО РАСПАДА В ОБЛАКЕ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ ПРИ НАЛИЧИИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ У ВОЗБУЖДЁННОГО АТОМА</b> Е.Н. Попов, А.С. Курапцев, И.М. Соколов.....	359
<b>ЦИФРОВОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМОННЫХ СХЕМ</b> А.В. Шестериков, А.Ю. Лексин, А.В. Прохоров.....	362
<b>ЛАЗЕР НА АЛЕКСАНДРИТЕ ДЛЯ СПИН-ОБМЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ</b> А.Г. Путилов, А.А. Антипов, А.Е. Шепелев.....	364
<b>ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕТРАПИРРОЛЬНЫХ СОЕДИНЕНИЙ, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ, С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМИКРОСКОПИИ ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ</b> А.О. Савостьянов, И.Ю. Еремчев, А.А. Горшелев, А.С. Старухин, А.В. Наумов.....	367
<b>SILICON ROOM TEMPERATURE IR DETECTORS COATED WITH <math>Ag_2S</math> QUANTUM DOTS</b> I. Tret'yakov, A. Shurakov, A. Perepelitsa, N. Kaurova, S. Svyatodukh, T. Zilberley, S. Ryabchun, M. Smirnov, O. Ovchinnikov, G. Goltsman.....	369

ДВУМЕРНЫЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ С УЧЕТОМ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ Д.С. Скворцов, Н.Н. Конобеева, И.В. Запороцкова, М.Б. Белоненко.....	372
СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ АНСАМБЛЕЙ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ Е.А. Смирнова, Н.А. Лозинг, М.Г. Гладуш .....	374
ПЛАЗМОННОЕ УСИЛЕНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ МЕТАЛЛОКОМПЛЕКСОВ ФТАЛОЦИАНИНОВ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА А.С. Старухин, В.В. Апяри, А.В. Горский, А.А. Романенко, А.А. Фурлетов .....	376
СОЗДАНИЕ ХИМИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ МУЛЬТИХРОМОФОРНЫХ КОМПЛЕКСОВ НА ОСНОВЕ МЕЗО-ЗАМЕЩЕННЫХ МЕТАЛЛОПОРФИРИНОВ А.С. Старухин, А.В. Горский, Т.А. Павич, В.Н. Кнюкшто .....	380
ДЕФОРМАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ В СПЕКТРАХ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $\text{LaAlO}_3: \text{Pr}^{3+}, \text{Ho}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$ Е. Сулеймен, К.Н. Болдырев.....	384
НЕМАРКОВСКАЯ ДИНАМИКА ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА В СТОХАСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ С КОНЕЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ КОРРЕЛЯЦИИ В.А. Михайлов, Н.В. Трошкин .....	386
КОНЦЕПЦИЯ И ДИЗАЙН КОМПАКТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В.Ф. Лебедев, К.В. Павлов, М.А. Федина, А.В. Федин .....	388
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХБЫСТРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ДЕФАЗИРОВКИ, НАБЛЮДАЕМОЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ФЕМТОСЕКУНДНОМУ И НЕКОГЕРЕНТНОМУ ФОТОННОМУ ЭХУ В.В. Федянин, К.Р. Каримуллин.....	393
ДВУХКРИСТАЛЬНАЯ СХЕМА НЕКОЛЛИНЕАРНОГО СПРГЕНЕРАТОРА С КОМПЕНСАЦИЕЙ ЭФФЕКТА МИГДАЛЛА Д.Н. Фроловцев, С.А. Магницкий.....	398
ДИНАМИКА ИНТЕНСИВНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ А.Н. Бугай, В.А. Халяпин .....	400
КУБИТЫ И ДВУХУРОВНЕВЫЙ АТОМ В ПРЕДСТАВЛЕНИИ КВАДРАТОВ МАЛЕВИЧА В.Н. Чернега, О.В. Манько .....	403
ИЗГОТОВЛЕНИЕ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ А.С. Черников, Д.А. Кочуев, К.С. Хорьков, Р.В. Чкалов, Н.Н. Давыдов.....	407
ИЗГОТОВЛЕНИЕ БИКОМПОНЕНТНЫХ ИНТЕРФЕЙСОВ НАНОАНТЕНН МЕТОДОМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ Р.В. Чкалов, Д.А. Кочуев, К.С. Хорьков, В.Г. Прокошев.....	409
ПРИГОТОВЛЕНИЕ ЧИСТЫХ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ И ЧАСТОТНЫХ КУБИТОВ В ФОТОНОВ МОЛЕКУЛЕ И.Н. Чуприна, А.А. Калачев .....	411
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ $\text{Ce}^{3+}$ В КРИСТАЛЛАХ УФ АКТИВНЫХ СРЕД $\text{LiCa}_{1-x}\text{Sr}_x\text{AlF}_6$ А.А. Шавельев, А.А. Шакиров, А.С. Низамутдинов, М.А. Марисов, Э.И. Мадиров, Н.Ф. Рахимов, А.Г. Киямов, Е.В. Лукинова, С.Л. Кораблева, В.В. Семашко.....	414

<b>ЗАТЯГИВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА ВЫСОКОДОБРОТНЫМ МШГ РЕЗОНАТОРОМ ИЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ</b>	
А.Е. Шитиков, Т.С. Тебенева, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, О.В. Бендеров, А.В. Родин, И.А. Биленко .....	417
<b>КВАНТОВЫЙ ВЕНТИЛЬ SNOT НА ОСНОВЕ КУБИТОВ С СОСТОЯНИЯМИ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА</b>	
С.Н. Андрианов, А.А. Калачев, О.П. Шиндяев, А.В. Шкаликов .....	421
<b>ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА БИФОТОННОГО ПОЛЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ НАНОВОЛОКНАХ</b>	
А.Л. Шмакова, А.А. Шухин, А.А. Калачев .....	423
<b>АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ</b>	425

**MODELING OF MACROSCOPIC QUANTUM STATES IN FUNCTIONAL PROPERTIES OF THE LASER-INDUCED 4D-TOPOLOGICAL NANOCCLUSERS IN THIN FILMS ON A SOLID SURFACE**

**S.M. Arakelian, T.A. Khudaiberganov, A.V. Istratov, I.Yu. Chestnov, D.N. Buharov**

*Stoletovs Vladimir State University  
600000, Russia, Vladimir  
e-mail: arak@vlsu.ru*

Several topological structures for nanoobjects, obtained by computer simulation in arbitrary units, was modeled using different numbers of the key parameters. The topology peculiarities of the granulated metallic film deposited on dielectric substrates in a laser experiment are discussed in clustered metallic structures for both Volt-Ampere characteristics and the optical transmission spectra.

**Key words:** topological nanostructure, computer simulation, electrical and optical properties, quantum correlated states

Laser-induced nanostructures and thin films on a solid surface with controllable topology are depended on the laser pulses duration and may be associated with the 4D-laser technology fabrication of new structures and materials. In fact, the interaction effects of solid targets with laser pulses of different durations for obtaining of various nanocluster structures can be viewed as the possibility of synthesizing the 4D-objects. The result depends not only on the stationary topological/geometric parameters of the system, but also on the dynamic interactions in the system leading to different final stable structures. This is due to the fact that for different durations of laser pulses the specific mechanisms of nanostructuring are activated. Therefore, time plays the role of a control parameter responsible for phase transitions as well as the spatial parameters do when nanostructures of various dimensions arise – from quantum dots (0D) to 3D nanostructures.

The simplest model of a nanocluster within its shell model is the representation for the first shells as a spherical potential well (radius  $R_0$ ) with infinite walls (we count energy from the bottom of the potential well [1]). A feature of the nanocluster structure is the need to take into account the different dependences of the electron density on the surface ( $\sim R_0^2$ ) and in the volume ( $\sim R_0^3$ ) of the nanocluster. We will now be interested only in the surface states of electrons (dominate for small  $R_0$ ), since the electronic states in the volume of the nanocluster are assumed to be completely filled.

Let's consider the surface strain of the following type:

$$R(\theta, \phi) = \begin{cases} R_0 \left[ (1 + k_1 \cos(\theta) \cos(p_1 \phi)) + \right. \\ \left. + k_2 \left( (-1)^{\frac{p_2-1}{2}} \text{mod}(p_2, 2) \sin(p_2 \theta) + \text{mod}(p_2 + 1, 2) \cos(p_2 \theta) \right) \right], p_1 \neq 0, \\ R_0 k_2 \left( (-1)^{\frac{p_2-1}{2}} \text{mod}(p_2, 2) \sin(p_2 \theta) + \text{mod}(p_2 + 1, 2) \cos(p_2 \theta) \right), p_1 = 0. \end{cases} \quad (1)$$

where  $p_2 = 0, 1, 2, \dots$  is the number of zenith (in «longitude») distortions;  $p_1 = 0, 1, 2, \dots$ ;  $p_2$  is the number of azimuthal distortions (in «latitude»),  $k_1$  and  $k_2$  are the magnitudes of the corresponding distortions. Some cluster shapes for the case are shown in Fig.1. By the approach we can completely determine the energy picture for an isolated cluster in this approximation.

Further, we consider according to the perturbation theory [2]:

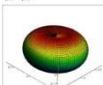
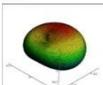
$$E_{n,l,m} = E_{n,l}^{(0)} + \delta E_{n,l,m}, \quad (2)$$

where  $n, l, m$  are the ordinary quantum numbers.

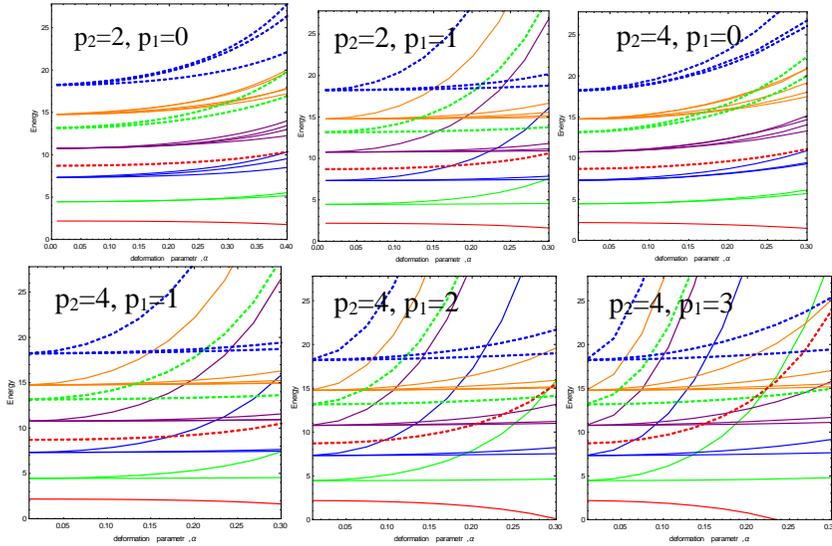
In the case of  $p_2 = 2$ ;  $p_1 = 0$  we have the relation:

$$\delta E_{n,l,m} = \frac{16E_{n,l}^{(0)}(l+m)!}{(2l+1)^2(l-m)!} \left\{ \frac{(l-m+1)(l-m)(l+m+1)}{(2l+3)} + \frac{(l^2-m^2)}{(2l-1)(l+m)} - \frac{(2l+1)}{2} \right\}. \quad (3)$$

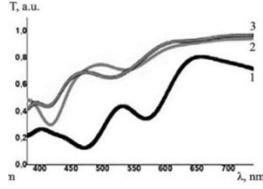
The resulting splitting of the energy levels due to the different magnitude of deformations ( $\alpha$ ) of the initially spherical cluster are shown in Fig. 2. Significant changes in the energy spectrum are seen which makes it possible to speak of the topological spectral characteristics of nanoclusters of various types. In fact, in Fig. 3 are shown the changes in the optical properties of the deposited bimetallic films (Au + Ag) obtained by computer simulation using the FDTD method.

$p_1 \backslash p_2$	0	2	4
0			
1	-		
2	-	-	
3	-	-	

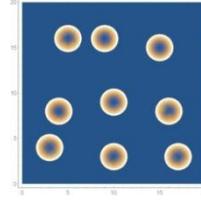
**Fig. 1.** The cluster deformations shape as the energy potential of the problem.



**Fig. 2.** The splitting of energy levels (fine structure) for different values of parameters:  $p_2 = 2, p_1 = 0$ ;  $p_2 = 2; p_1 = 1$ ;  $p_2 = 4; p_1 = 0$ ;  $p_2 = 4; p_1 = 1$ ;  $p_2 = 4; p_1 = 2$ ;  $p_2 = 4; p_1 = 3$  (first order of perturbation theory by numerical calculations in the basis of functions in soft Mathematica).

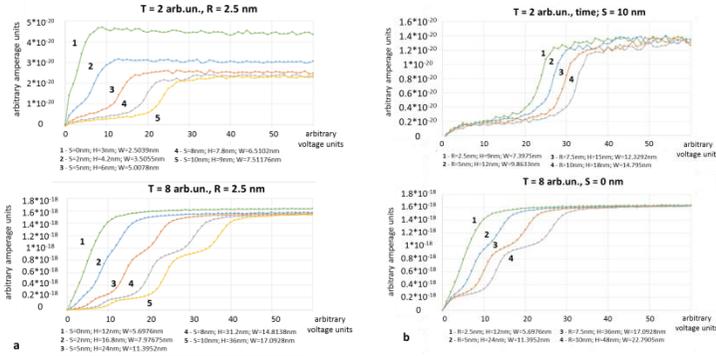


**Fig. 3.** Transmission spectra  $T(\lambda)$  of deposited films: 1 – Au: Ag (weight ratio 1: 1), particle diameter ( $D$ ) – 50 nm, one layer, distance between particles (gap) – 5 nm; 2 – Au: Ag (1: 1),  $D$  – 10 nm and five layers, gap 4 nm; 3 – Au: Ag (1: 1),  $D$  – 10 nm and five layers, gap 2 nm.



**Fig. 4.** Localized cluster states in the dielectric matrix model (dark background) with isolated cluster states (light circles).

Thus, in the cluster model, as a potential well of a finite depth, transformations of the energy spectrum, determined by its depth and width, become even more significant. In this case, for electrons (especially at higher energy levels), the processes of their going beyond the cluster boundaries occur. Then the problem should be considered as the passage of electrons through an ensemble of potential barriers, and in the general model, with different parameters. However, for us it is now of fundamental importance that the movement of electrons under applied electrical field in a nanostructured system leads to electrical conductivity. Thus, the problem can be reduced to a dynamic model of the motion of electrons in accordance with integrals over quantum trajectories (cf. [3]). In the case the model of electrophysical processes in the granular structure/system of nanoclusters can be based on the phenomenon of the type of Anderson localization (Fig.4). The results for tunnel electroconductivity between two spatially separated granules are shown in Fig. 4.



**Fig. 5.** Volt-ampere characteristics of thin films when both the distance ( $S$ ) between the conducting islands changes and the radius ( $R$ ) of the deposited particles changes – for different values of parameters. The parameter values are indicated directly in the figures;  $T$  – time of laser deposition (in arbitrary units);  $H$  – thickness of the thin film;  $W$  – distance between microcontacts for electrical measurements.

The potential  $V$  with matrix elements  $V_{l,m}$  for a harmonic oscillator in an external field  $E$  with an offset ( $x-x_m$ ) – the one-dimensional ( $x$ ) case – has the form:

$$V_{l,m} = \frac{\omega^2}{2} (x - x_{lm})^2, \quad (4)$$

$$V = \sum_{l,m} \{V_{l,m} \theta(V_{l,m} - E_f) + E_f \theta(E_f - V_{l,m})\} - Ex.$$

Propagator (Fourier transform image)  $U$  for the propagation of charge particles between two space-localized states with normal coordinates ( $q' - q''$ ) at the corresponding time points ( $t' - t''$ ) are written in the form:

$$\langle q'' | U(t'', t') | q' \rangle = \int \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{t'}^{t''} L dt\right) Dq, \quad (5)$$

where  $D$  is the differentiation operator, and Lagrangian  $L$  is represented in quadratic form

$$L = \frac{1}{2} \sum_{l,m} \left\{ \frac{x_l^2}{2N} - \omega^2 (x - x_{lm})^2 + Ex \right\}. \quad (6)$$

For electrical conductivity, it is necessary to determine the propagator for two ( $a$  and  $b$ ) harmonic potentials:

$$K(x_b t_b; x_a t_a) = \sum_n \psi_n(x_a) \psi_n(x_b) e^{-iE_n(t_b - t_a)/\hbar}, \quad (7)$$

where  $\psi$  is the wave function in Schrodinger equation.

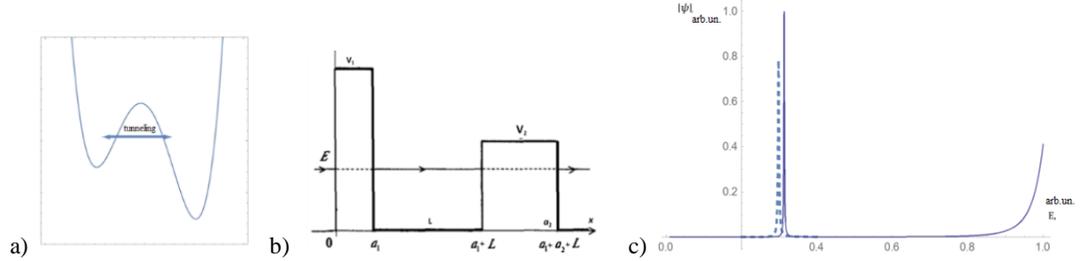
By discretizing the integral of the action and using the propagator (5) we have a final result for the average current density as follows:

$$\langle j \rangle = \frac{\int \exp[-S_E/\hbar] Dx}{\int \exp[-S_E/\hbar] Dx} \quad (8)$$

where  $S_E$  is Euclidean action:

$$S_E = \int_0^t ds \left[ \frac{x'^2}{2} + V(x(s), s) \right] \quad (9)$$

The obtained dependences for resonant tunneling electroconductivity are shown in Fig.6.



**Fig. 6.** Double potential well (a) and barriers (b) for the passage of an electron with energy  $E$  in the presence of applied electric field; (c) resonant tunneling effect. The designations of the parameters are given directly in the figures.

The approach gives us an opportunity to establish the basis of new physical principles to create the functional elements for topological photonics in hybrid set-up (optics + electrophysics) being controllable by nonlinear dynamic processes (cf. [4]). Some these data discussed in [5,6]. A special case is the random temporal and spatial variations in selection topological parameters. The case may result in large variations of quantum correlation states for electrically charged particles in respect of the Cooper pairs appearance in superconductivity (cf. [7]).

The work has been carried out under of the state order №16.1123.2017/4.6 and with the support of the RFBR (grants No. 17-52-10003 KO\_a).

## References

1. Kresin V. Z., Ovchinnikov Yu. N. // Phys. Rev. B74, 024514, 2006.
2. L. D. Landau, E.M. Lifshits. Quantum mechanics. Theoretical Physics: III. (3rd ed.) – M.: Nauka, ed., FizMatLit, 1986, 736 p.
3. R. Feynman, A. Hibbs. Quantum Mechanics and McGraw Path Integrals – Hill Book Company, New York. 1965. 384 p.
4. Arakelian S.M., Kucherik A.O., Prokoshev V.G., et al. Introduction to femtonantophotonics. Fundamental principles and methods of laser diagnostics and control of nanostructured materials. Ed. S.M. Arakelian. M.: Logos. 2015. 744p.
5. S. Kutrovskaya, S. Arakelian, A. Kucherik et al. // Scientific reports. 2017. V. 7, №. 1.
6. Kavokin A. V., Kutrovskaya S. V., et. al. // Superlattices and Microstructures. 2017. V. 111, P. 335-339.
7. Arakelian S.M., Kucherik A.O., Kutrovskaya et. al.// Crystallography Reports, 2018, V 63, № 7, p. 1173-1177.

# CLASSICAL AND QUANTUM LIGHT SOURCES ON NANOMETER SPATIAL AND FEMTOSECOND TEMPORAL SCALES

V. Balykin, P. Melentiev

*Institute of Spectroscopy RAS  
108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya, 5*

In the past two decades, a huge amount of research has been directed to the development of new ultra-small lasers. Most progress has been achieved with semiconductor lasers. A fundamentally new approach to miniaturization of lasers is the approach based on the use of plasmon fields instead of photon fields [1]. There are two types of plasmons and the corresponding types of plasmon modes: (1) localized surface plasmons (on the surface of metal particles) and (2) propagating surface plasmons (on the metal/dielectric interface). Fields caused by surface plasmons decay exponentially from the interface, which allows light to be concentrated on sizes smaller than the diffraction limit. Accordingly, the electromagnetic effects caused by these fields occur in the sub-wave region near the surfaces, namely, in the nanometer range. Therefore, an approach based on the use of plasmon fields instead of photon fields allows one to overcome the diffraction limit on the laser size. Among global applied problems, the solution of which depends on the possibility of spatial localization of light, include the possibility of combining modern silicon electronics with optical components.

The subwavelength size of nanoparticles gives rise to an efficient restoring force acting on driven electrons, which leads to the occurrence of resonances and field amplification both inside and outside nanostructures. Plasmon resonances have been studied in particles of a variety of shapes and sizes: spherical, elliptical, nanorods, nanoshells, split-ring resonators (SRRs), U-shaped, and others. We propose and experimentally realize a new element for nanoplasmonics - Split Hole Resonator (SHR) [2]. The SHR is the marriage of two basic elements of nanoplasmonics, a nanohole and a nanorod. One of the main merits of the marriage of the two basic elements of nanoplasmonics is that, by varying the SHR parameters (geometrical and material), it is possible to tune the surface plasmon resonance wavelength of the SHR over a much larger wavelength range than for the nanoparticle and nanohole alone, namely, from the UV to the IR range. At resonance, the peak field intensity in SHR occurs at the *single* tip of the nanorod inside the nanohole. The peak field in the SHR is much stronger than the peak fields of the nanorod and nanohole, since the field in the SHR is enhanced by the two mechanisms: the surface plasmon resonance excitation and the lightning-rod effect. For this reason, the use of SHR is of special interest in nonlinear nanoplasmonics. We show that the SHR nanostructure is a source of intense UV radiation in the wavelength range of 250–300 nm. The near field amplitude reaches 0.6% of the fundamental frequency field amplitude, which enables the creation of UV radiation sources with a record high intensity.

We design [4] a planar plasmonic nanolaser, extending the idea and implementation of plasmonic lasers reported in [5]. It is a planar waveguide made of a liquid dye molecules layer deposited on a plasmonic crystal. The plasmonic crystal is formed by an array of nanoholes (with 175 nm diameter and a pitch of 565 nm) created in a 100-nm-thick silver film deposited onto a quartz substrate. Dye molecules are optimal for plasmonic lasers because the dye molecules are capable of nearly 100% yield and allow for the creation of an optically homogeneous medium with high gain. The use of a liquid gain medium offers the advantages over a solid gain medium by fixing the bleaching problem. Also, the employment of microfluidics make plasmonic intracavity spectroscopy suitable for lab-on-chip technology. The lasing occurs at pumping intensities above 500 kW/cm. At intensities below 500 kW/cm<sup>2</sup>, the spectral contour is very similar to that of usual dye luminescence. However, at higher pumping intensities, the luminescence contour changes dramatically, and a very narrow spectral line with the half-width of 1.7 nm emerges at 628 nm. Such a narrow line width indicates that we deal with lasing.

## References

1. Balykin V.I., Phys. Usp., **61**, 846–870 (2018).
2. P.N. Melentiev, A.E. Afanasiev, A.A. Kuzin, A.S. Baturin and V.I. Balykin, Optics Express, **21**, 13896 -13905 (2013).
3. N. P. Melentiev, A. E. Afanasiev, A. A. Kuzin, V. M. Gusev, O. N. Kompanets, R. O. Esenaliev, and V. I. Balykin, Nano Lett., **16**, 1138-1142 (2016).
4. P. Melentyev, A. Kalmykov, A. Gritchenko, A. Afanasyev, V. Balykin, A. Baburin, E. Ryzhova, I. Filippov, I. Rodionov, I. Nechepurenko, A. Dorofeenko, I. Ryzhikov, A. Vinogradov, A. Zyablovsky, E. Andrianov, and A.A. Lisyansky, Appl.Phys.Letters, **111**, 213104-5 (2017).
5. X. Meng, J. Liu, A. V. Kildishev and V. M. Shalaev, Laser & Phot. Rev. **8**, 896-904 (2014).

# СВЕРХБЫСТРОЕ ОПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ СПИНАМИ В МАГНИТОФОТОННЫХ СТРУКТУРАХ

**В.И. Белотелов\***

*МГУ им. М.В. Ломоносова*  
*119992, Москва, Ленинские горы*  
\*e-mail: belotelov@physics.msu.ru

Возбуждение спиновой динамики в наноструктурированных магнитных материалах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов позволяет локально воздействовать на магнитный материал и возбуждать различные моды спиновых волн.

**Ключевые слова:** магнитофотоника, обратный эффект Фарадея.

Возбуждение спиновой динамики в магнито-упорядоченных материалах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов представляет большое интерес, поскольку такой подход позволяет воздействовать на намагниченность локально в области порядка нескольких микрометров в течение десятков или сотни фемтосекунд. Это особенно важно для сверхбыстрой оптической записи информации. Кроме того, локальное оптическое воздействие на магнитную пленку позволяет возбудить в ней спиновые волны. При этом область образца, на которую падают сфокусированные лазерные импульсы, играет роль точечного источника спиновых волн. Важными преимуществами такого метода генерации спиновых волн являются возможность управления спектром возбуждаемых спиновых волн за счет изменения формы и размера лазерного пятна, а также возможность смещения источника спиновых волн в пространстве путем сканирования лазерного луча по образцу. Дополнительные возможности открываются при прохождении лазерного луча через жидкокристаллический пространственный модулятор, который позволяет одновременно воздействовать на образец несколькими лазерными импульсами, разнесенными в пространстве и во времени, т.е. создает несколько источников спиновых волн с заданными параметрами. При этом удастся получить перестраиваемую интерференцию спиновых волн. Наконец периодические лазерные импульсы позволяют получить режим синхронизации спиновых колебаний и лазерных импульсов, при котором амплитуда спиновых волн значительно усиливается, а спектр спиновых волн сужается.

## ULTRAFAST OPTICAL CONTROL OF SPINS IN MAGNETOPHOTONIC STRUCTURES

**V.I. Belotelov\***

*Lomonosov Moscow State University*  
*119991, Moscow, Leninskie gory*  
\*e-mail: belotelov@physics.msu.ru

Excitation of spin dynamics in nanostructured magnetic materials by femtosecond laser pulses allows to influence locally on magnetic materials and to excite different modes of spin waves.

**Key words:** magnetophotonics, inverse Faraday effect.

# QUANTUM-PHOTONIC INTEGRATED CIRCUITS

G. Goltsman

*Department of Physics, Moscow State Pedagogical University  
Moscow 119992, Russia  
Zavoisky Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences  
420029 Kazan, Russia  
e-mail: goltsman@mospu-phys.ru*

We show the design, a history of development as well as the most successful and promising approaches for QPICs realization based on hybrid nanophotonic-superconducting devices, where one of the key elements of such a circuit is a waveguide integrated superconducting single-photon detector (WSSPD). The potential of integration with fluorescent molecules is discussed also.

**Key words:** quantum optics, integrated optics, superconducting nanowire single-photon detector.

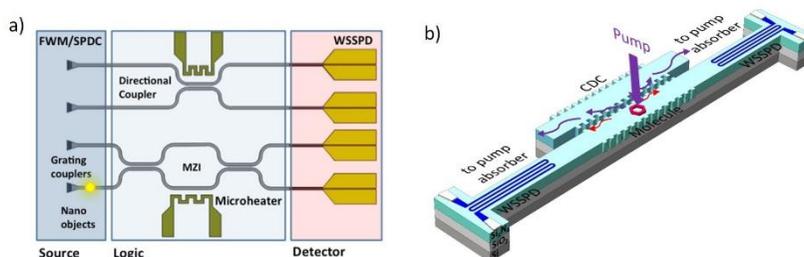
Currently, many physical systems for the realization of qubits including superconducting circuits, trapped ions and atoms, quantum dots, color centers in a solid and photons are intensely studied. Here we focus only on the last item in the list - photons. Because photons interact only weakly with an optically transparent medium but not with each other, have several degrees of freedom for encoding of quantum information and provide fast propagation speed, they are an attractive choice for creating quantum networks. However, while individual photons can be manipulated conveniently, the creation of two- and three- deterministic qubit gates requires strong nonlinear interaction between photons. In this case, the advantages of the photons are compensated for by their shortcomings, which for a long time limited the use of photons as qubits. Fortunately, Knill, Laflamme and Milburn (KLM) proposed the concept of linear optical quantum computing (LOQC), allowing to create non-deterministic gates using photons, linear optical elements and single photon detectors [1]. While the implementation of the KLM-protocol is possible in free space, the need for a large number of optical components and their precise configuration requires more complex solutions. Due to a number of advantages, such as scalability, small footprint, inherent stability, no need for optical alignment as well as low power consumption and CMOS-compatibility, quantum photonic integrated circuits (QPICs) can successfully overcome these challenges.

Popular material platforms for the realization of QPICs include silicon, gallium arsenide, and diamond. Each platform has its own advantages and disadvantages and is currently in different stages of development [2]. Nevertheless, all of the platforms rely on combining single photon sources, linear optical elements and single-photon detectors on chip.

Recently, a fully integrated circuit including a single photon source (carbon nanotube), detectors (superconducting nanowire single-photon detectors) and silicon-nitride waveguides has already been implemented on a single chip [3]. Despite the demonstration of the working concept, the purity of the emulsion of electroluminescent photons is not yet sufficient for large scale processing and new single-photon sources are constantly being investigated.

Fluorescent molecules are one of the promising single-photon sources. Recently the emission of single photons from Dibenzoterrylene (DBT) molecules into Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ridge waveguide at room temperature was demonstrated [4]. DBT was placed on a Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> waveguide to couple emitted single photons through the evanescent waveguide mode into the guided mode. The advantages of this approach include a small footprint, simple fabrication methods and scalability towards arrays of integrated single photon sources for QPICs. However, unlike the on-chip integrated electroluminescent nanotube [3], a more complex photonic circuit is required. The next step in the integration of a single-photon emitted molecule and QPIC including effective pump rejection (CDC) and superconducting nanowire single-photon detectors (WSSPDs) is proposed in Fig. 1b. As an efficient on-chip filter a contra-directional coupler (CDC) can be used [5, 6]. After optical pumping

of a single molecule, the residual pump is rejected to the neighboring waveguide and routes to the optical absorber. Emitted photons are directed to WSSPD, reproducing the Hanbury Brown-Twiss scheme. By measuring the on-chip second order correlation function, one can detect non-classical light for QPICs, as well as to study the molecules itself.



**Fig. 1.** a) Schematic view of the platform for the realization of QPIC. The nanophotonic chip includes single-photon sources, single photon detectors and quantum logic. FWM is four wave mixing and SPDC is spontaneous parametric down-conversion. b) Schematic view of a nanophotonic circuit with on-chip fluorescent single molecule

Going beyond such proof-of-principle concepts, the realization of large scale QPICs is expected to have profound impact on science and technology, material engineering, as well as quantum information processing including quantum computing, simulation and metrology.

The research has been carried out with the support of the Russian Science Foundation (project No. 16-12-00045).

## References

1. E. Knill, R. Laflamme, J.G.A Milburn. *Nature* **14**, 46-52 (2001)
2. S. Bogdanov, M. Y. Shalaginov, A. Boltasseva, A. Shalaev. *Opt. Mater. Express* **7**, 111-132 (2016)
3. S. Khasminskaya, F. Pyatkov, K. Słowik, S. Ferrari, O. Kahl, V. Kovalyuk, P. Rath, A. Vetter, F. Hennrich, M. M. Kappes, G. Gol'tsman, A. Korneev, C. Rockstuhl, R. Krupke, and W. H. P. Pernice. *Nat. Photonics* **10**, 727–733 (2016)
4. P. Lombardi, A. P. Ovyvan, S. Pazzagli, G. Mazzamuto, G. Kewes, O. Neitzke, N. Gruhler, O. Benson, W. H. P. Pernice, F. S. Cataliotti, and C. Toninelli. *ACS Photonics*, **5**, 126–132 (2018)
5. W. Shi, X. Wang, W. Zhang, L. Chrostowski, and N. a F. Jaeger, *Opt. Lett.*, **36**, 20, pp. 3999–4001 (2011)
6. E. Zubkova, P. An, V. Kovalyuk, A. Korneev, S. Ferrari, W. Pernice, and G. Goltsman, *J. Phys. Conf. Ser.*, **917**, 62042, pp. 1–4 (2017)

# RESONANT LIGHT SCATTERING BY DIELECTRIC NANOSTRUCTURES AND METASURFACES

A.B. Evlyukhin

*Institute of Quantum Optics, Leibniz University  
Hannover, Germany*

e-mail: a.b.evlyukhin@daad-alumni.de

Theoretical approach to the multipole analysis of the electromagnetic reflection and transmission properties of dielectric particle arrays is demonstrated and discussed. The main attention is given to the contributions of first multipoles, including octupole terms, into the light scattering process.

**Key words:** optical resonance, nanoparticles, multipole moments, reflection, transmission

Electromagnetic properties of particle structures attract a lot of interest currently due to their application perspectives for controllable manipulation of electromagnetic waves on different spacescales. Especially it concerns artificially fabricated 2D arrays of particles which can resonantly interact with electromagnetic waves providing manipulations of their amplitudes and phases. Such artificial arrays are called metasurfaces because the sizes of array's particles ordinary are smaller than the wavelengths of external electromagnetic fields. Due to subwavelength sizes of the particles, electromagnetic properties of the arrays and metasurfaces can be described and explained in the couple multipole approximation, when each particle in the arrays is treated as an electric and magnetic multipole scatterer. If single particles can support individual electromagnetic resonances, like plasmon resonances of metal nanoparticles or Mie resonances of high-index dielectric nanoparticles in the optical spectral range, the multipole coupling in one- and two dimensional arrays can produce narrow collective resonances in electromagnetic wave (EMW) scattering spectra. In the case of periodic nanoparticle arrays these resonances appear at the wavelength of scattered EMWs close to the wavelength corresponding to the Rayleigh anomaly [1, 2]. In this report, a theoretical approach to the multipole analysis of different nanoparticle structures and periodic arrays is discussed. The method is applied to high refractive-index spherical and nonspherical nanoparticles supporting resonant multipole response in the optical range. Firstly, the realization of the resonant transmission suppression and the resonant lattice Kerker effect in arrays of silicon nanoparticles are discussed in the dipole approximation [3,4]. Then spectral multipole resonances of single non-spherical silicon nanoparticles illuminated by linearly polarized light waves are investigated. It is shown how scattering diagrams are connected with overlapping of different multipole modes resonantly excited in the nanoparticles [5]. After that, the multipole expansions of the reflection and transmission coefficients of metasurfaces are applied for investigations of their optical properties. Suppressions of light reflection or transmission in metasurfaces are presented as a result of interference between waves irradiated by several multipole moments of nanoparticles. In particular, a "lattice invisibility effect," when light goes through the metasurface almost without amplitude and phase perturbations with the simultaneous excitation of nanoparticles' multipole moments, is demonstrated and explained [6]. Application of demonstrated approaches for design and optimization of metasurfaces is discussed.

## References

1. Evlyukhin A.B., Rainhardt C., Seidel A. et al. // *Phys. Rev. B*, 2010, V. 82, P. 045404.
2. Evlyukhin A.B., Reinhardt C., Zywiets U. et al.// *Phys. Rev. B* 2012, V. 85, P. 245411.
3. Babicheva V.E., Evlyukhin A.B.// *Laser & Photon. Rev.* 2017, V. 11, P. 1700132.
4. Babicheva V.E., Evlyukhin A.B. // *Optics Letters* 2018, V. 43, P. 5186.
5. Terekhov P.D., Baryshnikova K.V., Artemyev Y.A. et al.// *Phys. Rev. B* 2017, V. 96, P. 035443.
6. Terekhov P.D., Babicheva V.E., Baryshnikova K.V. et al.// *Phys. Rev. B* 2019 V. 99, P. 045424.

# ПЕРСПЕКТИВНЫЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ АНСАМБЛЯ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В АЛМАЗЕ

А.А. Калачев

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского,  
ФИЦ Казанский научный центр РАН  
420029, г. Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7  
e-mail: a.a.kalachev@mail.ru*

Обсуждаются перспективные твердотельные схемы оптической квантовой памяти на основе нерезонансного рамановского поглощения и испускания фотонов. Анализируется возможность реализации этих схем в ансамбле центров окраски кремний-вакансия в алмазе. Определяются условия, при которых можно достичь как высокой эффективности, так и большого отношения сигнал/шум на выходе устройства квантовой памяти при записи однофотонных состояний.

**Ключевые слова:** Квантовая память, центр окраски в алмазе, нерезонансное рамановское поглощение, резонатор, отношение сигнал/шум.

Создание оптической квантовой памяти является одной из важнейших задач квантовых информационных технологий. Устройства, способные эффективно записывать и воспроизводить квантовые состояния света, образуют платформу для построения масштабируемых линейных оптических квантовых компьютеров, считаются необходимыми для реализации дальнедействующей волоконной квантовой связи и т.д. (см. недавние обзоры [1, 2]). В настоящее время много внимания уделяется разработке схем квантовой памяти, использующих взаимодействие слабых световых импульсов с ансамблями оптических центров. При этом используются такие явления как фотонное эхо, электромагнитно-индуцированная прозрачность и нерезонансное комбинационное (рамановское) поглощение и испускание световых импульсов, что позволяет реализовать многомодовую квантовую память, необходимую для практического применения. Что касается квантовых носителей информации, то одним из перспективных материалов является алмаз, содержащий центры окраски (см., например, обзор [3]). В частности, в последнее время большой интерес вызывают отрицательно заряженные центры кремний-вакансия ( $\text{SiV}^-$ ) [4-7], демонстрирующие большой фактор Дебая-Валлера, спектральную стабильность и малое неоднородное уширение оптических переходов. Последнее является существенным для реализации перспективных схем оптической квантовой памяти на основе нерезонансного рамановского поглощения и испускания фотонов [8-11].

В настоящей работе рассмотрена возможность реализации таких схем в ансамбле центров окраски  $\text{SiV}^-$ , находящемся в резонаторе. Выполнено численное моделирование и определены условия, при которых можно достичь как высокой эффективности, так и большого отношения сигнал/шум на выходе устройства квантовой памяти при записи однофотонных состояний. Кроме того, рассмотрен случай ансамбля центров окраски, расположенного в свободном пространстве, который позволяет реализовать управляемую частотную гребенку линий поглощения и выполнить различные преобразования однофотонных состояний, предложенные в работе [11].

## Литература

1. Bussi eres F., Sangouard N., Afzelius M., et al. // J. Mod. Opt. 2013. V. 60. No. 18. P. 1519.
2. Heshami K., England D. G., Humphreys P. C., et al. // J. Mod. Opt. 2016. V. 63. No. 20. P. 2005.
3. Awschalom D.D., Hanson R., Wrachtrup J., and Zhou B.B. // Nature Photonics. 2018. V. 12. No. 9. P. 516.
4. Zhang J. L., Lagoudakis K. G., Tzeng Y.-K., et al. // Optica. 2017. V. 4. No. 11. P. 1317.

5. Sukachev D.D., Sipahigil A., Nguyen C.T., et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. No. 22. Art. no. 223602.
6. Weinzetl C., Görlitz J., Becker J.N., et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. No. 6. Art. no. 063601.
7. Häußler S., Benedikter J., Bray K., et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. No. 16. Art. no. 165310.
8. Zhang X., Kalachev A., Kocharovskaya O. // Phys. Rev. A. 2013. V. 87. No. 1, Art. no. 013811.
9. Kalachev A., Kocharovskaya O. // Phys. Rev. A. 2013. V. 88. No. 3. Art. no. 033846.
10. Zhang X., Kalachev A., Kocharovskaya O. // Phys. Rev. A. 2014. V. 90. No. 5. Art. no. 052322.
11. Zhang X., Kalachev A., Hemmer P., Kocharovskaya O. // arXiv: 1602.02322. 2016.

## **PROMISING SCHEMES OF OPTICAL QUANTUM MEMORY BASED ON ENSEMBLES OF COLOR CENTERS IN DIAMOND**

**A.A. Kalachev**

*Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS  
420029, Kazan, St. Sibirsky tract, 10/7  
e-mail: a.a.kalachev@mail.ru*

Promising schemes of solid-state optical quantum memory based on off-resonant Raman absorption and emission of single photons are discussed. The possibility of implementing these schemes in an ensemble of silicon-vacancy centers in diamond is analyzed. It is shown that both high efficiency and high signal-to-noise ratio can be achieved at the output of the memory device for a single-photon input state.

**Key words:** Quantum memory, color centers in diamond, off-resonant Raman absorption, cavity, signal-to-noise ratio.

# ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СВЕТОВОЙ ПУЛИ И ЕЕ СПЕКТРА В ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

А.Е. Дормидонов<sup>1</sup>, Е.Д. Залозная<sup>1,2</sup>, В.О. Компанец<sup>1</sup>, С.В. Чекалин<sup>1,\*</sup>, В.П. Кандидов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН

108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5;

<sup>2</sup>МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет

119991, Москва, Ленгоры, 1, стр.2

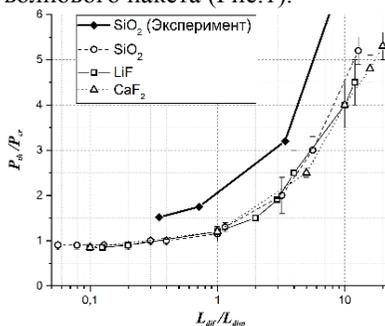
\*e-mail: chekalin@isan.troitsk.ru,

Представлено современное состояние исследований формирования экстремально сжатых волновых пакетов и широкополосного суперконтинуума при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках при аномальной дисперсии групповой скорости. Определены условия пространственно-временной компрессии волновых пакетов, установлены закономерности формирования антистоксова крыла в спектре суперконтинуума, которые обобщают известные результаты спектроскопических исследований.

**Ключевые слова:** световая пуля, суперконтинуум, антистоксово крыло, фемтосекундная филаментация, фазовая самомодуляция, коротковолновая отсечка.

Филаментация в прозрачных диэлектриках фемтосекундного лазерного излучения на длине волны в области аномальной дисперсии групповой скорости сопровождается образованием световых пуль – волновых пакетов, экстремально сжатых в пространстве и времени [1,2]. При этом пространственно-временная компрессия излучения развивается в объеме среды в отсутствии каких-либо направляющих структур типа капилляров, оптических волокон, фотонных кристаллов. Необходимым условием образования световых пуль в среде с керровской нелинейностью является аномальная дисперсия групповой скорости, при которой происходит компрессия импульса при нелинейной фазовой модуляции во времени подобно самофокусировке пучка. В прозрачных диэлектриках и воздухе к области аномальной дисперсии групповой скорости относится излучение на длине волны среднего ИК-диапазона.

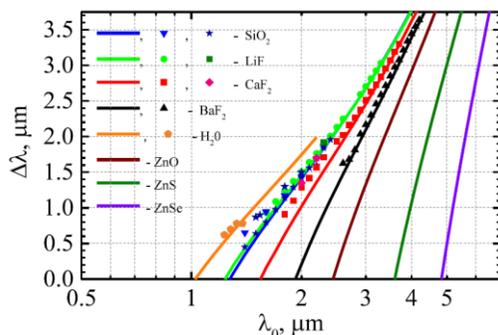
Достаточным условием образования световых пуль является превышение пороговой мощности, величина которой определяется отношением дифракционной и дисперсионной длин волнового пакета и не зависит от физических параметров среды и излучения [3]. При близких значениях характерных длин волнового пакета его компрессия в пространстве и времени происходит согласованно, и пороговая мощность не превышает критическую мощность стационарной самофокусировки. При дисперсионной длине, превышающей дифракционную, пороговая мощность образования световых пуль значительно больше критической мощности самофокусировки вследствие снижения пиковой интенсивности из-за дисперсионного расплывания волнового пакета (Рис.1).



**Рис. 1.** Пороговая мощность  $P_{th}$  и образования световой пули, отнесенная к критической мощности стационарной самофокусировки  $P_{cr}$ , в зависимости от отношения дифракционной длины волнового пакета  $L_{dif}$  к дисперсионной  $L_{disp}$  (эксперимент –  $SiO_2$  (♦); численное моделирование –  $SiO_2$  (○),  $LiF$  (□),  $CaF_2$  (Δ)).

Длительность световой пули составляет  $1 \div 1,5$  оптических осцилляций, ее диаметр – несколько длин волн, пиковая интенсивность превышает  $5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [4]. Световая пуля, как трехмерный волновой пакет, является неустойчивым образованием, ее длина пробега порядка 500 мкм [5]. При распространении происходит «дыхание» одноцикловой световой пули, при котором максимум амплитуды светового поля периодически меняется вследствие отличия фазовой и групповой скоростей в среде. «Дыхание» световой пули надежно зарегистрировано в LiF методом лазерной колорации по структуре долгоживущих центров окраски, наведенных световой пулей в одномпульсном режиме филаментации [6].

Образование световой пули сопровождается излучением суперконтинуума, генерация которого определяется нелинейным процессом фазовой самомодуляции светового поля, а формирование его частотно-углового спектра - интерференционными процессами в диспергирующей среде. При фазовой самомодуляции в условиях дефокусировки в лазерной плазме, наведенной на хвосте световой пули, длина волны коротковолновой отсечки в спектре световой пули уменьшается с увеличением порядка многофотонности процесса генерации свободных носителей [7]. В результате интерференции широкополосного суперконтинуума, излучаемого световой пулей, движущейся в среде при аномальной дисперсии групповой скорости, образуется изолированное антистоксово крыло. С увеличением длины волны воздействующего излучения  $\lambda_0$  спектральный максимум антистоксова крыла  $\lambda_{SC}$  смещается в коротковолновую область, и ширина его спектральной полосы сокращается до нескольких десятков нанометров [8]. Длина волны  $\lambda_0$  спектрального максимума изолированного крыла подчиняется дисперсионному уравнению [9], которое обобщает все известные экспериментальные данные, полученные в плавленом кварце и фторидах, и позволяет прогнозировать результаты экспериментов в других средах (Рис.2).



**Рис. 2.** Сдвиг  $\Delta\lambda = \lambda_{SC} - \lambda_0$  максимума изолированной антистоксовой полосы в спектре световой пули в зависимости от центральной длины волны  $\lambda_0$  в различных материалах. Точки – опубликованные экспериментальные данные, кривые – полученное дисперсионное уравнение.

Формирование световых пуль и их спектра при филаментации излучения среднего ИК-диапазона в конденсированных средах и воздухе подчиняется единым закономерностям.

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

## Литература

1. Silberberg Y. // Opt. Lett. 1990. V. 22. P.1282
2. Чекалин С.В. и др. // Успехи физических наук. 2019. Т.189. №3. С. 299.
3. Залозная Е.Д. и др. // Квантовая электроника. 2018. Т.48, № 4, С. 366.
4. Chekalin S. et all. // Journal of Physics B. 2015. V.48. №2. P.094008.
5. Чекалин С.В. и др.// Квантовая электроника. 2018. Т.48. №4. С.372.
6. Кузнецов А.В. и др. // Квантовая электроника. 2016. Т.46. №4. С.379.

7. Кандидов В.П., Компанец В.О., Чекалин С.В. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т.108. № 5. С.307.
8. Dormidonov A. E. et al. // Optics Express. 2015. V.23, P.29202.
9. Дормидонов А.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т.104. №3. С.173.

## **THE TRENDS OF THE LIGHT BULLET AND ITS SPECTRUM FORMATION IN TRANSPARENT DIELECTRICS**

**A.E. Dormidonov<sup>1</sup>, E.D. Zaloznaya<sup>1,2</sup>, S.V. Chekalin<sup>1</sup>, V.O. Kompanets<sup>1</sup>, V.P. Kandidov<sup>1,2</sup>**

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

*<sup>2</sup>Faculty of Physics, Moscow State University  
119991, Russia, Moscow,*

State of the art investigation of extremely compressed wave packets and broadband supercontinuum formation under femtosecond laser pulse filamentation in transparent dielectrics at anomalous group velocity dispersion are presented. The conditions for spatial-temporal compression of the wave packets are determined. The trends of anti-Stokes wing formation in supercontinuum spectra are revealed which summarized the known results of spectroscopic investigations.

**Key words:** light bullet, supercontinuum, anti-Stokes wing, femtosecond filamentation, phase self-modulation, shortwavelength cutoff.

# НАРУШЕНИЕ ПРИНЦИПА СООТВЕТСТВИЯ "ОБЪЁМ - ПОВЕРХНОСТЬ" В ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ ФОТОНИКЕ

В.В. Климов

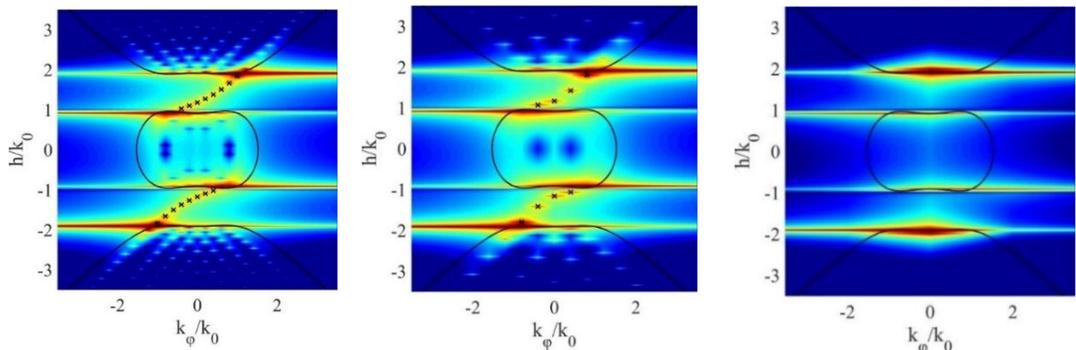
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
119991, Москва, Ленинский проспект, д.53  
e-mail: klimov256@gmail.com

На основе точного решения векторных уравнений Максвелла найдены пределы применимости принципа соответствия объем-поверхность в топологической фотонике.

**Ключевые слова:** топологическая фотоника, волноводы, би-анизотропные гиперболические среды, числа Черна.

Разработка оптических межпроцессорных и внутрипроцессорных интерконнекторов является чрезвычайно важной задачей для снижения энергозатрат при массивных вычислениях. В настоящее время широко распространена точка зрения, что оптические нановолноводы с топологически защищёнными поверхностными состояниями могут помочь достичь этой цели. Это довольно трудная с физической точки зрения задача и большинство исследователей рассматривают геометрии волноводов, которые далеки от практики. В моем докладе будут представлены результаты исследования оптических свойства трехмерного волновода из би-анизотропного гиперболического метаматериала, который имеет нетривиальную топологическую структуру обратного пространства [1].

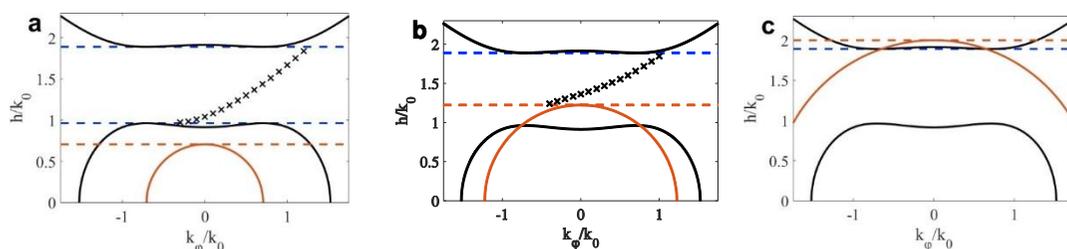
Мы впервые нашли точное аналитическое решение для собственных мод данной системы, что позволило нам детально исследовать топологически защищенные поверхностные состояния (ТЗПС). В частности, мы обнаружили, что ТЗПС на волноводе пропадают, если волновод имеет радиус меньший, чем некоторый критический радиус, из-за размерного квантования азимутального волнового числа (см. Рис.1).



**Рис. 1.** Положение ТЗПС для би-анизотропных волноводов различных радиусов (черные крестики) вместе с изочастотными кривыми сплошной би-анизотропной среды (сплошные черные линии). (a)  $koR=5$ , (b)  $koR=2.5$ , (c)  $koR=0.5$ . Обратите внимание, что при  $koR \leq 0.5$  ТЗПС полностью отсутствуют

В случае если  $\varepsilon_d < (\sqrt{\varepsilon_\rho \mu} - |\chi|)^2$ , дуга ТЗПС соединяет области объемного би-анизотропного материала с различными числами Черна. (Рис. 2а,  $\varepsilon_d = 0.5$ ). Эта ситуация полностью аналогична случая топологических изоляторов в электронике. В случае  $\varepsilon_d > (\sqrt{\varepsilon_\rho \mu} - |\chi|)^2$ , дуга ТЗПС начинается от изочастотной поверхности тривиального окружающего пространства, а заканчивается на изочастотной поверхности объемного би-анизотропного материала с индексом Черна (Рис. 2б,  $\varepsilon_d = 1.5$ ). ТЗПС на волноводе полностью пропадают, если диэлектрическая проницаемость окружающего волновод пространства

превышает некоторое критическое значение  $\varepsilon_d > (\sqrt{\varepsilon_\rho \mu} + |\chi|)^2$ , (см. Рис.2с).



**Рис. 2.** Положение ТЗПС (крестики) для би-анизотропного волновода с для различных значения окружающего пространства. (а)  $\varepsilon_d = 0.5$ , (б)  $\varepsilon_d = 1.5$ , (с)  $\varepsilon_d = 4$ . Красный полукруг – изочастотная поверхность окружения. Черные линии - изочастотные кривые сплошной би-анизотропной среды.

Интересно, что при некоторых геометриях ТЗПС имеют отрицательное преломление. Мы нашли фазовую диаграмму для области существования ТЗПС, что открывает пути для разработки топологических волноводов для оптических интерконнекторов и других устройств. В целом наши результаты поднимают общий вопрос о пределах применимости топологической фотоники и принципа соответствия объем-поверхность в топологической фотонике.

### Литература

1. Klimov V.V. et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98, P. 075433.

## BREAKING OF BULK-SURFACE CORRESPONDENCE IN TOPOLOGICAL PHOTONICS

V.V. Klimov

*P.N. Lebedev Physical Institute  
Leninsky Prospekt. 53, 119991, Moscow, Russia*

On the base of exact solution of vector Maxwell equations, the limits of applicability of bulk- surface correspondence principle in topological photonics are found.

**Key words:** topological photonics, waveguides, bi-anisotropic hyperbolic media, Chern numbers.

# 2S-4P SPECTROSCOPY IN HYDROGEN ATOM: THE NEW VALUE FOR THE RYDBERG CONSTANT AND THE PROTON CHARGE RADIUS

N. Kolachevsky

*P.N. Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia  
Max-Planck Institute for Quantum Optics, Munich, Germany*

**Key words:** atomic hydrogen spectroscopy, the Rydberg constant, proton size puzzle.

Since 2010 the “proton radius puzzle” has been baffling physicists: the core of this matter is the dissatisfying discrepancy of four standard deviations between the proton root mean square charge radii ( $r_p$ ) determined from regular hydrogen (H), the simplest natural atomic system, and its exotic brother, the muonic hydrogen atom ( $\mu p$ ) [1]. The 2S-4P transition frequency has been accurately measured in regular hydrogen, utilizing a cryogenic beam of H atoms available at MPQ and directly demonstrate that quantum interference of neighboring atomic resonances can lead to apparent line shifts much larger than the proton radius discrepancy. We motivate an asymmetric fit function that eliminates these shifts to leading order and obtain  $r_p = 0.8293(91)$  fm and the Rydberg constant  $R_\infty = 10\,973\,731.568\,037(91)$  m<sup>-1</sup>. The accuracy of our measurement matches the one from the aggregate of the previous H world data. Our value is 3.8 combined standard deviations smaller than the latter result, but in good agreement with the value from  $\mu p$  [2]. Still, the “proton radius puzzle” seems to be not resolved, because more recent spectroscopy data still gives not fully consistent results.

## References

1. Pohl R. et al. Nature. 466, 213 (2010)
2. Beyer A. et al. Science 358, 79 (2017)

## **КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ**

**С.П. Кулик**

*Центр квантовых технологий, физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские горы д.1, стр. 35*

В докладе рассмотрены современное состояние и перспективы одной из сквозных технологий - квантовых технологий. Основное внимание уделяется основным субтехнологиям (квантовым вычислениям, коммуникациям и сенсорам), развиваемых в мире и, особенно в РФ, которые потенциально приведут или уже привели к созданию в ближайшем будущем квантовых симуляторов и защищенных систем связи.

В области квантовых симуляторов, 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.

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

# ГОМОДИННЫЙ ФОТОПРИЕМ: ОТ КВАНТОВОЙ ТОМОГРАФИИ ДО ПРИМЕНЕНИЙ

А.В. Масалов

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Ленинский просп. 53  
Российский квантовый центр, Москва, Сколково*

Гомодинный фотоприем, разработанный для регистрации поля световых волн, стал сегодня эффективным средством изучения квантового состояния света. С помощью гомодинного фотоприема реализована процедура восстановления квантового портрета излучения в виде квазивероятностного распределения (= квантовая томография) и в виде матрицы плотности. В докладе представлены сведения о достоинствах и ограничениях гомодинного фотоприема. Основным достоинством является однофотонная чувствительность гомодинного фотодетектора, а ограничения связаны с частотной полосой и динамическим диапазоном используемых фотодиодов.

Высокая чувствительность гомодинного (равно как гетеродинного) фотоприема обеспечивает успех ряда приложений:

- генерация случайных чисел;
- распределение квантовых ключей;
- связь в открытом пространстве;
- удаленная регистрация смещений (когерентный LIDAR) и др.

Процесс генерации случайных чисел с помощью гомодинного фотоприема основан на статистической неопределенности деления фотонного потока светоделителем, который является неотъемлемой частью гомодинного фотодетектора [1]. При этом нет необходимости в использовании самого медленного узла традиционных генераторов случайных чисел – лавинных фотодиодов.

Схемы распределения квантовых ключей могут быть реализованы не только с использованием дискретных переменных фотонного потока, но и с использованием непрерывных переменных – амплитуды и фазы поля [2]. В таких схемах гомодинный фотодетектор оказывается необходимым элементом, обеспечивая сниженную чувствительность к потерям в канале связи.

Надежность оптической связи через открытое пространство зависит от потерь на пути распространения света. Гомодинный фотодетектор способен повысить надежность связи благодаря однофотонной чувствительности.

Когерентные ЛИДАР-системы, в которых гетеродинный фотодетектор играет ключевую роль, получили широкое распространение для удаленного детектирования малых смещений и вибраций. Благодаря высокой чувствительности к свету обратного рассеяния реализованы ЛИДАР-приборы, регистрирующие колебания объектов в диапазоне частот от единиц Гц до сотен кГц [3].

Возможности современных фотодиодов и электронных компонент позволяют конструировать гомодинные фотодетекторы для самых различных научных и технических применений [4].

## Литература

1. C.Gabriel *et al.* Nature Photonics, 4, № 10, 711 (2010).
2. F.Grosshans *et al.* P. Phys. Rev. Lett., 88, 057902 (2002).
3. P.Lutzmann *et al.* Proc. SPIE 8186, Electro-Optical Remote Sensing, Photonic Technologies, and Applications V, 818602 (5 October 2011).
4. A.V.Masalov, A.Kuzhamuratov, and A.I.Lvovsky. Review of Scientific Instruments, 88, 113109 (2017);

**HOMODINE PHOTO-DETECTION:  
FROM QUANTUM TOMOGRAPHY TO APPLICATIONS**

**A.V. Masalov**

*P.N. Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Leninsky Prospect 53  
Russian Quantum Center, Moscow, Skolkovo*

# PHOTON ECHO QUANTUM MEMORY IN OPTICAL AND MICROWAVE CAVITIES, THEORY AND RECENT EXPERIMENTS

S.A. Moiseev<sup>1,2\*</sup>, K.I. Gerasimov<sup>1</sup>, M.M. Minnegaliev<sup>1</sup>, E.S. Moiseev<sup>3</sup>, N.S. Perminov<sup>1,2</sup>,  
M. Sabooni<sup>4,5</sup>, A. Tashchilina<sup>3</sup>, R.V. Urmancheev<sup>1</sup>, A.M. Zheltikov<sup>1,6,7,8</sup>

<sup>1</sup>*Kazan Quantum Center, Kazan National Research Technical University named after  
A.N. Tupolev, Kazan, Russia*

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

<sup>3</sup>*Institute for Quantum Science and Technology, University of Calgary,  
Calgary AB T2N 1N4, Canada*

<sup>4</sup>*Institute for Quantum Computing, Department of Physics and Astronomy,  
University of Waterloo, Waterloo, Ontario, N2L 3G1, Canada*

<sup>5</sup>*Department of Physics, University of Tehran, 14399-55961, Tehran, Iran*

<sup>6</sup>*M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

<sup>7</sup>*Texas A&M University, College Station, Texas, USA*

<sup>8</sup>*Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow Region 143025, Russia*

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

Quantum memory schemes based on the photon echo in optical and microwave resonators are studied. Herein, we report experimental results on addressable storage of a series of weak light pulses in  $Y_3Al_5O_{12} :Tm^{3+}$  by using a linear Stark effect observed first in this crystal. We also demonstrate the quantum storage of signal pulses on a single-photon level in this scheme. We discuss the possible using high-Q optical resonator for broadband storage in the “white” cavity scheme providing considerable suppression of spectral effects in the interaction of signal photon with atoms. Finally, we analyze promising properties of a system of high-Q resonators as a superefficient quantum memory-interface for broadband quantum storage of microwave fields.

**Key words:** Optical and microwave quantum memory, interface, photon echo, high-Q cavities,  $Y_3Al_5O_{12} :Tm^{3+}$  crystal, rare earth ions, impedance matching, “white” cavity.

The creation of a highly efficient multi-qubit quantum memory (QM) is an urgent problem of practical quantum informatics, the need to solve which is stimulated by the importance of creating long-distance quantum communications [1,2] and a universal quantum computer [3,4]. In addition, other interesting applications of QM have recently been proposed, including setting up experiments to test the limits of quantum mechanics [5, 6].

Recently, it was shown that the use of resonators opens up promising possibilities for creating a multi-qubit QM containing a smaller amount of working substance when matching the reflection coefficient of the input mirror with the light loss inside the resonator [7,8,9]. The creation of such a memory requires the search for optimal schemes for the interaction of input signal photons with carriers of quantum information (atoms and electron spins) in the resonators used. In this work, we discuss the QM schemes in optical and microwave resonators using time-reversible photon echo effects. We experimentally implemented such a scheme in a  $Y_3Al_5O_{12} :Tm^{3+}$  crystal, using two additional control laser pulses to rephasing the optical coherence excited by the signal light pulse at the optical transition  $^3H_6(0) \rightarrow ^3H_4(0)$  of thulium ions in the so-called ROSE protocol of QM [10, 11]. Using resonator parameters that are optimal for the coefficient of resonant absorption of signal radiation with the transverse propagation geometry of the control laser light pulses and the presence of spectral optical filters allowed us to significantly improve the implementation of the ROSE protocol for single-photon signal fields, reducing the value of the input signal pulse to 8 photons when observing an echo signal containing  $\sim 1$  photon, which was comparable with the noise level [12]. The appearance of optical noise was caused by spurious luminescence, which arises due to incomplete control by the laser pulses of the optical coherence of thulium ions. In this QM scheme, we also first implemented the addressable recording and reading of three weak input signals using the linear Stark

effect, which was first observed by us in this crystal under the action of a uniform external electric pulse [12]. Addressing efficiency exceeded 95% and can be increased with further improvement of the implemented memory scheme.

Great advantages of using an optical resonators in QM can be expected with an increase in its Q factor, which, however, will be accompanied by a narrowing of the working spectral range. To noticeably attenuate this effect, we propose using a QM scheme in the so-called “white” resonator [13], in which the working spectral range can be increased by at least an order of magnitude due to the optimal choice of the dispersion interaction of the signal photons with atoms in such a resonator and minimizing the level of arising optical quantum noise in the process of an echo signal emission.

Additional opportunities in the implementation of the resonator based QM arise when using a system of high-Q resonators. In this case, the high-Q resonators can act as a broadband interface. The efficiency of the interface can reach extremely high values close to 100% when using existing microwave superconducting resonators, as follows from the analysis of our experimental and theoretical results [14, 15]. We also consider the application of a multi-resonator approach to the implementation of a long-term QM by additionally placing an atomic ensemble (electron-nuclear spin ensembles) in a system of such high-Q resonators [16].

The obtained results indicate the promise of resonant based QM for use in quantum communications and quantum computing, which, however, requires further research.

This work was supported partially by the by Government of Russian Federation (project no. 14.Z50.31.0040, Feb. 17, 2017) and by Russian Foundation for Basic Research according to the research project no. 17-52-560009.

## References

1. H.J. Kimble, *Nature* 453, 1023 (2008).
2. C. Simon, *Nature Photonics* 11, 678-680 (2017)
3. C.A. P´erez-Delgado and P. Kok, *Phys. Rev. A* 83, 012303 (2011)
4. B. Julsgaard, Y. Kubo, et al. *Phys. Rev. A* 92, 020301 (2015)
5. P. Sekatski, N. Gisin and N. Sangouard, *Phys. Rev. Lett.* 113 090403 (2014)
6. Z.-Q. Zhou et.al., *Phys.Rev.Let.* 115, 113002 (2015).
7. M. Afzelius and C. Simon, *Phys. Rev. A* 82, 022310 (2010).
8. S. A. Moiseev, S. N. Andrianov, and F. F. Gubaidullin, *Phys. Rev. A* 82, 022311 (2010).
9. M. Sabooni, Li Q., S. Kroll and L. Rippe *Phys. Rev. Lett.* 110 133604 (2013).
10. M. Bonarota, J. Dajczgewand, A. Louchet-Chauvet, J.-L. Le Gou´et, and T. Chaneli`ere,
11. *Laser Physics* 24, 094003 (2014)
12. K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, S. A. Moiseev, R.V. Urmancheev, T. Chaneli`ere, and A. Louchet-Chauvet, *Optics and Spectroscopy* 123, 211 (2017).
13. E.S. Moiseev, K. I. Gerasimov, M. Sabooni, A. Tashchilina, S. A. Moiseev, *Proc. SPIE* 11022, Intern. Conf. on Micro- and Nano-Electronics 2018, 1102228 (15 March 2019).
14. M.M. Minnegaliev, K.I. Gerasimov, R.V. Urmancheev, A.M. Zheltikov, and S.A. Moiseev *Phys. Rev. B* (submitted 15 August 2019).
15. S.A. Moiseev, K.I. Gerasimov, R.R. Latypov, N.S. Perminov, K.V. Petrovnin, and O.N. Sherstyukov. *Scientific Reports*, 8, 3982 (2018).
16. N.S. Perminov, S.A. Moiseev. *Scientific Reports*, 9, 1568 (2019).
17. N.S. Perminov, D.Yu. Tarankova, and S.A. Moiseev. **15**, 125203 (2018).

# О ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПОДХОДАХ К ОПИСАНИЮ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В СВЕТОВОДАХ

С.В. Сазонов

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123128, Москва, пл. Академика Курчатова, 1  
e-mail: sazonov.sergey@gmail.com*

Рассмотрены методы аналитического исследования динамики солитонов в градиентных волноводах, основанные на усредненном вариационном принципе. Возможны два способа усреднения – по поперечным и продольным координатам. Показано, что в первом случае распространение солитона подчиняется нелинейному уравнению Шредингера для временного солитона. Во втором случае солитонные параметры подчиняются обобщенному уравнению Гросса – Питаевского для квантовой бозе-жидкости во внешнем поле. Проанализированы режимы распространения пространственно-временных солитонов в градиентных световодах.

**Ключевые слова:** оптический солитон, световая пуля, керровская нелинейность, дисперсия, градиентный световод.

Световые пули (пространственно-временные солитоны) представляют собой локализованные во всех направлениях и распространяющиеся с постоянной скоростью устойчивые сгустки световой энергии [1]. Для формирования световых пуль необходима взаимная компенсация таких эффектов, как фокусирующая нелинейность, дисперсия и дифракция. При этом хорошо известно, что фокусирующая керровская (кубическая) нелинейность в купе с дифракцией и аномальной дисперсии групповой скорости неспособна в однородной объемной среде сформировать устойчивую световую пулю [1]. В некоторых случаях к устойчивому равновесию может привести линейная рефракция, создаваемая градиентным волноводом с неоднородным распределением в его поперечном сечении линейного показателя преломления. Возникает вопрос о том, как аналитически учесть влияние градиентного волновода. Световые пули могут использоваться в системах волоконно-оптической связи. Поэтому аналитические исследования распространения световых пуль в градиентных волноводах весьма актуальны.

Целью работы является теоретический анализ формирования и распространения световых пуль в градиентных волноводах на основе метода усредненного лагранжиана [2, 3]. В качестве основного примера рассматривается солитон нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) при учете координатной зависимости показателя преломления.

Рассматриваются два подхода, допускающие усреднение по поперечным и продольным координатам соответственно.

В первом случае огибающая электрического поля светового импульса представляется в виде произведения двух функций. Первая зависит от времени и продольной координаты. Вторая – от поперечных координат. Такое факторизованное представление приводит к одномерному НУШ. Хорошо известно, что это уравнение является интегрируемым и обладает решениями в виде временных солитонов [4]. Таким образом, факторизованное представление с последующим поперечным усреднением быстро приводит к приближенному решению в виде световой пули. Однако при таком подходе есть априорное предположение, что поперечный профиль импульса не меняется по мере его распространения в волноводе. Это возможно лишь при условии, что световая пуля устойчива. Ответа на вопрос, какие условия необходимы для устойчивости, такой подход не дает. А между тем данный вопрос очень важен, ибо если нет устойчивости, то факторизованное представление несправедливо.

Второй подход связан с вариационной процедурой, восходящей к работам [2, 3, 5 – 7]. Основной смысл состоит в том, что параметры одномерного (временного) солитона считаются неизвестными функциями координат. В результате усреднения соответствующего НУШ лагранжиана по времени находят уравнения для солитонных параметров. Полученная система совпадает с нелинейными уравнениями двумерного течения квантовой бозе-жидкости.

Показатель преломления, зависящий от поперечных координат, играет роль плотности потенциальной энергии некоего внешнего поля, в которое помещена воображаемая жидкость. Данная квантовая гидродинамическая система с помощью преобразования Маделунга [8] сводится к обобщенному уравнению Гросса – Питаевского. Анализ приближенных решений данной системы уравнений позволяет делать выводы об устойчивом или неустойчивом распространении солитонов. При этом в каждом конкретном случае могут быть получены условия на параметры солитона, при которых возможно его устойчивое распространение. В рассмотренном примере НУШ формирование пространственно-временных солитонов возможно в двух случаях: 1) при дефокусирующей керровской нелинейности и фокусирующем световоде; 2) при фокусирующей керровской нелинейности и фокусирующем световоде. Последний случай особенно важен, так как именно он чаще всего реализуется в приложениях. При этом мощность солитона должна быть меньше определенного критического значения, а характерный поперечный размер волновода не должен превышать длину самофокусировки.

Рассмотрены решения в виде различных типов пространственно-временных солитонов. Особо выделим «танцующую» световую пулю. Траектория распространения такой пули представляет собой пространственную фигуру Лиссажу. Ее частным случаем является фундаментальный пространственно-временной солитон, распространяющийся вдоль оси световода. Проанализирована солитонная версия эффекта самоизображения [9], состоящая в периодическом восстановлении формы импульса в многомодовом оптоволокне.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19 – 02 – 00234а).

### Литература

1. Leblond H. and Mihalache D. // *Physics Reports*. 2013. V.523. P.61.
2. Жданов С.К., Трубников Б.А. // *ЖЭТФ*. 1987. Т. 92. № 5. С. 1612.
3. Kivshar Yu. S. and Pelinovsky D.E. // *Phys. Rep.* 2000. V. 331. P. 117.
4. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика*. М.: Мир, 1996. 328 с.
5. Сазонов С.В. // *ЖЭТФ*. 2006. Т. 130. № 1 (7). С. 145.
6. Sazonov S.V. // *Journal of the Physical Society of Japan*. 2016. V. 85. 124404.
7. Sazonov S.V., Mamaikin M.S., Komissarova M.V., and Zakharova I.G. // *Phys. Rev. E*. 2017. V. 96. 022208.
8. Rogers C. and Malomed B. // *J. Math. Phys.* 2018. V. 59. 051506.
9. Agrawal G.P. // *Optical Fiber Technology*. 2019. V. 50. P. 309.

## ON THEORETICAL APPROACHES TO THE DESCRIPTION OF THE PROPAGATION OF OPTICAL SOLITONS IN FIBERS

S.V. Sazonov

*National Research Centre “Kurchatov Institute”  
123182, Russia, Moscow, Acad. Kurchatova Squre, 1  
e-mail: sazonov.sergey@gmail.com*

Methods of an analytical study of the dynamics of solitons in graded-index fibers based on the averaged variational principle are considered. Two methods of averaging are possible: over the transverse and longitudinal coordinates. It is shown that in the first case the propagation of a soliton obeys the nonlinear Schrödinger equation for a temporal soliton. In the second case, the soliton parameters obey the generalized Gross – Pitaevskii equation for a quantum Bose-liquid in an external field. Various modes of propagation of the spatiotemporal solitons in graded-index fibers are analyzed.

**Key words:** optical soliton, light bullet, Kerr nonlinearity, dispersion, graded-index fiber.

# КВАДРАТУРНОЕ ПЕРЕПУТЫВАНИЕ МНОГОФОТОННЫХ ДВУХМОДОВЫХ СОСТОЯНИЙ

**М.В. Федоров**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Москва, ул. Вавилова 38, 119991  
e-mail: fedorovmv@gmail.com*

Предложено использование разложения Шмидта для характеристики степени квадратурного перепутывания многофотонных двухмодовых квантовых состояний и продемонстрирована плодотворность такого подхода.

**Ключевые слова:** многофотонные состояния, двухмодовые состояния, квадратурные переменные, степень перепутывания, разложение Шмидта

Дано теоретическое описание степени перепутывания многофотонных двухмодовых состояний в терминах параметров разложения Шмидта для квадратурных волновых функций. Рассмотрен ряд примеров включая состояние типа двухмодового сжатого вакуума. Обсуждается соотношение между квадратурным и поляризационным перепутыванием.

## QUADRATURE ENTANGLEMENT OF MULTIPHOTON TWO-MODE STATES

**M.V. Fedorov**

*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences  
38 Vavilov st., Moscow, 119991  
e-mail: fedorovmv@gmail.com*

We propose the use of the Schmidt decomposition for characterizing the degree of quadrature entanglement of multiphoton two-mode quantum states and demonstrate the efficiency of this approach.

**Key words:** multiphoton states, two-mode states, quadrature variables, degree of entanglement, Schmidt decomposition.

# ФАНТОМНЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ С КВАНТОВЫМ И КЛАССИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А.С. Чиркин

*МГУ им. М.В. Ломоносова*  
*119991, Москва, Ленинские горы*  
e-mail: aschirkin@physics.msu.ru

Обсуждается фантомный принцип получения информации об объекте. Указанным способом рассматривается запись пространственного изображения, временной динамики и поляризационных свойств объекта. Отмечаются направления исследований для улучшения качества фантомных изображений.

**Ключевые слова:** фантомный метод, изображение объекта, временная информация, поляриметрия, неклассическое излучение, тепловое излучение.

Фантомный принцип записи пространственной, временной или поляризационной информации об объекте основан на корреляционной функции интенсивности излучения. Он позволяет, например, в случае пространственного изображения получить изображение объекта без прямого наблюдения его пространственной структуры.

Информация об объекте извлекается из пространственных корреляций интенсивности между пучками, один из которых взаимодействует с объектом (в объектном канале), а другой в восстанавливающем канале не взаимодействует. При этом в объектном канале детектирование не обладает пространственным разрешением и дает информацию только о полной интенсивности прошедшего излучения. Восстанавливающий пучок регистрируется ПЗС-матрицей, допуская измерение пространственной корреляционной интенсивности между двумя каналами, из которой извлекается информация о свойствах объекта.

Предложенный в 1990-х годах в квантовой оптике принцип фантомных изображений использовал запутанные квантовые состояния светового излучения [1], однако в настоящее время применяется в основном некогерентное классическое излучение. Рассматриваемый принцип получил обобщение на диапазоны от терагерцового до рентгеновского излучения (см., например, обзор [2]).

В докладе будет изложен принцип фантомных изображений и рассмотрено современное состояние исследований в фантомной оптике. При этом наряду с детальным анализом пространственных фантомных изображений, будет обсуждаться принцип записи динамической информации об объекте [3] (“временное” изображение), а также получение информации о поляризационных свойствах объекта [4] (фантомная поляриметрия). Определенное внимание будет уделено также методам повышения качества восстанавливаемого оптического изображения при мультиплицировании фантомных изображений [5] с помощью запутанных многочастотных квантовых световых пучков [6]. Некоторые направления исследований в фантомной оптике, изложенные в докладе, поддержаны грантами РФФИ №18-01-00598 и №18-02-00849.

## Литература

1. Клышко Д.Н. // ЖЭТФ, 1988. Т.94, С. 82. Белинский А.В., Клышко Д.Н. // ЖЭТФ, 1994. Т.105, С. 487.
2. Hoenders B.J. // Adv. In Imaging and Electron Physics. 2018. 1- 39 pp.

3. Ryczkowski P., Barbier M., Friberg A.T. et al. // Nat. Photon. 2016. V. 10. P. 167.
4. Chirkin A.S., Gostev P.P., Agapov D.P., Magnitskiy S.A. // Laser. Phys. Lett. 2018. V. 15. P. 115404.
5. Balakin D.A., Belinskiy A.V., Chirkin A.S. // Quantum Inf. Process. 2019. V.18. P.80.
6. Чиркин А.С. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. №6. С. 444.

## **GHOST IMAGES AND POLARIMETRY WITH QUANTUM AND CLASSICAL LIGHT**

**A.S. Chirkin**

*Lomonosov Moscow State University,  
119991, Moscow, Leninskie gory  
e-mail: aschirkin@physics.msu.ru*

The ghost principle of obtaining information about an object is discussed. In this way, recording of a spatial image, temporal dynamics, and polarization properties of an object is considered. Research directions for improving the quality of ghost imaging are noted.

**Key words:** ghost technique, object imaging, temporal information, polarimetry, non-classical radiation, thermal radiation.

---

## ПРИГЛАШЕННЫЕ ДОКЛАДЫ

---

### КВАНТОВАЯ МЕТРОЛОГИЯ: КАК И ЧТО ИЗМЕРЯТЬ ЗА ПРЕДЕЛОМ ГЕЙЗЕНБЕРГА

А.П. Алоджанц\*, Д.В. Царёв, Нго Тхе Винь

*Университет ИТМО*  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, 49  
\*e-mail: alexander\_ap@list.ru

В работе изучено формирование максимально запутанных состояний материально-волновых солитонов в слабосвязанных Бозе-конденсатах, помещенных в  $W$ -потенциал. На основе интерферометра Маха-Цендера предложена схема возможного эксперимента по прецизионной интерферометрии с использованием данных состояний. Показано достижение точности измерения за пределом Гейзенберга при измерении набега фаз в плечах интерферометра, а также расстояния между центрами масс солитонов.

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

В настоящее время пристальное внимание уделяется квантовой метрологии и квантовой сенсорике – молодым разделам современной квантовой физики, предлагающим новые подходы к измерению и оценке физических параметров с предельной точностью, доступной в рамках современных квантовых технологий. [1-2] Основным инструментом квантовой метрологии остаются интерферометры различных конфигураций, причем точность измерений во многом зависит от квантового состояния, подаваемого на вход. Так, для традиционной интерферометрии характерно использование когерентного лазерного излучения, подаваемого на один из входов интерферометра, в то время как состояние на другом входе является вакуумным. Точность интерферометрии в таком случае ограничена стандартным квантовым пределом (СКП), определяемым как

$$\sigma \geq \frac{1}{\sqrt{N}}, \quad (1)$$

где  $N$  – среднее число частиц, участвующих в измерении.

Было экспериментально показано, что преодоление СКП возможно на любых двумодовых системах, таких как интерферометры, гироскопы и устройства литографии, если в качестве входных состояний применять неклассические сжатые или коррелированные состояния [3-5]. В таком случае точность линейного измерения фазы ограничена пределом Гейзенберга, определяемым как

$$\sigma \geq \frac{1}{N}. \quad (2)$$

В то же время было теоретически доказано, предел Гейзенберга достигается для любых двумодовых интерферометров, использующих максимально запутанные состояния, в качестве входных [5-7]. Такие состояния известны как  $N00N$ -состояния:

$$|N00N\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|N0\rangle + e^{i\theta}|0N\rangle). \quad (3)$$

Генерация многочастичных  $N00N$ -состояний остается нетривиальной, и пока не решенной задачей. В нашей недавней работе [8] был предложен подход к формированию  $N00N$ -состояний материально-волновых солитонов, формируемых в двух слабо-связанных конденсатах Бозе-Эйнштейна (БЭК), помещенных в  $W$ -потенциал.

В случае, когда асимметрия сигарообразных ловушек, составляющих  $W$ -потенциал, достаточно велика, солитоны БЭК обладают пространственной степенью свободы. Это обстоятельство открывает дополнительные возможности для интерферометрии, например, измерение расстояния между центрами масс солитонов [9].

С помощью вариационного метода квантовой теории поля были получены четыре уравнения динамики вариационных переменных, минимально необходимых для описания системы:  $\theta = \theta_2 - \theta_1$ ,  $z = (N_2 - N_1)/N$  – разностей фаз и населенностей солитонов;  $\delta = X_2 - X_1$  – расстояния между центрами масс солитонов и  $P = P_2 - P_1$  – импульса их относительного движения. С выводом уравнений можно ознакомиться в работах [8,9]. Здесь же приведем лишь сами уравнения:

$$\dot{\theta} = \Lambda z - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} [(1 - z^2)I]; \quad (4a)$$

$$\dot{z} = \frac{1}{2} (1 - z^2) \frac{\partial I}{\partial \theta}; \quad (4б)$$

$$\dot{\delta} = \frac{1}{2\kappa} P + (1 - z^2) \frac{\partial I}{\partial P}; \quad (4в)$$

$$\dot{P} = -(1 - z^2) \frac{\partial I}{\partial \delta}, \quad (4г)$$

где точками обозначены производные по безразмерному времени  $\tau = 2\kappa t$ . Также в (4) вводится ключевой (материальный) параметр среды, определяющий динамику солитонов  $\Lambda = u^2 N^2 / 16\kappa$ . Наконец,  $I$  – функционал следующего вида:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos\left[\theta + \frac{Px'}{2\sqrt{\kappa\Lambda}}\right] dx'}{\cosh[x' - z\sqrt{\kappa\Lambda}\delta] + \cosh[zx' - \sqrt{\kappa\Lambda}\delta]}. \quad (5)$$

Функционал (5) в общем случае не может быть выражен через элементарные функции, однако он имеет решение в интересующем нас пределе максимальной запутанности, когда  $z^2 \approx 1$ :

$$I = A \cos[\theta], \quad (6)$$

где  $A = \frac{\pi}{2} \operatorname{sech}\left[\frac{\pi}{4} \frac{P}{\sqrt{\kappa\Lambda}}\right] \cos\left[\frac{P\delta_0}{2}\right]$ ;  $\delta_0 = \delta(0)$  – расстояние между «центрами масс» солитонов в начальный момент времени.

В исследуемом пределе (6) система уравнений (4) существенно упрощается. Правые части уравнений (4б) и (4г) обращаются в нуль, а уравнение (4а) в данном пределе имеет стационарное решение ( $\dot{\theta} = 0$ ):

$$\theta_0 = \arccos\left[-\frac{\Lambda}{A}\right]. \quad (7)$$

Примечательно, что в пределе неподвижных солитонов  $P = 0$  решение (7) сводится к  $\theta = \arccos[-2\Lambda/\pi]$ , использованному в [8] для формирования  $N00N$ -состояния. Дело в том, что разность населенностей в исследуемом пределе определена с точностью до знака. В этом случае квантовая физика предписывает нам рассматривать одновременное существование в среде двух решений с  $z = -1$  и с  $z = +1$ , т.е. суперпозицию состояния, при котором все  $N$  частиц находятся в первой ловушке, и состояния, при котором все частицы есть в правой ловушке. Это и есть  $N00N$ -состояние

$$|N00N\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+\rangle + e^{-iN\theta_0} |-\rangle), \quad (8a)$$

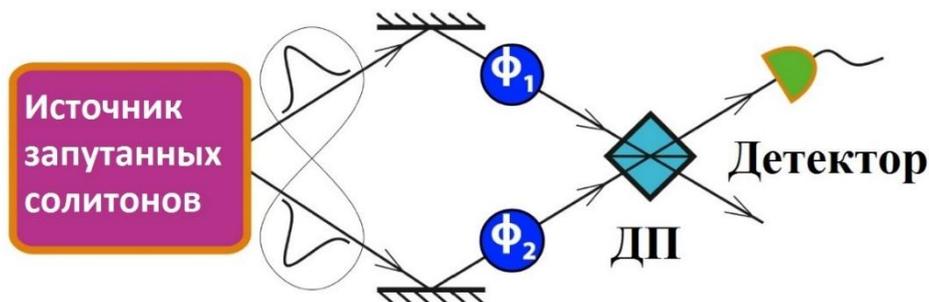
где

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} (\Psi_{1,2}(x) a_{2,1}^{\pm}(x) e^{\pm iPx/2}) dx \right]^N |0\rangle; \quad (8б)$$

$$\Psi_j = \frac{\sqrt{Nu}}{4} \operatorname{sech}\left[\frac{Nu}{4} x\right]. \quad (8в)$$

Помимо конфигурации интерферометра и состояния, подаваемого на вход, большое влияние на точность и даже принципиальную возможность измерения оказывает способ детектирования. Традиционно в экспериментах такого рода вычисляются параметры Стокса, которые, однако, как показал расчет, в нашем случае не зависят от набега фазы, а значит, не позволяют ее вычислить.

Мы предлагаем схему эксперимента, изображенную ниже на рисунке. Основу схемы составляет интерферометр Маха-Цендера, в котором вход вместе с первым делителем пучков заменен на W-потенциал, генерирующий N00N-состояния.



**Рис.1.** Схематическое изображение интерферометра Маха-Цендера для прецизионного измерения разности фаз  $\phi = \phi_2 - \phi_1$ . Здесь ДП – «делитель» пучков,  $\phi_j$  – набег фазы в  $j$ -м плече.

Схема, изображенная на рисунке, содержит детектор, работающий в режиме счета числа частиц. Это условие необходимо, поскольку вместо параметров Стокса в данной схеме измеряется четность числа частиц. Фазовый сдвиг  $\phi = \phi_2 - \phi_1$  измеряется через измерение среднего значения оператора четности  $\Pi_2 = (-1)^{a_2^\dagger a_2}$ , см. [8] и Рис.1.

Согласно теории оценок [1], чувствительность фазового параметра  $\phi$  для схемы, изображенной на рисунке 1, определяется как

$$\langle (\Delta\phi)^2 \rangle = \langle (\Delta\Pi_2)^2 \rangle / \left| \frac{\partial \langle \Pi_2 \rangle}{\partial \phi} \right|^2. \quad (9)$$

Что в данном случае дает значение погрешности измерения фазового сдвига  $\sigma_\phi = \sqrt{\langle (\Delta\phi)^2 \rangle}$  (см. [8]):

$$\sigma_\phi = \frac{1}{N}, \quad (10)$$

т.е. достигается предел Гейзенберга (2).

Поскольку разность фаз (7) мод N00N-состояния (8) зависит от многих параметров, эти параметры также могут быть принципиально измерены по предложенной схеме. Для этого в ходе измерения необходимо обеспечить отсутствие дополнительного сдвига  $\phi = 0$ . Так, например, фаза (7) зависит от расстояния между центрами масс солитонов в начальный момент времени  $\delta_0$ . С учетом (7) и (9) погрешность измерения этого расстояния составляет

$$\sigma_{\delta_0} = \frac{32\kappa}{N^3 u^2} \left| \frac{\sqrt{A^2 - \Lambda^2}}{P \tan\left[\frac{P\delta_0}{2}\right]} \right|, \quad (11)$$

т.е. точность измерения превышает предел Гейзенберга на два порядка  $N$ , см. [9].

## Литература

1. Wiseman H.M., Milburn G.J. Quantum Measurement and Control. Cambridge: Cambridge University, 2010. 459 c.
2. Wieman C.E., Pritchard D.E., Wineland D.J. Atom cooling, trapping, and quantum manipulation // *Rev. Mod.Phys.* . 1999. T. 71. №. 2. C. S253.
3. Dowling J. P. Correlated input-port, matter-wave interferometer: Quantum-noise limits to the atom-laser gyroscope // *Physical Review A.* 1998. T. 57. №. 6. C. 4736.
4. Wineland D.J., Bollinger J.J., Itano W.M. et al. Spin squeezing and reduced quantum noise in spectroscopy // *Physical Review A.* 1992. T. 46. №. 11. C. R6797.
5. Boto A.N., Kok P., Abrams D.S. et al. Quantum interferometric optical lithography: exploiting entanglement to beat the diffraction limit // *Physical Review Letters.* 2000. T. 85. №. 13. C. 2733.
6. Dowling J.P. Quantum optical metrology—the lowdown on high-N00N states // *Contemporary physics.* 2008. T. 49. №. 2. C. 125-143.
7. Pezzé L., Smerzi A. Mach-Zehnder interferometry at the Heisenberg limit with coherent and squeezed-vacuum light // *Physical review letters.* 2008. T. 100. №. 7. C. 073601.
8. Tsarev D.V., Lee R.K., Alodjants A.P. et al. Quantum metrology beyond Heisenberg limit with entangled matter wave solitons // *Optics express.* 2018. T. 26. №. 15. C. 19583-19595.
9. Tsarev D.V., Ngo The Vinh, Lee R.K., Alodjants A.P. Nonlinear quantum metrology with moving matter-wave solitons // *New Journal of Physics.* Accepted manuscript. Doi:10.1088/1367-2630/ab398e

## QUANTUM METROLOGY: HOW AND WHAT TO MEASURE BEYOND HEISENBERG LIMIT

**A.P. Alodjants\*, D.V. Tsarev, Ngo The Vinh**

*ITMO University*

*49 Kronverksky Pr., St. Petersburg, 197101*

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

In this work, we studied the formation of maximally entangled states of matter-wave solitons in weakly coupled Bose condensates trapped in a double-well potential. We propose a scheme of a possible experiment on precision interferometry with these states based on the Mach-Zehnder interferometer. We show that the Heisenberg limit is achieved in a measurement of the interferometer arms phase-shift, as well as the distance between the solitons' mass centers.

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

# ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЛЕЖАЩЕГО ИЗОМЕРНОГО УРОВНЯ ЯДРА $^{229}\text{Th}$ ИНТЕНСИВНЫМИ ДВУХЧАСТОТНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ

А.В. Андреев<sup>1</sup>, А.Б. Савельев<sup>1</sup>, С.Ю. Стремoux<sup>1,2,\*</sup>, О.А. Шутова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова,  
119899, Москва, Ленинские горы д.1 стр.2

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

\*e-mail: sustrem@gmail.com

Изучен процесс возбуждения изомерного состояния ядра  $^{229m}\text{Th}$ , атом которого взаимодействует с двухчастотным лазерным полем, образованным первой и второй гармониками Ti:Sa лазера. Показано, что эффективность возбуждения указанного изомерного состояния может быть существенно выше по сравнению с другими процессами возбуждения ядер в лазерной плазме или использования внешних источников резонансного излучения. Лежащий в основе этого явления эффект является новым процессом электронно-ядерного обмена, когда энергия из возбужденной электронной подсистемы атома резонансным образом передается ядру. В отличие от других известных явлений процесс является нестационарным и связан с тем, что частота пятой гармоники электронного тока совпадает с частотой ядерного перехода.

**Ключевые слова:** изомерное состояние, многочастотные лазерные поля, непертурбативная теория.

Изомер тория  $^{229m}\text{Th}$  с аномально низкой энергией, соответствующей УФ диапазону спектра, уже давно привлекает внимание исследователей [1]. Стандартные ядернофизические методы дают лишь косвенную информацию о свойствах этого необычного ядерного изомера [2]. Так, лишь недавно оценка энергии этого состояния была изменена с  $\sim 3.5$  до  $\sim 8$  эВ и в настоящее время наиболее достоверная оценка этой энергии составляет  $7.8 \pm 0.5$  эВ [3]. Время жизни изомерного состояния существенно зависит от химического окружения атома тория, поскольку в неионизованном атоме наиболее вероятным оказывается процесс внутренней конверсии [4]. Недавно проведенные измерения дали оценку в 7 мкс при распаде через канал внутренней конверсии и более 60 с через фотонный канал [5].

Необычные свойства данного изомера порождают целый ряд возможных применений от ядерных часов [5] до оптического гамма лазера [6] и квантового кубита [7]. Вместе с тем, для получения ядер тория в изомерном состоянии стандартно используется радиоактивный распад ядер  $^{233}\text{U}$ , что существенно сдерживает реализацию этих идей. Прямое возбуждение изомеров из основного состояния до сих пор не реализовано, что связано с отсутствием как достаточно достоверных данных об энергии возбуждения, так и спектрально ярких перестраиваемых источников УФ диапазона (энергия квантов 6-15 эВ). В качестве такого источника можно было бы использовать 5-ую гармонику излучения перестраиваемого фемтосекундного Ti:Sa лазера (точно соответствует значению 7.8 эВ при центральной длине волны фемтосекундного излучения 800 нм – центру полосы усиления Ti:Sa и может быть легко перестроена в диапазоне 6-9 эВ) или другого перестраиваемого источника мощных коротких лазерных импульсов, однако эффективность генерации пятой гармоники с помощью традиционных методов (каскадного) преобразования излучения в нелинейно оптических кристаллах невелика.

В настоящей работе мы проводим исследование процесса возбуждения  $^{229}\text{Th}$  связанного с новым эффектом обмена энергией между электронной и ядерной подсистемами атома [8]. В отличие от известных механизмов обмена энергией он является нестационарным, поскольку излучение на частоте пятой гармоники обусловлено атомным током наведенным лазерным полем в электронной оболочке атома. Мы полагаем также, что в начальный момент и ядерная и электронная подсистемы атома находятся в основном состоянии. Разработанная математическая модель учитывает следующие особенности. Во-первых, основным состоянием

валентных электронов атома тория является  $6d^2$  состояние, поэтому при возбуждении атомарного тория или его соединений, в которых торий однократно ионизован, необходимо учитывать ненулевое значение углового момента валентных электронов. Поскольку, как показано в наших предыдущих работах, эффективность радиационного возбуждения зависит от взаимной ориентации вектора поляризации возбуждающего лазерного поля и углового момента атома [9]. Во-вторых, традиционные расчеты спектра отклика атома, включая поле высоких гармоник, подразумевают расчеты поля в дальней зоне. В принципе, в мишени твердотельной плотности возбуждение ядер может быть обусловлено полем гармоник, генерируемых соседними атомами. Однако, в любом случае, гармоники, генерируемые электронами рассматриваемого атома, не описываются формулами для поля в дальней зоне. Поэтому расчет поля отклика атома производится без использования приближения дальнего поля. В-третьих, используемая нами теория является векторной, поэтому позволяет рассчитывать характеристики всех трех проекций генерируемого излучения (амплитуды и фазы), включая продольную компоненту поля [10].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 18-02-40014, 18-02-00743, 18-02-00528).

### Литература

1. Kroger L. A. Reich C. W. //Nucl. Phys. A. 1976. V. 259. P. 29–60
2. Burke D. G., Garrett P. E., Qu T. et. al. // Nucl. Phys. A. 2008. V. 809. P. 129–170
3. Beck B., Wu C., Beiersdorfer P. et al. // Proc. of 12<sup>th</sup> ICNRM (Varenna, 2009). P. 415170
4. Ткаля Е В // УФН. 2003. Вып. 173. С. 323
5. Wense L., Seiferle B., Laatiaoui M. et al. // Nature. 2016. V. 533, P. 47–51
6. E. V. Tkalya // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106, P. 162501
7. Raeder S., Sonnenschein V., Gottwald T., et al. / J. Phys. B. 2011. V. 44. P. 165005
8. Andreev A., Savel'ev A., Stremoukhov S. et al. // Phys. Rev. A. 2019. V. 99. P. 013422
9. Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. // ЖЭТФ. 2018. Т. 154, № 1, с. 31–43
10. Andreev A., Stremoukhov S., Shoutova O. // EPL. 2017. V. 120. P. 14003

## EXCITATION OF LOW-LYING NUCLEAR STATE OF $^{229}\text{Th}$ BY INTENSE TWO-COLOR LASER FIELDS

A.V. Andreev<sup>1</sup>, A.B. Savel'ev<sup>1</sup>, S.Y. Stremoukhov<sup>1,2,\*</sup>, O.A. Shoutova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University,  
119991, Moscow, Leninskiye Gort, build.1

<sup>2</sup>National Research Centre "Kurchatov Institute",  
123182, Moscow, pl. Akademika Kurchatova 1

\*e-mail: sustrem@gmail.com

The excitation of the isomeric nuclear state  $^{229m}\text{Th}$  by two-color femtosecond pulse consisting of the fundamental wavelength Ti: Sa laser and its second harmonic is analyzed. It is shown that the rate of isomeric state excitation can be enhanced significantly with respect to other nucleus excitation processes in laser plasma or by an external coherent source at the resonance wavelength. The process lying in the basis of this effect is a new phenomenon of electron-nuclear energy exchange when the energy of excited electron subsystem of atom is transferred resonantly to nuclear subsystem. The effect is non-stationary and high efficiency of the process is due to resonance between the fifth harmonic of atomic current and energy of nuclear transition.

**Key words:** isomeric state, high-order harmonics generation, non-perturbative theory

# ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ АНТИПЕРЕСЕЧЕНИЙ СВЕРХТОНКИХ УРОВНЕЙ В ОПТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ

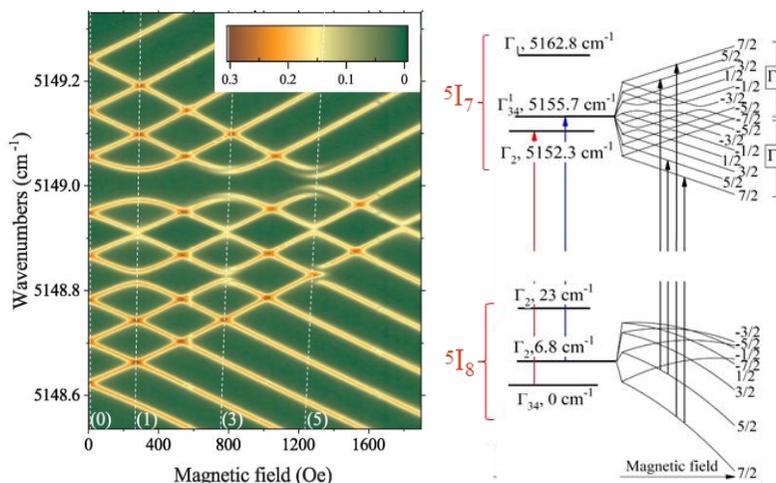
К.Н. Болдырев<sup>1,\*</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>, Б.З. Малкин<sup>2</sup>, Н.М. Абишев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, д.5  
<sup>2</sup>Казанский Федеральный Университет  
420008, Казань, ул. Кремлевская, д.18  
\*e-mail: kn.boldyrev@gmail.com

Сообщается о первом прямом наблюдении антипересечений сверхтонких подуровней в оптическом спектре. Эффект наблюдался в спектре поглощения высокого разрешения кристалла  ${}^7\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$  (0,1 ат.%) во внешнем магнитном поле, параллельном тетрагональной оси кристалла. Анализ спектральных огибающих, соответствующих переходам между электронно-ядерными подуровнями некрамеровских дублетов и синглетов ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , на основе микроскопической модели электронной конфигурации  $4f^{10}$  позволил получить информацию о сверхтонкой структуре электронных синглетов, ядерных квадрупольных взаимодействий и случайных деформациях кристаллической решетки.

**Ключевые слова:** антипересечения уровней, сверхтонкая структура,  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$ , спектроскопия высокого разрешения, FTIR, случайные деформации

Антипересечение (расталкивание) уровней с образованием щели в спектре возбуждений наблюдается в разных системах (атомные и молекулярные газы, полупроводники, молекулярные и атомные примесные центры в диэлектриках) при измерении некоторого непрерывного параметра в гамильтониане (например, магнитного поля). Антипересечение уровней вызывает много интересных явлений. В частности, антипересечение электронно-ядерных (сверхтонких) уровней в сильно разбавленном парамагнетике  $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$  приводит к ступенькам в низкотемпературной намагниченности кристалла [1]. До сих пор, насколько нам известно, антипересечение сверхтонких уровней явно наблюдалось только в спектрах ЭПР. Здесь мы сообщаем о первом непосредственном наблюдении антипересечения сверхтонких уровней в оптическом спектре.



**Рис.1** Карта интенсивностей сверхтонкой структуры в спектре поглощения в зависимости от магнитного поля и схема перехода  ${}^5\text{I}_8$ - ${}^5\text{I}_7$ .

Эффект наблюдался в спектре моноизотопного монокристалла  ${}^7\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$  во внешнем

магнитном поле. В работе измерены низкотемпературные (5 К) спектры поглощения (в диапазоне энергий 5000–15000 см<sup>-1</sup> с разрешением до 0,001 см<sup>-1</sup>) кристалла <sup>7</sup>LiYF<sub>4</sub>:Ho<sup>3+</sup> (0,1 ат.%) в магнитное поле (до 180 мТл), параллельном тетрагональной оси кристалла [1,2]. В точках ожидаемого пересечения электронно-ядерных уровней, отличающихся в проекциях ядерного спина на  $\Delta m = 2$  и  $\Delta m = 0$ , наблюдались разрывы 0,01-0,06 см<sup>-1</sup> (300 МГц - 1,8 ГГц). Проведено моделирование спектров на основе гамильтониана, включающего энергию свободного иона, взаимодействие с кристаллическим полем, зеемановское, электронно-деформационное, магнитное дипольное и электрическое квадрупольное сверхтонкие взаимодействия. Было показано, что антипересечения с  $\Delta m = 2$  обусловлены членом  $A_J(J_x I_x + J_y I_y)$  в сверхтонком взаимодействии. Получена информация о сверхтонкой структуре электронного синглета и электрическом квадрупольном взаимодействии. Антипересечения при  $\Delta m = 0$  имеют другую природу – они обусловлены случайными деформациями кристаллической решетки и несут информацию о функции распределения деформаций в кристалле. Этот эффект может быть использован в качестве чувствительного метода контроля качества кристаллов, что необходимо, например, для приложений в квантовой информатике. На основе антипересечений  $\Delta m = 2$  могут быть построены трехуровневые  $\Lambda$  и  $V$  системы для оптической квантовой памяти с равными вероятностями переходов в плечах.

Работа выполнена на Уникальной Научной Установке (УНУ) ИСАН «Мультифункциональная широкодиапазонная спектроскопия высокого разрешения» (УНУ МШСВР ИСАН) в рамках проекта «Фурье-спектроскопия высокого разрешения материалов фотоники» в Программе Президиума РАН «Современные проблемы фотоники».

### Литература

1. R. Giraud, W. Wernsdorfer, A. M. Tkachuk, D. Mailly, B. Barbara // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87, 057203.
2. M.N. Popova, K.N. Boldyrev // Optical Materials. 2017. V. 63. P.101.
3. K.N. Boldyrev, M.N. Popova, B.Z. Malkin, N.M. Abishev // Phys. Rev. B. 2019. P.041105(R).

## FIRST OBSERVATION OF THE HYPERFINE LEVELS' ANTICROSSING IN THE OPTICAL SPECTRUM

K.N. Boldyrev<sup>1,\*</sup>, M.N. Popova<sup>1</sup>, B.Z. Malkin<sup>2</sup>, N.M. Abishev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of spectroscopy RAS  
108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya st. 5*

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

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

We report the first direct observation of hyperfine levels' anticrossing in the optical spectrum. The effect was observed in the high-resolution absorption spectra of the <sup>7</sup>LiYF<sub>4</sub>: Ho<sup>3+</sup> crystal (0.1 at.%) in an external magnetic field parallel to the tetragonal axis of the crystal. An analysis of the spectral envelopes corresponding to the transitions between the electron-nuclear sublevels of non-Kramers doublets and singlets of Ho<sup>3+</sup> ions, based on the microscopic model of the electronic configuration  $4f^{10}$ , allowed us to obtain information on the hyperfine structure of electronic singlets, nuclear quadrupole interactions, and random deformations of the crystal lattice.

**Key words:** level anticrossing, hyperfine structure, LiYF<sub>4</sub>:Ho, high resolution spectroscopy, FTIR, random lattice deformations.

# ВОЗМОЖНОСТИ DLW-STED НАНОЛИТОГРАФИИ ДЛЯ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ

А.Г. Витухновский<sup>1,2\*</sup>, Д.А. Чубич<sup>2</sup>, Д.А. Колымагин<sup>2</sup>, Р.Д. Звагельский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

119991, Москва, Ленинский проспект,53

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

\*e-mail: vitukhnovsky@mail.ru

В докладе предлагается обсуждение эффективного сочетания двух актуальных направлений: метода аддитивной 3D печати и развитие многокомпонентных фотонных схем, а также разработка основ аддитивной масштабируемой и гибкой оптической технологии создания межсоединений и оптических структур, которая сможет решить проблемы создания межчиповых оптических соединений, разнообразных оптических и квантово-оптических систем на чипе (резонаторы, модуляторы, фотонные детекторы, однофотонные источники излучения и т.д.).

**Ключевые слова:** фемтосекундный лазер, фотонные интегральные схемы, двухфотонная фотополимеризация, оптические коннекторы, электронная, конфокальная и атомно-силовая микроскопия, спектроскопия и люминесценция.

В презентации обсуждается процесс объединения двух актуальных направлений: метода аддитивной 3D печати и развитие многокомпонентных фотонных схем. Разнообразные фотонные системы уже активно используются в различных приложениях, но их конструкции являются двумерными из-за ограничений литографических техник.

Отсюда следуют большие ограничения на потенциальные возможности фотонных систем в целом. Чтобы преодолеть эти недостатки, необходима разработка основ аддитивной масштабируемой и гибкой оптической технологии создания межсоединений и оптических структур, которая сможет решить проблемы такого рода как создание межчиповых оптических соединений, разнообразных оптических и квантово-оптических систем на чипе (резонаторы, модуляторы, фотонные детекторы, однофотонные источники излучения и т. д.) [1].

Представляется новая технология оптических соединений (коннекторов, PWBs – Polymer Wire Bonds) между элементами фотонных интегральных схем (PIC) методом двухфотонной фемтосекундной фотолиитографии с использованием как прямого лазерного письма (Direct Laser Writing -DLW), так и с применением дополнительного тушащего лазера (STimulated Emission Depletion-STED)[2]. Ниже приведены примеры созданных PWBs.

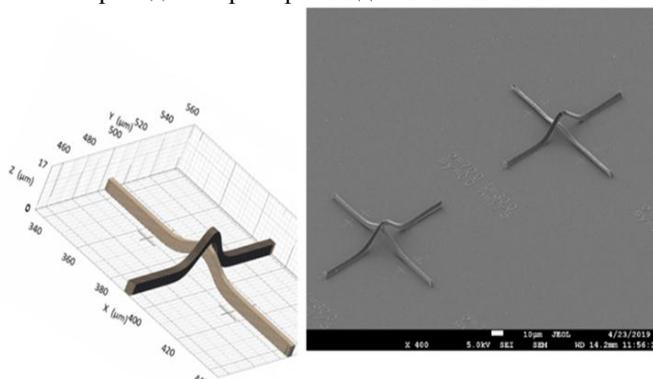


Рис. 1. SEM изображение PWB (фотонная развязка) и PWB модель.

Для решения задач квантовой оптики нужны однофотонные излучатели с квантовыми точками, достигающие максимального среднего числа фотонов на импульс  $\langle n \rangle = 1$ . Нужен

быстрый источник в диапазоне ГГц на длине волны телекоммуникаций (где потери оптического волокна минимальны), и узкая ширина линии излучения для обеспечения мультиплексирования с разделением по длине волны и, следовательно, возможность дальнейшего повышения скорости квантового распределения ключей (QKD). Коллоидные квантовые точки особенно интересны для этой цели из-за недавних улучшений их чистоты и стабильности однофотонного излучения.

С помощью полуконтактной атомно-силовой микроскопии исследованы размерные параметры планарных и полимерных 3D волноводов (фотонных проводов – PWB) и прежде всего определена их высота от поверхности нитрида кремния и среднеквадратичная шероховатость (15нм). Гибридные трехмерные оптические коннекторы позволяют успешно заводить свет от эффективных источников одиночных фотонов на основе коллоидных квантовых точек и азотно- и кремний замещенных вакансий (NV и Si-centers) в алмазе, инкорпорированных в создаваемые полимерные PWB, в планарные волноводы для последующего использования в фотонных интегральных схемах.

Создание гибридных систем, сочетающее стандартные планарные чипы и полимерные 3D коннекторы («мосты»), является многообещающим и позволяет существенно расширить оптические функциональные возможности, которые не могут быть получены в 2D геометрии для PIC. [3]

Технологическая часть работы поддержана грантом РФФИ № 15-19-00205, а исследования - грантами РФФИ 18-02-00811 и 16-29-11805.

### Литература

1. Elsinger, R. Gourgues, I. Zaden et al, “Integration of colloidal PbS/CdS quantum dots with plasmonic antennas and superconducting detectors on a silicon nitride photonic platform”, NANO Letters, DOI: 10.1021/acs.nanolett.9b01948 (2019).
2. А.Г.Витухновский, Д.А. Глубоков, В.В.Сычев, И.В.Тайдаков, Патент РФ на изобретение №2510632 (приоритет 20.11.2012).
3. A Chubich, R D Zvagelsky, A G Vitukhnovsky et al, “Three-dimensional nanoscale optical connectors: morphology and functionality”, J. Physics D-Applied Physics, 2019 (in press).

## FEATURES OF DLW-STED NANOLITHOGRAPHY FOR QUANTUM OPTICS

A.G. Vitukhnovsky<sup>1,2\*</sup>, D.A. Chubich<sup>2</sup>, D.A. Kolymagin<sup>2</sup>, R.D. Zvagelsky<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*P.N. Lebedev Physical Institute RAS  
119991, Moscow, Leninsky Prospect, 53*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)  
141701, Moscow Region, Dolgoprudny, Institutsky per., 9*

\*e-mail: vitukhnovsky@mail.ru

The report proposes a discussion of the effective combination of two current trends: the additive 3D printing method and the development of multicomponent photonic schemes, as well as the development of the foundations of additive scalable and flexible optical technology for creating interconnects and optical structures, which can solve problems such as the creation of interchip optical compounds, various optical and quantum-optical systems on a chip (resonators, modulators, photon detectors, single-photon radiation sources, etc.).

**Keywords:** femtosecond laser, photon integrated circuits, two-photon photopolymerization, optical connectors, electron, confocal and atomic force microscopy, spectroscopy and luminescence.

# БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ НАНОФОТОННЫХ СТРУКТУР

**В.С. Волков**

*Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9  
e-mail: vsv@mci.sdu.dk*

В последние годы наблюдается стремительное развитие технологий и исследований в области нанопластики на основе поверхностных плазмон-поляритонов. Эти электромагнитные волны распространяются вдоль границ раздела металл-диэлектрик и могут управляться металлическими наноструктурами на субдлинноволновых масштабах. Эта замечательная возможность имеет уникальные перспективы для разработки высокоинтегрированных систем обработки фотонных сигналов, методов оптического формирования изображений и датчиков с наноразрешением. В данном докладе мы суммируем основные принципы и основные достижения плазмоники и обсуждаем в деталях современное состояние субволновых плазмонных компонентов для манипуляции излучением, а также нанопластичные конфигурации для нанопластики света.

**Ключевые слова:** нанопластика, плазмоника, ближнепольная микроскопия, интегральная оптика.

Технологии на основе нанопластики позволяют совершенствовать интегральные микросхемы, ускоряя процесс передачи сигналов. Основная проблема заключается в том, что дифракция света, ограничивает минимальные размеры фотонных компонентов до величины, приблизительно равной длине волны света. Именно поэтому нанопластичные компоненты пока еще не могут по размеру сравниться с современными транзисторами. Чтобы обойти дифракционный предел, ученые используют металл-диэлектрические структуры, которые могут преобразовывать свет в поверхностные плазмон-поляритоны — электромагнитные волны, распространяющиеся по поверхности металла. В данном докладе будут приведены результаты исследований физических свойств и пространственной структуры локализованных на нанометровых масштабах световых полей, создаваемых в плазмонных нано-волноведущих структурах. Обсуждаются эффекты взаимодействия такого рода нанопластичных структур с электромагнитным излучением, в том числе резонансные явления, индуцированные возбуждением локализованных плазмонов и плазмон-экситонным взаимодействием.

Будут рассмотрены как фундаментальные физические, так и прикладные аспекты нанопластики. После краткого обзора различных перспективных нанопластичных волноведущих конфигураций будет сделан обзор наших экспериментальных результатов полученных на основе субволновых плазмонных структур [1-6].

## Литература

1. S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, and T. W. Ebbesen, Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators, *Nature* 440, 508 (2006).
2. V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi, E. Devaux, J.-Y. Laluet, and T. W. Ebbesen, Wavelength selective nanophotonic components utilizing channel plasmon polaritons, *Nano Letters* 7, 880 (2007).
3. J. Gosciniak, V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi; Markey, M. S. Laurent; A. Dereux, Fiber-coupled dielectric-loaded plasmonic waveguides, *Optics Express* 18 (5), 5314 (2010).
4. A. Kumar, J. Gosciniak, V. S. Volkov et al, Plasmonic waveguide components: going practical, *Rep. Laser & Photon. Rev.* doi: 10.1002/lpor.201200113 (2013).
5. Andryeuskii, V. Zenin, R. Malureanu, V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi, and A. Lavrinenko, Direct characterization of plasmonic slot waveguides and nanocouplers, *Nano Letters* 14(7), 3925 (2014).
6. D. Yu. Fedyanin, D. I. Yakubovsky, R. V. Kirtaev, V. S. Volkov, Ultralow-loss CMOS copper plasmonic waveguides, *Nano Letters* 16 (1), 362 (2016).

# NEAR-FIELD MICROSCOPY OF PHOTONIC NANOSTRUCTURES

**V.S. Volkov**

*Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT)*  
*141700, Dolgoprudny, Institutsky Lane, 9*  
e-mail: vsv@mci.sdu.dk

Recent years have seen a rapid expansion of research into nanophotonics based on surface plasmon-polaritons. These electromagnetic waves propagate along metal-dielectric interfaces and can be guided by metallic nanostructures beyond the diffraction limit. This remarkable capability has unique prospects for the design of highly integrated photonic signal-processing systems, nanoresolution optical imaging techniques and sensors. Here we summarize the basic principles and major achievements of plasmon guiding and details the current state-of-the-art in subwavelength plasmonic components for the manipulation of radiation, and configurations for the nanofocusing of light. Potential future developments and applications of nanophotonic devices and circuits are also discussed, such as in optical signals processing, nanoscale optical devices and near-field microscopy with nanoscale resolution.

**Key words:** nanophotonics, plasmonics, near-field microscopy, integrated optics.

# TELECOM WAVELENGTH SUPERRADIANCE AND LASING OF ER<sup>3+</sup> IONS IN YPO<sub>4</sub> SINGLE CRYSTAL

K.I. Gerasimov<sup>1,\*</sup>, S.A. Moiseev<sup>1</sup>, M.M. Minnegaliev<sup>1</sup>, R.V. Urmancheev<sup>1</sup>, M. Bettinelli<sup>2</sup>,  
M.C. Chou<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Kazan Quantum Center,  
Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev-KAI,  
420111 Kazan, K. Marx Str., 10*

<sup>2</sup>*Dipartimento di Biotecnologie, University of Verona and INSTM  
37134 Verona, Strada Le Grazie 15, Italy*

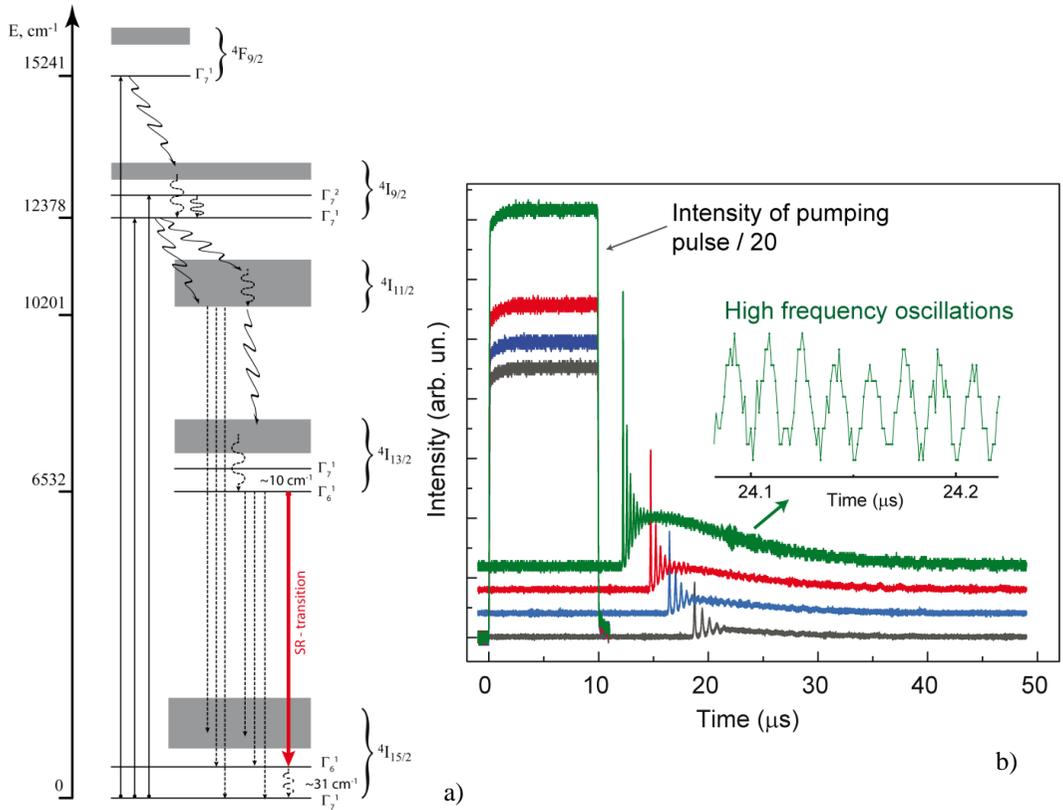
<sup>3</sup>*Department of Materials and Optoelectronic Science, Center of Crystal Research,  
National Sun Yat-Sen University  
80424 Kaohsiung, 70 Lien-Hai Rd., Taiwan  
\*e-mail:kigerasimov@mail.ru*

Optical superradiance of Er<sup>3+</sup> ions in YPO<sub>4</sub> was observed for the first time and investigated in the temperature region 3.5 - 18 K. Superradiance lasing with slope efficiency ~12 % was observed at continuous pumping and statistical characteristics of the irradiated field were measured at pulse pumping.

**Key words:** superradiance emission, YPO<sub>4</sub>:Er<sup>3+</sup>, optical superradiance, telecom wavelength lasing, rare earth ions.

Dicke superradiance (SR) [1] is a well-known effect of cooperative and coherent spontaneous emission, which continues to attract great interest in various fields of science and technology, especially in laser physics, quantum optics, condensed matter physics, optoelectronics, and plasmonics. There are a series of excellent reviews and monographs devoted to this phenomenon [2-13]. SR or superfluorescence (SF) can be observed in optically dense media ( $\alpha L > 2$ ), and these experiments were performed in gases, semiconductors, molecular centers. Optically dense crystals doped by rare-earth ions are promising media for optical quantum memory where controllable coherent spontaneous emission is used for deterministic retrieval of the signal fields [14] however there are much less information on SR in crystals activated by rare-earth ions [15]. In this work, we present experimental study of SR in crystal YPO<sub>4</sub>:Er<sup>3+</sup> where population inversion of the active optical transitions was created by relatively long (10  $\mu$ s) and low-intensity (0.4-1.1  $\mu$ J) laser pulses. We characterized basic properties of SR (pulse delay time, its intensity, their fluctuations, and energy parameters of laser superradiant generation) on the pumping energy and temperature.

Method of crystal growth, luminescence and spectroscopic properties of YPO<sub>4</sub>:Er<sup>3+</sup> (concentration of Er<sup>3+</sup> ions was 0.2 at. %) were described in our previous work [16]. We used  $^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow ^4I_{9/2}(\Gamma_7^1)$ ,  $^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow ^4I_{9/2}(\Gamma_7^2)$  or  $^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow ^4F_{9/2}(\Gamma_7^1)$  transitions (see Fig.1a) for excitation luminescence from  $^4I_{13/2}(\Gamma_6^1)$  state by using Ti-sapphire or Dye lasers and acousto-optic modulator to form the pumping pulses. With an increase of the pumping pulse intensity and reaching the threshold value (~0.4  $\mu$ J for  $^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow ^4I_{9/2}(\Gamma_7^2)$  pumping transition), luminescence from  $^4I_{13/2}(\Gamma_6^1)$  state to states of the  $^4I_{15/2}$  multiplet was transformed into a ringing SR pulse at the frequency of  $^4I_{13/2}(\Gamma_6^1) \rightarrow ^4I_{15/2}(\Gamma_6^1)$  transition (see Fig. 1b). The intensity of this pulse exceeded the luminescence intensity observed by pumping below the threshold value by 3-4 orders of magnitude. Averaged energy of SR was proportional  $E^2$ , where E is energy of the pumping pulse. The first SR pulse delay was found to be  $\sim \ln(E)/E$  with small fluctuations within 2-3% of magnitude. The width of first SR pulse dependence from energy of pumping pulse was close to  $1/E$ . The fluctuations of pulse width were high (~10-15%). These parameters strongly depended on temperature and SR was observed up to 18K.



**Fig. 1.** a) Simplified scheme of energy levels of  $\text{Er}^{3+}$  in  $\text{YPO}_4$ . Solid black arrows correspond to the optical transitions that were tested to excite luminescence and SR emission. Dashed black arrows indicate luminescence transitions that observed at low power of pumping and were reported in article [16]. Wave-type arrows correspond to nonradiative transitions. Solid strong red arrow shows SR-transition investigated in this article. b) SR of  $\text{Er}^{3+}$  in  $\text{YPO}_4$  at various pumping pulse intensity.  $T=4 \text{ K}$ .

For continuous pumping we observed SR laser generation with 5.8 and 6.7 % slope efficiency of generation for the forward and backward directions, respectively.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Grant No. 17-52-560009)

### References

1. Dicke R.H., Coherence in spontaneous radiation processes.// Phys. Rev. 1954, 93, 99–110.
2. Andreev A.V., Emel'yanov V.I., and Il'inskii Y.A., Collective spontaneous emission (Dicke superradiance).// Uspekhi Fiz. Nauk, 1980 vol. 131, no. 8, p. 653.
3. Gross M. and Haroche S., Superradiance: An essay on the theory of collective spontaneous emission //Phys. Rep. 1982 vol. 93, no. 5, pp. 301–396.
4. Leontovich A.M., Mozharovskii A. M., and Trifonov E. D. Coherent amplification, reflection, and induced superradiance in activated media.// Uspekhi Fiz. Nauk 1986 vol. 150, no. 11, p. 453.
5. Andrianov S.N., Naboikin Y.V., Samartsev V.V., Silaeva N.B., and Sheibut Y.E. Optical superradiance in a diphenyl crystal with pyrene. //Uspekhi Fiz. Nauk 1986, vol. 150, no. 11, p. 457.
6. Боголюбов Н.Н., Шумовский А.С., Сверхизлучение. Дубна: Объединенный институт ядерных исследований, 1987.
7. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А.. Кооперативные явления в Оптике. Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы. 1988.

8. Zheleznyakov V.V., Kocharovskii V.V., and Kocharovskii V.V., Polarization waves and super-radiance in active media.// Uspekhi Fiz. Nauk 1989 vol. 159, no. 10, p. 193.
9. Andreev A.V., Optical superradiance: new ideas and new experiments.// Uspekhi Fiz. Nauk 1990 vol. 160, no. 12, p. 1.
10. Di Bartolo B. and Beckwith C., Eds., Optical Properties of Excited States in Solids, vol. 301. Boston, MA: Springer US, 1992.
11. Garraway B.M., The Dicke model in quantum optics: Dicke model revisited // Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 2011, vol. 369, no. 1939, pp. 1137–1155.
12. Cong K., Zhang Q., Wang Y., Noe G. T., Belyanin A., and Kono J., Dicke superradiance in solids [Invited]// J. Opt. Soc. Am. B 2016, vol. 33, no. 7, p. C80.
13. Kocharovskiy V.V., Zheleznyakov V.V., Kocharovskaya E.R., and Kocharovskiy V.V., Superradiance: the principles of generation and implementation in lasers // Uspekhi Fiz. Nauk 2017 vol. 187, no. 04, pp. 367–410.
14. W. Tittel, M. Afzelius, T. Chanelière, R. L. Cone, S. Kroll, S. A. Moiseev, and M. Sellars. Photon-echo quantum memory in solid state systems, Laser and Photonics Review, 4, №. 2, 244–267 (2010).
15. Kalachev A.A. and Samartsev V.V. Optical superradiance in impurity crystals and its possible applications // Laser Phys. 2002 vol. 12, no. 8, pp. 1114–1125.
16. Popova M. N., Klimin S. A., Moiseev S. A., Gerasimov K. I., Minnegaliev M. M., Baibekov E. I., Shakurov G. S., Bettinelli M., Chou M.C., Crystal field and hyperfine structure of  $^{167}\text{Er}^{3+}$  in  $\text{YPO}_4$  // Phys. Rev. B 2019, vol. 99, no. 23, p. 235151, 2019.

# ДИНАМИКА СПОНТАННЫХ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ Ge-V ЦЕНТРОВ В МИКРОКРИСТАЛЛЕ АЛМАЗА

М.Г. Гладуш<sup>1,\*</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>1</sup>, Н.А. Лозинг<sup>1,2</sup>, Е.А. Екимов<sup>3</sup>, А.В. Наумов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, Физическая, 5*

<sup>2</sup>*Высшая школа экономики (НИУ)  
101000, Москва, Мясницкая, 20*

<sup>3</sup>*Институт физики высоких давлений РАН  
108840, Москва, Троицк, Калужское шоссе, 14*

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

Сообщается об эффекте специфического мерцания фотолюминесценции микрокристалла алмаза с германиевыми центрами окраски. Явление заключается в переходах между одним «тусклым» и несколькими «яркими» режимами стационарного свечения в случайные моменты времени в присутствии неизменяющейся непрерывной лазерной накачки. Переходы характерны ярко выраженными вариантами динамики нарастания и спада интенсивности флуоресцентного сигнала на секундном масштабе. При этом не наблюдается существенных изменений в спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции для ярких режимов излучения. Предложено теоретическое объяснение наблюдающихся стационарных состояний и переходной динамики, основанное на возможности формирования коллективного ансамбля излучающих центров внутри микрокристалла и возникновения оптической мультистабильности.

**Ключевые слова:** фотолюминесценция, центры окраски, алмаз

Свойства фотолюминесценции одиночных квантовых объектов и ансамблевых систем излучателей могут существенно отличаться и, соответственно, оказываться полезными для разных приложений. Флуоресцентный свет от ансамбля частиц может не быть суммарным по мощности сигналом от нескольких отдельных независимых источников. Известно, что в процессе ансамблевого испускания, обусловленного спонтанными механизмами релаксации, при определённых условиях может генерироваться когерентный свет, формироваться особенная диаграмма направленности свечения, реализовываться более чем один устойчивый стационарный режим. Могут иметь место длительные переходные процессы или динамический хаос. К классу люминесцентных материалов, для которых представляется возможным регистрировать излучение как от отдельных одиночных источников, так и от их ансамблей, относятся алмазы с различными центрами окраски типа дефект-вакансия. Эти типы излучателей используются во многих приложениях, включая люминесцентные маркеры [1], датчики магнитного поля [2], однофотонный источник для квантовой криптографии и обработки информации [3] или датчик температуры [4] и прочие применения. Помимо хорошо изученных азотных (N-V) центров окраски в алмазе, с недавнего времени стали привлекать значительное внимание алмазы с альтернативными центрами, потому что N-V центр имеет ряд важных недостатков, таких как широкий спектр излучения, в котором присутствует широкое фонное крыло. Среди последних тенденций были приложены значительные усилия для изготовления и изучения Si-V центров. Благодаря симметричной структуре центр Si-V имеет узкую неоднородную ширину линии и, как сообщается, демонстрирует спектральную и эмиссионную стабильность [5]. Другим материалом, имеющим аналогичную структуру и, вероятно, сходным с оптическими свойствами центра Si-V, является алмаз с дефектами Ge-V. Алмазы с Ge-V центрами являются относительно новым материалом и изготавливаются с использованием различных технологий, включая синтез высокого давления, высокой температуры (HPHT), химическое осаждение из паровой фазы (CVD) и ионную имплантацию, обеспечивающие получение алмазов различных форм и размеров. При этом во всех случаях

фотолюминесценция Ge-V демонстрирует узкое излучение с бесфонной линией (БФЛ) при 602,5 нм при полной ширине на половине максимума 4-5 нм при комнатной температуре [3,6].

В настоящей работе предлагается расчетно-теоретическое описание переключений между различными режимами флуоресценции коллективного ансамбля излучателей в диэлектрической матрице. Описываемая картина переключений соответствует экспериментально наблюдаемым спонтанным переходам между одним «тусклым» и несколькими «яркими» режимами флуоресценции ансамбля центров окраски в микрокристалле алмаза в поле непрерывного лазерного излучения. Переходы характерны ярко выраженной динамикой нарастания и спада интенсивности флуоресцентного сигнала на секундном масштабе. Предложено теоретическое объяснение наблюдавшихся режимов, основанное на возможности формирования коллективного ансамбля излучающих центров внутри микрокристалла, допускающего кооперативную оптическую мультистабильность. Показано, что описывающие такую систему уравнения типа Максвелла-Блоха при наличии значительной неоднородности ансамбля и больших значениях скорости фазовой релаксации сохраняют возможность иметь несколько устойчивых стационарных решений, формирующих бистабильный оптический отклик при определённых комбинациях значений интенсивности накачки и концентрации излучателей.

### Литература

12. Aharonovich I., Greentree A. D., Praver S. // Nature Photonics. 2011. 5. P. 397.
13. Balasubramanian G., Neumann P., Twitchen D., et al. // Nature Materials. 2009. 8. P. 383.
14. Iwasaki T., Ishibashi F., Miyamoto Y., et al. // Scientific Reports. 2015. 5. P. 12882.
15. Fan J.-W., Cojocar I., Becker J., et al. // ACS Photonics. 2018. 5(3) P. 765.
16. S. Hoesler, G. Thiering, A. Dietrich, et al. // New Journal of Physics 19 (6) (2017) 063036.
17. E. A. Ekimov, S. G. Lyapin, K. N. Boldyrev, et al. // JETP Letters. 2015. 102(11)/ P. 701.

## DYNAMICS OF SPONTANEOUS SWITCHES OF THE PHOTOLUMINESCENCE INTENSITY FROM Ge-V CENTERS IN A DIAMOND MICROCRYSTAL

M.G. Gladush<sup>1,\*</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>1</sup>, N.A. Lozing<sup>1,2</sup>, E.A. Ekimov<sup>3</sup>, A.V. Naumov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences  
5 Fizicheskay Str., Moscow, Troitsk, Russia 108840*

<sup>2</sup>*National Research University Higher School of Economics,  
20 Myasnitskaya Str., Moscow, Russia 101000*

<sup>3</sup>*Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of the Russian Academy of Sciences,  
14 Kalushskoye Shosse, Troitsk, Moscow, Russia 108840*

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

A specific flickering photoluminescence effect from a diamond microcrystal with germanium color centers is reported. The phenomenon consists in transitions between one “dim” and several “bright” modes of steady-state emission at random times in the presence of cw laser pumping. The transitions are characterized by pronounced variations in the dynamics of rise and fall of the fluorescent signal intensity on the seconds scale. No significant changes in the fluorescence emission and excitation spectra were observed in the enhanced (“bright”) emission states. A theoretical explanation of the observed steady-states and transient dynamics is proposed. It is based on the possibility that a collective ensemble of emitting centers is formed inside a microcrystal that is followed by appearance of optical multistability.

**Key words:** photoluminescence, color centers, diamond

# КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ И УПРАВЛЕНИЕ КВАНТОВОЙ ДИНАМИКОЙ

А.В. Горохов

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева  
443086, Самара, Московское шоссе, 86  
e-mail: alvgorokhov@gmail.com

Исследовано управление процессами в квантовых системах, гамильтонианы которых обладают группой динамической симметрии. Использована техника когерентных состояний динамической группы  $G$ , сводящая задачу квантового управления к контролю динамической группы  $G$  в однородных пространствах группы  $G$ . Рассмотрено управление электромагнитными переходами и перепутыванием между высоко возбужденными ридберговскими состояниями водородоподобных атомов.

**Ключевые слова:** динамическая симметрия, когерентные состояния, квантовое управление, ридберговские состояния, перепутывание.

В настоящее время квантовая оптика, квантовая информатика и фотоника активно развиваются и во многом исследования уже перешли на инженерный уровень по созданию устройств, работающих на основе квантовых принципов [1]. Разработаны новые уникальные измерительные средства, позволяющие оперировать с одним или несколькими атомами и фотонами [2]. В связи с этим весьма актуальна проблема управления квантовыми процессами [3-5]. Известно, что квантовая оптика является одной из естественных областей применения метода динамических групп [6-8]. С использованием этого метода на язык теории представлений динамической группы гамильтониана можно перевести как нахождение уровней энергии и векторов состояния, так и расчет вероятностей и сечений переходов. Одной из основных задач в квантовой оптике является описание взаимодействия внешнего поля с веществом. Если поле излучения является монохроматическим, то существенными являются переходы между двумя уровнями, которые попадают в резонанс с полем излучения. В этом случае квантовую систему можно рассматривать как двухуровневую. Группой динамической симметрии такой системы является группа  $SU(2)$ . В многоуровневом случае динамической группой является группа  $SU(N)$ , где  $N$  – число уровней [9,10]. Знание группы динамической симметрии гамильтониана и построение с ее помощью теоретико-групповых когерентных состояний (КС)  $|Z\rangle$  позволяет сформулировать проблему квантового когерентного управления динамикой переходов, отыскивая в динамической группе  $G$  такую траекторию  $g(t, t_0)$ , которая будет приводить к генерации некоторого заданного конечного состояния с максимальной возможной вероятностью. Задача квантового управления сводится тогда к известной задаче [11] отыскания оптимальной траектории на однородном пространстве группы Ли  $G$ . Такая возможность объясняется тем, что в случае линейно реализованной динамической группы [9] квантовой системы, взаимодействующей с внешним полем, в множестве решений нестационарного уравнения Шредингера имеется точное решение (с фазовым множителем) в виде КС  $|\Psi(t)\rangle = e^{i\chi(t)} |Z(t)\rangle$ , где  $|Z(t)\rangle = \hat{U}(t, t_0) |Z(t_0)\rangle \equiv \hat{T}(g(t, t_0)) |Z(t_0)\rangle$ , а  $\hat{T}(g(t, t_0))$  – оператор унитарного представления динамической группы гамильтониана. Однако в общем случае такое решение имеет смысл только для достаточно малого интервала  $\Delta t = t - t_0$ , который определяется характерными временами исследуемого процесса. В данном докладе общий подход иллюстрируется рассмотрением переходов между высоко возбужденными ридберговскими уровнями водородоподобного атома [12], находящегося под воздействием классического электромагнитного поля, представленного суперпозицией стационарного поля ловушки и поля волны. Для переходов между состояниями с сохранением главного квантового числа  $n$  изолированного атома группой динамической симметрии является группа  $SO(4)$ ,

поскольку для фиксированного  $n$  оператор дипольного момента атома  $\hat{d}$  пропорционален оператору Рунге-Ленца  $\hat{N}$ , который вместе с оператором углового момента  $\hat{L}$  является генератором группы симметрии  $SO(4)$  [13]. В результате соответствующая задача об управлении квантовыми переходами сводится к управлению квантовой динамикой для системы с группой  $SO(3)$  [14], т.к.  $SO(4) = SO(3) \times SO(3)$ , при этом в [15] в качестве управляющего поля выбрана величина напряженности поля ловушки. Рассмотрена также задача об управлении перепутыванием состояний двух диполь-дипольно взаимодействующих ридберговских атомов. Управляющими параметрами выбраны как величины поля ловушки в координатах размещения атомов, так и характерные константы их диполь-дипольного взаимодействия. Здесь группа динамической симметрии  $G = SO(4) \times SO(4)$  и гамильтониан является квадратичной комбинацией её генераторов.

### Литература

1. Barnett S.M. et al. // Progress in Quantum Electronics. 2017. V.54, P. 19.
2. Haroche S. // Rev. of Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 1083.
3. Бутковский А.Г., Самойленко Ю.И. Управление квантовыми процессами. 1984. М.: Наука. 256 с.
4. Shadbolt P. Complexity and Control in Quantum Photonics. 2016. N.Y.: Springer. 222 p.
5. Borzi A., Ciaramella G., M. Sprengel M. Formulation and Numerical Solution of Quantum Control Problems. 2017. Philadelphia: SIAM. 390 p.
6. Wulfman C.E. Dynamical Symmetry. 2010. Singapore: World Scientific Publishing. 437 p.
7. Hayashi M. Group Representations for Quantum Theory. 2017. N.Y.: Springer. 357 p.
8. Переломов А.М. Обобщенные когерентные состояния и их применения. 1986. М.: Наука. 272 с.
9. Горохов А.В. Принципы симметрии и квантовая динамика. 2015. Самара: Изд. «Самарский университет». 220 с.
10. Горохов А.В. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2016. Т.80. № 7. С. 865.
11. Hermann R. // J. Math. Phys. 1972. V. 13. P. 460.
12. Gallagher T.F. Rydberg Atoms. 1994. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 495 p.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. 2004. М.: Физматлит. 800 с.
14. Remsing C.C. // Carpathian J. Math. 2012. V. 28. P. 321.
15. Gorokhov A.V. // Proc. SPIE. 2019. V. 11066. P. 110660L-1.

## COHERENT STATES AND CONTROL OF QUANTUM DYNAMICS

**A.V. Gorokhov**

*Samara National Research University  
34, Moskovskoye shosse, Samara, 443086, Russia  
e-mail: alvgorokhov@gmail.com*

The control of processes in quantum systems is investigated, whose Hamiltonians possess a group of dynamical symmetry. The technique of coherent states of the dynamical group  $G$  was used, which reduces the quantum control problem to controlling the “classical” dynamics in homogeneous spaces of group  $G$ . The control of electromagnetic transitions and entanglement between highly excited Rydberg states of hydrogen-like atoms is considered.

**Key words:** dynamical symmetry, coherent states, quantum control, Rydberg states, entanglement.

# НАНОРАЗМЕРНЫЕ ПЛАЗМОННЫЕ ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

И.В. Дзедолик

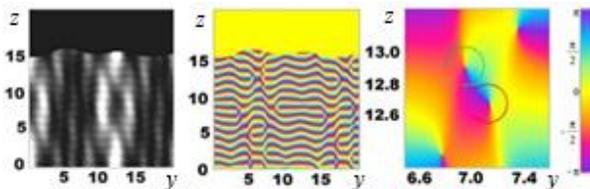
Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского  
295007, Симферополь, проспект Вернадского, 4  
e-mail: igor.dzedolik@cfuv.ru

На плоской границе раздела металла и диэлектрика при выполнении граничных условий возбуждаются моды поверхностных плазмон-поляритонов. При отражении от области неоднородности в металлическом слое падающие и рассеянные плазмоны интерферируют. В интерференционном поле возникают сингулярные точки, в которых фаза вектора Пойнтинга имеет винтовую дислокацию, то есть образуются плазмонные вихри. В погруженном плазмонном полосковом волноводе также может быть создана локальная неоднородность. Конфигурацией вихревой решетки и пропускной способностью плазмонного волновода можно управлять внешним электрическим полем, локально меняющим диэлектрическую проницаемость поверхностного слоя металла. На основе управления вихревой решеткой или потоком плазмон-поляритонов могут быть реализованы наноразмерные плазмонные логические элементы.

**Ключевые слова:** поверхностный плазмон-поляритон, погруженный полосковый волновод, плазмонный вихрь, наноразмерный плазмонный логический элемент.

В последние годы генерация, управление и регистрация плазмонных волн привлекают большое внимание исследователей в связи с перспективой создания плазмонных процессоров с быстродействием, превосходящим быстродействие полупроводниковых процессоров в десятки тысяч раз [1-4]. Такое превосходство в скорости плазмонных процессоров над традиционными полупроводниковыми процессорами обусловлено их работой на оптических частотах в отличие от частот функционирования полупроводниковых устройств на гигагерцевых частотах. Другим преимуществом плазмонной техники является то, что плазмонные структуры можно реализовывать при использовании существующих технологий ионной и электронной литографии для микрочипов.

Плазмонные волны возбуждаются электромагнитным полем оптической частоты  $\omega$  в проводящих средах, в частности, на границе металла с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_M \sim 1 - \omega_e^2/\omega^2$  и диэлектрической среды с проницаемостью  $\epsilon_D$  [2,3]. Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) представляют собой гибридные волны, возникающие в результате взаимодействия электромагнитной волны, фононной волны и волны плотности электронов проводимости. На границе металла и диэлектрика при выполнении граничных условий  $-\epsilon_M \alpha_0 = \epsilon_D \alpha_M$  формируется поверхностная ТМ-мода с компонентами поля  $E_x, E_z, B_y \sim e^{\alpha x} \exp(-i\omega t + i\beta z)$ , где  $x$  - поперечная к поверхности,  $z$  - продольная оси координат,  $\alpha = (\alpha_M, -\alpha_D)$  - декременты в металле и в диэлектрике,  $\alpha = (\beta^2 - c^{-2}\omega^2\epsilon)^{1/2}$ ,  $\beta = c^{-1}\omega(\epsilon_M\epsilon_D)^{1/2}(\epsilon_M + \epsilon_D)^{-1/2}$  - постоянная распространения [2,3]. Если ТМ-мода ППП падает на границу области локальной неоднородности диэлектрической проницаемости в слое металла (рис. 1), то граничные условия распространения ППП нарушаются, ППП отражаются от границы под углом  $\phi$  относительно нормали к касательной к границе в данной точке [5].



**Рис. 1.** Интерференционная картина нормальной к поверхности металла компоненты вектора Пойнтинга  $S_x$  при отражении ППП от криволинейной границы неоднородности в металлическом слое. Топологические заряды вихрей:  $\ell_M = +1$  (красная стрелка, против часовой),  $\ell_M = -1$  (зеленая стрелка, по часовой), размеры по осям отложены в микрометрах.

При этом нормальная к поверхности компонента магнитного поля не возбуждается  $B_x = 0$ , а плоскость электрических векторов ППП поворачивается на угол  $\phi$ , т.е. формируются Е-моды с компонентами поля  $E_x, E_y, E_z$  и  $B_y, B_z$ . Волновые векторы ППП, отраженных от криволинейной границы, поворачиваются на угол  $2\phi$  против часовой стрелки, или на угол  $-2\phi$  по часовой стрелке в данной точке границы по отношению к продольной оси  $z$ . Фаза отраженного ППП равна  $\varphi = \beta(|y| \sin 2\phi - z \cos 2\phi) - \omega t$ . Компонента вектора Пойнтинга, нормальная к поверхности металла, при интерференции ППП имеет вид  $S_x = (c/4\pi)(E_y B_z - E_z B_y)$ , где  $E_y = E_{yE}$ ,  $E_z = E_{zTM} + E_{zE}$ ,  $B_y = B_{yTM} + B_{yE}$ ,  $B_z = B_{zE}$ . Топология интерференционной картины ППП определяется фокусировкой (дефокусировкой) отраженных ППП от криволинейной границы неоднородной области в металлическом слое.

В точку поверхности металла с координатами  $(y, z)$  приходят несколько ППП: падающий и отраженные под углами  $2\phi = \pm \arctan(|y|/z_m)$ . ППП интерferируют, и их двумерная интерференционная картина приобретает максимумы и минимумы. Интерференционная картина ППП на поверхности металла зависит от формы границы неоднородности в слое металла [5]. Вихри ППП не возникают, если граница неоднородности прямолинейная.

Вихри ППП на поверхности металла можно обнаружить с помощью зонда, представляющего собой металлический нанопровод, расположенный над вихрем [6,7]. При этом в нанозонде возбуждается мода ППП с направлением циркулярной поляризации, зависящим от топологического заряда вихря. Металлический нанозонд служит штыревой наноантенной, регистрирующей ближнее поле исследуемого объекта [7]. Напряженность поля вблизи острия наноантенны превосходит амплитуду поля на поверхности металла на несколько порядков. Взаимодействие нанозонда с наблюдаемым объектом наиболее эффективно, когда электрический вектор в ближнем поле направлен нормально к поверхности металла вдоль оси нанозонда.

Вихрь ППП на поверхности металла имеет нормальную компоненту электрического поля. Поэтому плазмонный вихрь эффективно возбуждает сигнал в нанозонде или в наноантенне, расположенных в сингулярной точке интерференционного поля. При этом плазмонные поверхностные волны распространяются вдоль нанопровода на расстояния в десятки и сотни длин волн [2]. Такой сигнал можно регистрировать как методами ближнепольной микроскопии, так и с помощью различных датчиков, реагирующих на электромагнитное излучение с выходного конца наноантенны.

Одним из наиболее перспективных вариантов для возбуждения ППП в плазмонных элементах для компьютерных технологий является использование встроенных в чип спазеров [8]. ППП возбуждаются на плоской границе раздела металла и диэлектрика, распространяются вдоль поверхности, локализуясь вблизи нее на субволновых размерах, т.е. являются эванесцентными волнами. Длина волны ППП  $\lambda = 2\pi/\beta$  в несколько раз короче, чем длина волны оптического излучения в свободном пространстве, что позволяет уменьшить размеры плазмонных элементов по сравнению с оптическими [4]. На основе управления вихревой решеткой ППП и детектирования плазмонных вихрей могут быть реализованы плазмонные логические элементы [5]. Неоднородность с криволинейной границей, в частности, в виде «ласточкиного хвоста», может формироваться в слое металла под действием электрического поля отрицательных зарядов, локализованных на нанопроводах над слоем металла (рис. 2).

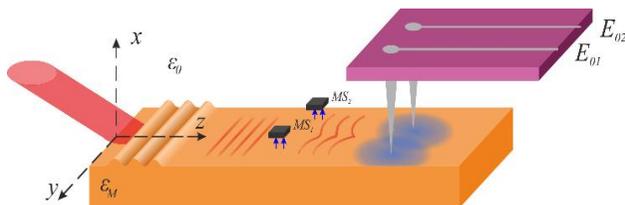
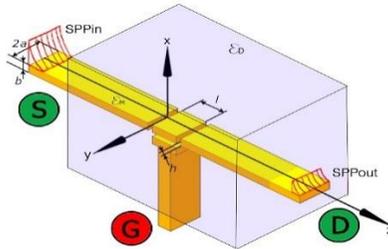


Рис. 2. Модель плазмонного логического элемента на основе управления вихревой решеткой ППП.

Лазерный луч (красный) возбуждает ППП за счет рассеяния на дифракционной решетке в форме бороздок на поверхности металлического слоя. Нанопровода с отрицательными потенциалами  $-E_{01}$  и  $-E_{02}$  расположены над слоем металла с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_M$ . Потенциал нанопроводов меняет диэлектрическую проницаемость металла  $\varepsilon_M$  таким образом, что она приобретает меньшие значения в оптическом диапазоне частот. Тогда в области действия электрического поля граничные условия распространения ППП нарушаются, и ППП рассеиваются на границе локально созданной неоднородности диэлектрической проницаемости металла. ППП распространяются вдоль оси  $z$  и отражаются от локальной неоднородности в форме ласточкина хвоста. ППП, которые распространяются вдоль оси  $z$ , образуют поверхностную волну с прямолинейным волновым фронтом, а ППП, которые распространяются назад относительно оси  $z$ , образуют поверхностную волну с криволинейным волновым фронтом на поверхности металлического слоя. Микросенсоры  $MS_{01}$  и  $MS_{02}$  считывают нормальную компоненту вектора Пойнтинга  $S_x$  ППП вихрей. Изменения границы неоднородности области в слое металла приводят к изменениям интерференционной картины ППП. Вихри ППП смещаются из-за изменения радиуса неоднородности окружностей при изменении напряженности электрического поля нанопроводов  $E_{01}$  и  $E_{02}$ , и сигналы в микросенсорах  $MS_{01}$  и  $MS_{02}$  меняются. Таким образом могут быть реализованы логические элементы «И», «ИЛИ», «исключающее ИЛИ».



**Рис. 3.** Модель плазмонного полевого транзистора: S - исток, D - сток, G - затвор, расположенный на расстоянии  $h$  под нижней поверхностью нанопластины, от которой он изолирован тонким диэлектрическим слоем.

Плазмонные логические элементы также могут быть реализованы на основе плазмонного полевого транзистора. Принцип действия плазмонного транзистора аналогичен принципу работы полупроводникового полевого транзистора, но в плазмонном транзисторе «ток» представляет поток ППП [9] (рис. 3). ППП возбуждаются на поверхности полоскового волновода слева (исток S) и распространяются вправо (сток D). Поток ППП, распространяющийся на поверхности плазмонного волновода, определяется вектором Пойнтинга. Две изолирующие щели вокруг нанопластины шириной  $\ell$ , расположенной посередине волновода, имеют ширину  $d_s \ll \lambda$  значительно меньшую длины волны ППП. Управляющий сигнал  $+E_G$  на затворе G уменьшает концентрацию электронов в поверхностном слое нанопластины. При этом изменяется распределение продольной компоненты вектора Пойнтинга на нанопластине из-за изменения диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_M$  вблизи ее поверхности, т.е. возникает потенциальный барьер с шириной  $\ell$ . Коэффициент передачи в для ППП-сигнала, который проходит через управляемый потенциальный барьер, равен  $D = 16|\beta|^2|\beta_s|^2/|\Delta|^2$ , где  $\Delta = [(\beta + \beta_s)^2 \exp(-i\beta_s \ell) - (\beta - \beta_s)^2 \exp(i\beta_s \ell)] \exp(i\beta \ell)$ ,  $\beta = \beta' + i\beta''$ ,  $\beta_s = \beta_s' + i\beta_s''$  - постоянная распространения ППП на поверхности нанопластины. Проницаемость потенциального барьера зависит от амплитуды управляющего сигнала на затворе G, поскольку диэлектрические проницаемости  $\varepsilon_M$  и  $\varepsilon_D$ , то есть постоянная распространения ППП, зависят от  $E_G$ . Управляющий сигнал модулирует постоянную распространения ППП и, таким образом, изменяет коэффициент передачи ППП-сигнала в плазмонном полевым транзисторе.

Таким образом, управляя с помощью внешнего электрического поля вихревой решеткой ППП на поверхности металлического слоя, или потоком ППП на поверхности плазмонного полоскового волновода, можно реализовать наноразмерные плазмонные логические элементы «И», «ИЛИ», «исключающее ИЛИ» и вентили для управления сигналами в компьютерной технике, работающей на оптических частотах.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 19-72-20154).

### Литература

1. Gramotnev D.K., Bozhevolnyi S.I. // *Nat. Photonics*. 2010. V. 4. P. 83.
2. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. 480 с.
3. Dzedolik I.V. Solitons and nonlinear waves of phonon-polaritons and plasmon-polaritons. New York: Nova Science Publishers, 2016. 156 p.
4. Davis T.J., Gomez D.E., Roberts A. // *Nanophotonics*. 2017. V. 6. No. 3. P. 543.
5. Dzedolik I.V., Pereskokov V. // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2018. V. 35. No. 8. P. 1420.
6. Ostrovsky E., Cohen K., Tsesses S. et al. // *Optica*. 2018. V. 5. No. 3. P. 283.
7. Мелентьев П.Н., Балыкин В.И. // *УФН*. 2019. Т. 189. № 3. С. 282.
8. Балыкин В.И. // *УФН*. 2019. Т. 188. № 9. С. 935.
9. Dzedolik I.V., Skachkov S. // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2019. V. 36. No. 5. P. 775.

## NANOSCALE PLASMON LOGIC GATES

**I.V. Dzedolik**

*Vernadsky Crimean Federal University*  
295007, Simferopol, Vernadsky Avenue, 4  
e-mail: igor.dzedolik@cfuv.ru

The modes of surface plasmon polaritons are excited at the flat interface between the metal and the dielectric, when the boundary conditions are satisfied. The incident and scattered plasmons interfere while their reflection from an area of inhomogeneity in the metal layer. Singular points appear in the interference field, and in these points the phase of the Poynting vector has a screw dislocation, that is the plasmon vortices are formed. In an embedded plasmon waveguide, a local inhomogeneity can be created too. The configuration of the vortex lattice and the transmission capacity of the plasmon waveguide can be controlled by an external electric field that changes the local permittivity of the surface layer of the metal. The nanoscale plasmon logic gates can be implemented on the basis of the control of the vortex lattice or the flow of surface plasmon polaritons.

**Key words:** surface plasmon-polariton, embedded strip waveguide, plasmon vortex, nanoscale plasmon logic gate.

# ПЛАЗМОНЫ В МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦАХ

**В.П. Драчев**

*Сколковский Институт Науки и Технологий  
121205, Москва, Россия  
University of North Texas  
Denton, TX, USA 76203  
\*e-mail: v.drachev@skoltech.ru*

Представлены эксперименты по нелинейным материалам с использованием наноматрицы золота, по биэкспоненциальному распаду флуоресценции излучателей, связанных плазмонами, и по магнитным наночастицам, где обнаружен высокочастотный плазмонный резонанс в ультрафиолетовой части спектра обусловленный спиновой поляризацией электронов.

**Ключевые слова:** плазмоны, магнитные наночастицы, спиновая поляризация электронов.

Возбуждение локализованных плазмонов электромагнитным полем происходит в металлических частицах малых размеров. Возникающие при этом высокие локальные поля являются основной причиной усиления оптических откликов, линейных и особенно нелинейных. Недавние эксперименты открывают новые свойства этих эффектов [1-3]. Так несколько объемных процентов золотых наночастиц увеличивают двухфотонное поглощения пленок органических молекул в сотни раз [1]. Наблюдались кооперативные эффекты в излучении молекул красителей взаимодействующих через плазмонные возбуждения [2]. Вместе с тем, магнитные наночастицы никогда не рассматривались в качестве сколько нибудь приемлемых кандидатов для плазмонных применений из-за низкой проводимости. Оптические измерения в УФ/Видимом/ИК диапазоне для тонких пленок подтверждали это мнение. Неожиданно высокочастотный плазмонный резонанс в наночастицах Co в УФ части спектра, 275 нм, где многие биомолекулы имеют электронные резонансы, делает наночастицы Co привлекательным материалом для биосенсоров [3]. Причиной высокочастотного резонанса являются однодоменные частицы с поляризацией спинов, где присутствуют два независимых канала проводимости для электронов с противоположными спинами и с сильно разными константами релаксации электронов.

## Литература

1. V. P. Drachev et al., Engineered nonlinear materials using gold nanoantenna array. *Scientific Reports* 8: 780 (2018)
2. D. P. Lyvers, M. Moazzezi, V. C. de Silva, D. P. Brown, A. M. Urbas, Y. V. Rostovtsev, and V. P. Drachev, Cooperative bi-exponential decay of dye emission coupled via plasmons. *Scientific Reports* 8: 9508 (2018).
3. H. Bhata, A.E. Aliev, and V.P. Drachev, New mechanism of plasmons specific for spin-polarized nanoparticles. *Scientific Reports* 9: 2019 (2019).

# PLASMONICS IN MAGNETIC NANOPARTICLES

**V.P. Drachev**

*Skolkovo Institute of Science and Technology*

*121205, Moscow,*

*University of North Texas*

*Denton, TX, USA 76203*

\*e-mail: v.drachev@skoltech.ru

Experiments are presented on nonlinear materials using gold nanoantennas, on cooperative bi-exponential decay of dye emission coupled via plasmons, and on magnetic nanoparticles, where high-quality plasmon resonance was found in the deep UV spectral range, caused by spin-polarization of electrons.

**Key words:** plasmonics, magnetic nanoparticles, spin-polarization of electrons.

# ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ С СУБВОЛНОВЫМ ШАГОМ СПИРАЛЬНОЙ НАНОСТРУКТУРЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ВИХРЕВЫХ ПОЛЕЙ

С.П. Котова<sup>1</sup>, Е.П. Пожидаев<sup>2</sup>, С.А. Самагин<sup>1</sup>, В.В. Кесаев<sup>2</sup>, А.М. Майорова<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53  
e-mail: kotova@fian.smr.ru

Представлены экспериментальные результаты формирования аксиально-симметричных вихревых полей с частотой до 2 килогерц. Результаты получены с помощью 12-секторной спиральной фазовой пластины на основе планарно ориентированного слоя жидкокристаллического сегнетоэлектрика толщиной 50 мкм, шаг спиральной наноструктуры которого существенно меньше 100 нм.

**Ключевые слова:** пространственные модуляторы света, фазовая модуляция, жидкокристаллические сегнетоэлектрики, орбитальный угловой момент, аксиально-симметричные оптические вихри.

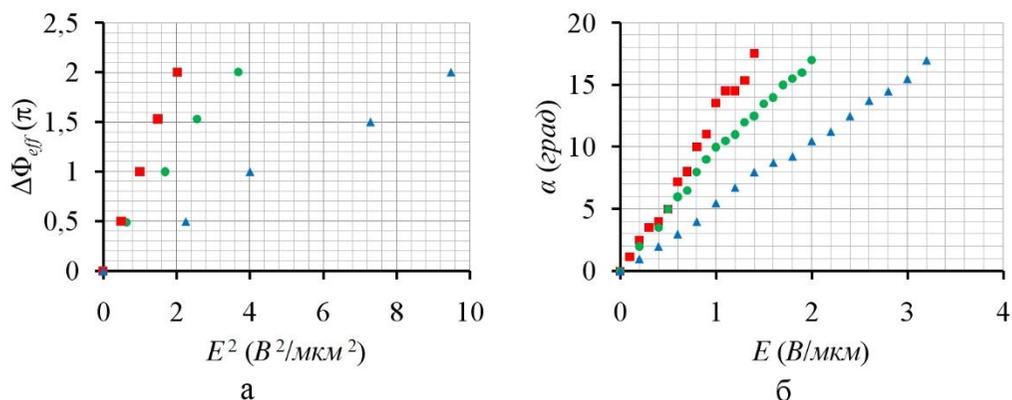
Фазовые пространственные модуляторы света (ПМС) востребованы во многих областях оптики, включая адаптивную оптику, лазерные пинцеты, квантовые системы связи [1,2]. Задавая фазовое распределение, можно компенсировать искажения волнового фронта, получать световые поля с заданными пространственными характеристиками, в том числе с вихревой компонентой. Вихревым световым полям или световым полям, обладающим орбитальным угловым моментом (ОУМ), уделяется пристальное внимание научного сообщества в последние два десятилетия, поскольку ОУМ светового поля является дополнительным параметром, позволяющим существенно расширить области применений света. Например, становится возможным в лазерном пинцете перемещение микроскопических объектов по траекториям в форме произвольных кривых в поперечном сечении пучка [3]. Использование фотонов с ненулевым ОУМ позволяет увеличить информационную емкость квантовых каналов связи [4].

Традиционным способом реализации чисто фазовой пространственной модуляции является использование S-эффекта в нематических жидких кристаллах (НЖК), характерные частоты релаксации ориентационных возмущений которых составляют несколько десятков Гц, что ограничивает области применения ПМС. Увеличение на 2 – 3 порядка по сравнению с S-эффектом в НЖК скорости непрерывной чисто фазовой модуляции фазового сдвига света на  $2\pi$  возможно в режиме ориентационного эффекта Керра в жидкокристаллических сегнетоэлектриках (ЖКС) с субволновым шагом спиральной наноструктуры, в случае гомеотропной ориентации ЖКС [5, 6]. Однако, создание фазовых ПМС на основе ориентационного эффекта Керра является очень сложной технологической задачей в связи с необходимостью формирования структуры встречно-штырьевых электродов в каждом пикселе фазовой матрицы.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований формирования аксиально-симметричных вихревых полей с помощью 12-секторной спиральной пластины (СПП) на основе планарно ориентированного ЖКС (ось спирали параллельна подложкам) с субволновым шагом спирали  $p_0 < 100$  нм, при толщине слоя ЖКС 50 мкм. Такие структуры просты в изготовлении, но до сих пор не использовались для непрерывной фазовой модуляции из-за сопутствующей модуляции состояния поляризации света (эллиптичности), обусловленной двуслойной трансформацией эллипсоида показателей преломления и поворотом его главной оптической оси в электрическом поле относительно

плоскости поляризации падающего света [5, 7]. Тем не менее, полученные нами ранее [8] результаты численного моделирования формирования вихревых световых полей с помощью упомянутой выше структуры позволили сделать вывод, что возникающая из-за изменения состояния эллиптичности сопутствующая амплитудная модуляция не является значимой.

Были изучены модуляционные характеристики трёх синтезированных в ФИАН смесевых ЖКС: ЖКС -587 [5], ЖКС -587-F-7 и ЖКС -587-F8, шаг спирали которых менее 100 нм [9]. На рисунке 1 приведены электрооптические характеристики для трех рассматриваемых ЖКС. Экспериментальные данные показывают, что все смеси позволяют создавать непрерывную эффективную фазовую задержку в диапазоне 2 $\pi$ . Величина электрического напряжения, которое нужно приложить к ячейке для достижения заданного значения фазы, зависит от химического строения ЖКС. Так для СЖК 587 напряжение должно соответствовать напряженности электрического поля 1,42 В/мкм, для СЖК 587-F7 эта величина 1,92 В/мкм, а для СЖК 587-F8 она составляет 3,08 В/мкм (рис. 1а). Угол отклонения оптической оси составляет для СЖК 587 около 17,5 градусов, для СЖК 587-F7 16,5 градусов, а для СЖК 587-F8 15,5 градусов. Время переключения для всех ЖКС существенно меньше 1 мс.

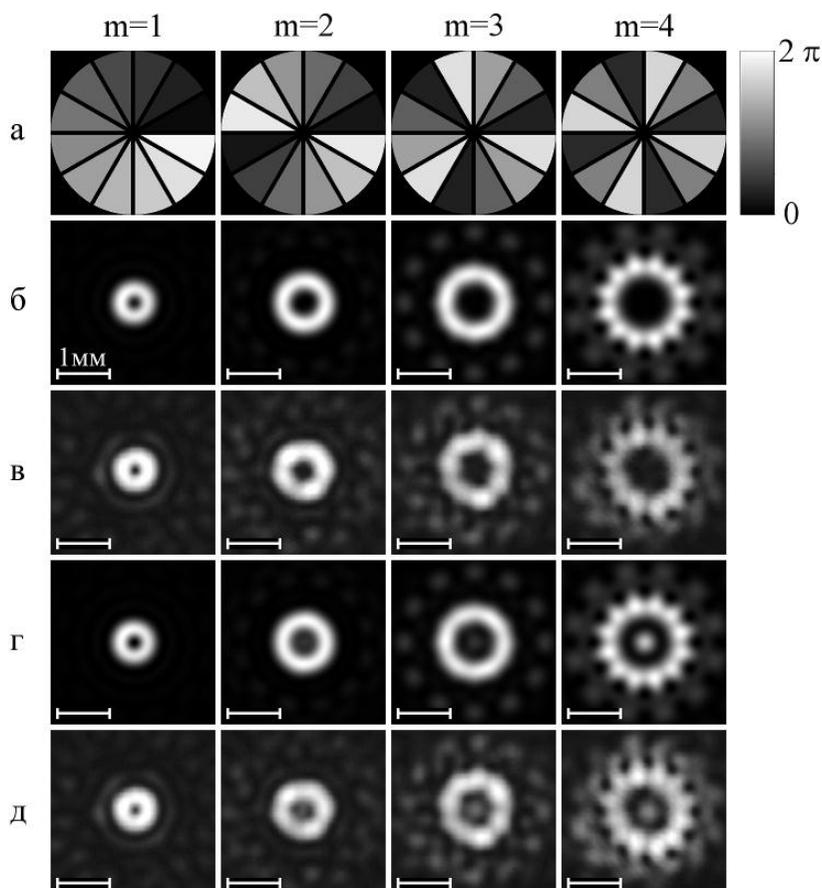


**Рис. 1.** Электрооптические характеристики для трех рассматриваемых СЖК: а – эффективная фазовая задержка для трёх ЖК: ЖКС 587 (квадраты), ЖКС 587-F7 (круги), ЖКС 587-F8 (треугольники); б – угол отклонения оптической оси для трёх ЖК в диапазоне напряжений, соответствующих изменению эффективной фазовой задержки на 2 $\pi$ : ЖКС 587 (квадраты), ЖКС 587-F7 (круги), ЖКС 587-F8 (треугольники).

В экспериментах секторная спиральная фазовая пластинка на основе ЖКС 587-F7 освещалась линейно-поляризованным коллимированным пучком He-Ne лазера, электрический вектор совпадал с направлением оси геликоида. На ячейку подавалось знакопеременное питающее напряжение, частота которого 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, синхронизованный с частотой питания ячейки. За спиральной пластиной установлена линза с фокусным расстоянием 2 м. Сформированное световое поле регистрируется с помощью ПЗС камеры (Watec WAT-902B). Перед камерой в ряде экспериментов помещался линейный поляризатор, ось пропускания которого совпадала с направлением освещающего модулятор пучка.

На рисунке 2 представлены расчетные и экспериментально полученные распределения интенсивности световых полей с различным топологическим зарядом. Задаваемые распределения фазы на модуляторе представлены в первой строке. Размер освещаемой области на секторной спиральной пластинке равнялся 4 мм. Распределения интенсивности регистрировались в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием 2 м. Расчеты выполнены стандартными численными методами с использованием преобразования Фурье в

пакете Scilab. Рассмотрены два случая. В первом случае за модулятором устанавливается линейный поляризатор, пропускающий свет с начальной поляризацией, во втором поляризатор отсутствует. Наблюдается хорошее согласие между расчетными и экспериментальными распределениями интенсивности. С увеличением топологического заряда растет диаметр центрального минимума и в большей степени проявляется дискретность задания фазы в виде дополнительных неоднородностей в пространственной структуре интенсивности.



**Рис. 2.** Формирование аксиально-симметричных вихревых полей с топологическим зарядом  $m$  от 1 до 4 с помощью 12-ти секторной спиральной пластины на основе ЖКС 587-F7: а – задаваемые распределения фазы на спиральной пластине в градациях серого для получения полей с различным топологическим зарядом; расчетные (б) и экспериментально измеренные (в) распределения интенсивности в дальнем поле при наличии поляризатора; расчетные (г) и экспериментально измеренные (д) распределения интенсивности в дальнем поле без поляризатора.

Влияние сопутствующей модуляции состояния поляризации прошедшего света демонстрируется различием картин при наличии и отсутствии поляризатора после спиральной пластинки. Без поляризатора в центре картины виден небольшой максимум, увеличивающийся с ростом топологического заряда. Это результат сложения волн с эллиптической поляризацией. При наличии поляризатора светлое пятно в центре практически не просматривается. Дополнительная амплитудная модуляция света, появляющаяся из-за присутствия поляризатора, в меньшей степени влияет на структуру формируемого поля. Световые потери при этом, согласно расчетам, не превышают 10 %.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность формирования аксиально-симметричных вихревых полей с топологическим зарядом от 1 до 4 с помощью управляемой секторной спиральной пластинки на основе жидкокристаллического сегнетоэлектрика ЖКС 587-F7 при частоте управляющего напряжения 1кГц. Время переключения формируемых полей определяется временем перестройки слоя ЖК при подаче напряжения, которое составляет в нашем случае 150 микросекунд.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-29-14012 офи\_м).

### Литература

1. Forbes A., Dudley A., and McLaren M. //Adv. Opt. Photon. 2016. V. 8. P. 200.
2. Rubinsztein-Dunlop H., Forbes A., Berry M. V., et al. //J. Opt. 2017. V. 19. P. 013001.
3. Afanasiev K., Korobtsov A., Kotova S., et al. //J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V.414. P. 012017.
4. Krenn M., Handsteiner J., Fink M., et al. //PNAS November 17. 2015. V. 112. N. 46. P. 14197.
5. Pozhidaev E.P., Kiselev A.D., Schrivastava A.K., et al. // Phys. Rev. E. 2013. V. **87**. P. 052502.
6. Pozhidaev E.P., Schrivastava A.K., Kiselev A.D., et al. // Opt. Lett. 2014, V.39, P. 2900.
7. Kotova S.P., Samagin S.A., Pozhidaev E.P. and Kiselev A.D. //Phys. Rev. E. 2015. V. 92. P. 062502.
8. Kotova S., Mayorova A., Pozhidaev E., and Samagin S. //EPJ Web of Conferences 2017. V. 161. P. 01007.
9. Mikhailenko V., Krivoshey A., Pozhidaev E., et al.//Journal of Molecular Liquids. 2019. V. 281. P. 186.

## FERROELECTRIC LIQUID CRYSTALS WITH SUB-WAVELENGTH HELIX NANOSTRUCTURE PITCH FOR THE GENERATION OF AXIAL-SYMMETRIC VORTEX FIELDS

S.P. Kotova<sup>1</sup>, E.P. Pozhidaev<sup>2</sup>, S.A. Samagin<sup>1</sup>, V.V. Kesaev<sup>2</sup>, A.M. Mayorova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute, Samara Branch  
221, Novo-Sadovaya Str., Samara, 443011, Russia*

<sup>2</sup>*Lebedev Physical Institute  
53, Leninskiy Prospekt, Moscow, 119991, Russia  
e-mail: kotova@fian.smr.ru*

The experimental results of the formation of axially symmetric vortex light fields with a frequency of up to 2 kilohertz are presented. The results were obtained using a 12-sector spiral phase plate (SPP) based on a planar-oriented layer of liquid crystal ferroelectric (LC) 50  $\mu\text{m}$  thick, the spiral nanostructure pitch of which is substantially less than 100 nm.

**Key words:** spatial light modulators, phase modulation, ferroelectric liquid crystals, orbital angular momentum, axially symmetric optical vortices.

# АТМОСФЕРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЛИНИИ СВЯЗИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ «ПОСЛЕДНЕЙ МИЛИ» В КВАНТОВЫХ КОММУНИКАЦИЯХ

И.З. Латыпов<sup>1,4\*</sup>, Д.О. Акатьев<sup>1</sup>, В.В. Чистяков<sup>2,3</sup>, М.А. Фадеев<sup>2,3</sup>, А.К. Халтуринский<sup>3</sup>,  
С.М. Кынев<sup>2,3</sup>, В.И. Егоров<sup>2,3</sup>, А.В. Глейм<sup>2,3,4</sup>

<sup>1</sup>ФИЦ КазНЦ РАН

420001, Казань, ул. Лобачевского, 4

<sup>2</sup>Университет ИТМО

197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

<sup>3</sup>ООО «Кванттелеком»

197022, Санкт-Петербург, Аптекарский пр., 2

<sup>4</sup>Казанский Квантовый Центр КНИТУ-КАИ им. Туполева

420126, Казань, ул. Четаева 18а

\*e-mail: bibidey@mail.ru

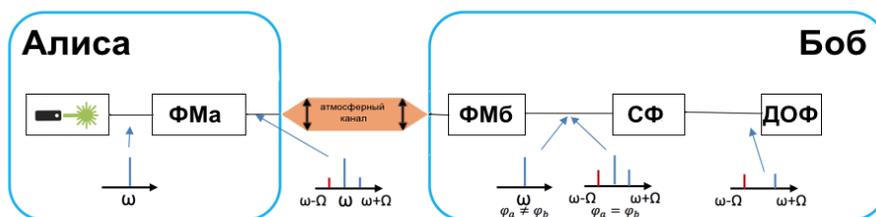
Работа посвящена созданию телескопической приемо-передающей системы, организующей атмосферный канал связи «точка-точка», и ее применению для квантовой коммуникации на боковых частотах в качестве «последней мили» для защиты данных в географически распределенном центре обработки данных

**Ключевые слова:** квантовая коммуникация, боковая частота, атмосферный канал связи

Атмосферные линии связи активно развиваются как в области классической связи для реализации специфических задач в прокладке интернет сетей, так и в области квантовой криптографии. Атмосферные линии лазерной связи успешно применяются на ближних и средних дистанциях (до 1 км), где прокладка волоконной линии или радиочастотный канал нерентабелен по техническим причинам. При этом характеристики скорости передачи информации и стабильности канала связи практически идентична характеристикам волоконного канала. Именно такие системы наиболее удобно использовать в качестве открытого (классического) канала в атмосферной системе квантовой коммуникации.

Современные атмосферные системы квантовой коммуникации как правило разрабатываются больших дистанций (от 50 до 150 км) с целью использования по принципу земля-спутник, либо земля-спутник-земля. Протоколы квантовой коммуникации основаны исключительно для использования в атмосферном канале. В данной работе представлена система квантовой коммуникации, работающая на универсальном «гибридном» протоколе, позволяющем формировать квантовый ключ одновременно в волоконном канале связи и атмосферном. Актуальность такой схемы связана с особенностью прокладки волоконных сетей в городских (и не только) условиях, т.е. существуют участки (как правило до 200 м), где прокладка волокна невозможна или нерентабельна. Данная проблема называется проблемой «последней мили». В квантовой коммуникации удобно использовать атмосферную линию связи для тех случаев, когда объекты находятся в прямой видимости друг от друга. Подавляющее большинство систем квантовой коммуникации, работающих через атмосферный канал связи, на сегодняшний день работают с использованием протоколов кодирующих поляризационные состояния фотонов. Системы квантовой коммуникации на боковых частотах модулированного излучения [1-2] используют другой подход к кодированию квантовых состояний, использование которого позволит избежать проблем, возникающих для систем с поляризационным кодированием.

Представленная на рисунке 1 схема квантовой коммуникации на боковых частотах модулированного излучения реализована для распределения двоичных битовых последовательностей через атмосферный канал связи.



**Рис. 1.** Принципиальная схема системы квантовой коммуникации на боковых частотах с атмосферным каналом связи

В блоке отправителя (Алиса) лазер генерирует непрерывное излучение на длине волны  $\lambda = 1550$  нм. Далее излучение подвергается фазовой модуляции на электрооптическом модуляторе бегущей волны (ФМа). Выбор фазы выполняется случайным образом в соответствии с протоколом BB84 с частотой 100 МГц. В результате фазовой модуляции в спектре сигнала появляются две боковые компоненты, отстоящие от центральной частоты лазерного сигнала на величину частоты модулирующего радиочастотного сигнала и имеющие заданную на ФМа фазовую отстройку  $\Omega$ . Далее модулированный сигнал ослабляется в аттенуаторе (на рисунке не показан) таким образом, чтобы суммарно на двух боковых компонентах мощность сигнала соответствовала среднему числу фотонов во временном отсчете  $\mu=1$  и поступает в атмосферный канал связи.

После прохождения по атмосферному квантовому каналу сигнал поступает в приемный модуль (Боб) и следует к блоку фазовой модуляции ФМб. В нем сигнал разделяется на две ортогональные компоненты, каждая из которых модулируется на отдельном фазовом модуляторе (на рисунке не показаны). Сдвиг фазы  $\varphi_b$  вносится в этой системе аналогично тому, как это происходит в блоке отправителя. В случае совпадения фаз  $\varphi_a$  и  $\varphi_b$  сигнал на боковых частотах усиливается, в противном случае – гасится. Далее сигнал следует на оптический спектральный фильтр (СФ). Сигнал на основной частоте отражается от СФ. Квантовый сигнал на боковых частотах проходит через фильтр (СФ) и затем регистрируется детектором одиночных фотонов (ДОФ).

В таблице 1 представлены основные результаты экспериментального исследования передачи квантовых бит на боковой частоте модулированного излучения через атмосферный канал связи.

**Таблица 1**

Расстояние	Потери в атмосферном канале	Скорость генерации квантовых бит	QBER
50 метров	7 дБ	1,43 кбит/с	6%

Таким образом, в работе была разработана телескопическая приемо-передающая система с активной системой слежения, которая была успешно использована при организации атмосферного канала связи для системы квантовой коммуникации на боковых частотах модулированного излучения.

### Литература

1. Мазуренко Ю.Т., Меролла Ж.-М., Годжебюр Ж.-П. К // Оптика и спектроскопия. — 1999. — Т. 86. — № 2. — С. 181-183.
2. Глейм А.В., Чистяков В.В. и др. // Оптический журнал – 2017. – Т.84 – №6 –С.3-9

# ATMOSPHERE CHANNEL FOR “LAST MILE PROBLEM” IN QUANTUM COMMUNICATION

I.Z. Latypov<sup>1,4\*</sup>, D.O. Atat'ev<sup>1</sup>, V.V. Chistyakov<sup>2,3</sup>, M.A. Fadeev<sup>2,3</sup>, A.K. Khalturinsky<sup>3</sup>,  
S.M. Kynev<sup>2,3</sup>, V.I. Egorov<sup>2,3</sup>, A.V. Gleim<sup>2,3,4</sup>

<sup>1</sup>*FRC KazSC of RAS*

*Tatarstan, Kazan, ul. Lobachevskogo, 2/31*

<sup>2</sup>*ITMO University*

*49 Kronverksky Pr., St. Petersburg*

<sup>3</sup>*OOO Quanttelecom*

*Aptekarsky pr. 2, St. Peterburg*

<sup>4</sup>*Kazan Quantum Centre KNITU KAI*

*K. Marksa 10, Kazan*

e-mail: bibidey@mail.ru

The work is devoted to the creation of a telescopic transceiver system that organizes an atmospheric point-to-point communication channel, and its use for quantum communication at sideband frequencies as the “last mile” for data protection in a geographically distributed data center

**Key words:** quantum communication, sideband, atmosphere communication

# МЕТРОЛОГИЯ МАЛОФОТОННЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

С.А. Магницкий

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова;  
Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр (МЛЦ МГУ)  
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62.  
e-mail: sergeymagnitskiy@gmail.com*

В докладе рассматриваются вопросы параметризации малофотонных источников света. Данный вопрос относится к новому направлению исследований в квантовой оптике – разработке методов характеристики оптических компонент и устройств, применяемых в оптических квантовых технологиях, которые предполагаются к использованию в промышленности. Кратко представлены результаты работ, ведущихся настоящее время совместно с ФГУП ВНИИОФИ и НИЯУ МИФИ в лаборатории экспериментальной квантовой оптики и нанофотоники МЛЦ МГУ им. М.В. Ломоносова по разработке методов характеристики малофотонных источников света с целью наработки базовых методик, которые могут быть положены в основу будущих метрологических стандартов квантовых оптических технологий

**Ключевые слова:** фотон, квантовая оптика, квантовые технологии, стандартизация

В настоящее время оптические квантовые технологии выходят из стен лабораторий и, по-видимому, в ближайшее десятилетие станут составной частью промышленных информационных технологий. При этом стандартизация выходит на первый план и актуальным становятся вопросы параметризации ключевых устройств квантовой оптики. Наиболее близкими к внедрению в настоящее время являются системы квантовой криптографии, которые в качестве эксперимента уже функционируют в ряде стран. В 2016 году Европейским институтом телекоммуникационных стандартов (ETSI) был выпущен первый предварительный стандарт [1], устанавливающий правила характеристики оптических компонент систем квантового распределения ключей. Активность в этом направлении за последние 3 года сильно возросла. Возникли новые специализированные организации и группы экспертов, целью работы которых является разработка предварительных стандартов оптических компонент и устройств квантовой оптики. К основным организациям и группам, занимающимися в настоящее время этими вопросами, следует отнести European Telecommunications Standards Institute (ETSI), который, в частности, имеет в своем составе Industry Specification Group (ISG) on Quantum Key Distribution for Users (QKD), International Organization for Standardization (ISO) and the International Electrotechnical Commission (IEC), National Measurement Institutes (NMI), Quantum Internet Research Group (QIRG), China Communications Standards Association (CCSA), China Cryptography Standardization Technical Committee (CSTC), China national standardization technical committee on quantum computing and metrology.

Очевидно, что существующие методы характеристики классических световых источников недостаточны для характеристики квантовых источников света, в частности для источников, работающих в малофотонном режиме, в особенности, если они работают в режиме генерации перепутанных фотонов.

В уже упоминавшемся стандарте [1] предусмотрены некоторые процедуры характеристики малофотонных импульсных квазинепрерывных лазеров. Но предлагаемые методы характеристики в этом и последующих документах ограничиваются измерением  $\alpha$ -параметра Грангьера, что эквивалентно измерению автокорреляционной функцией 2-го порядка  $G^2(\tau)$  при  $\tau = 0$ . Следует особо подчеркнуть, что пока остается открытым вопрос о методах характеристики самих квантовых состояний генерируемого света, хотя этот параметр является ключевым для квантовой оптики [2].

В нашей лаборатории в течение последних 3-х лет ведутся разработки методов характеристики устройств квантовой оптики. Работы ведутся в 3-х направлениях: 1)

разработка и характеристика квазиоднофотонных СПР-источников с помощью квантовой томографии, 2) характеристика малофотонных источников методом счета фотонов, и 3) разработка и характеристика счетчиков фотонов безэталонными методами.

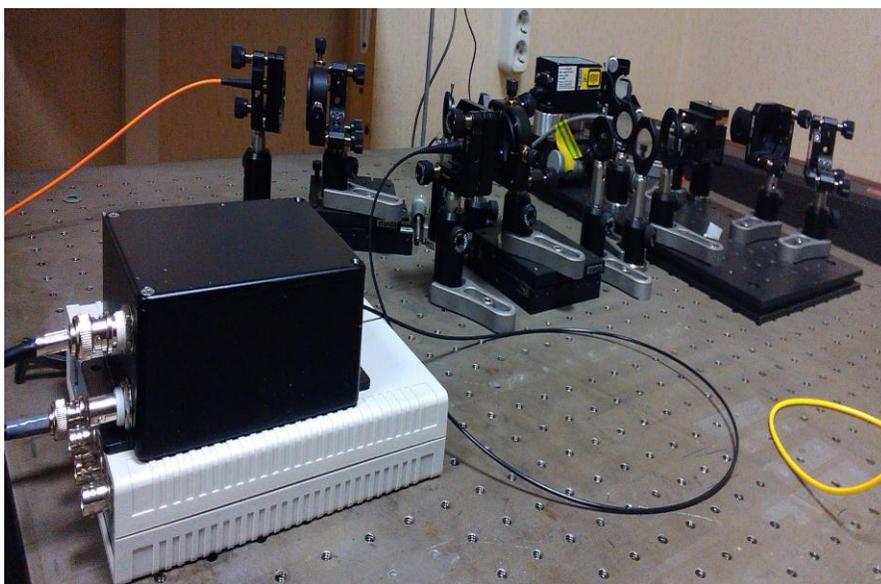
В докладе кратко рассказывается о результатах, достигнутых в последнее время во всех этих 3-х направлениях. В плане разработки двухкристальных СПР-генераторов были достигнуты существенные результаты – были разработаны схемы двухкристального СПР-генератора 1-го типа, не подверженные отрицательному влиянию эффекта Мигдалла на перепутанность состояний генерируемых фотонных пар [3]. Был предложен метод и прототип устройства для сертификации таких источников [4]. Была проанализирована эффективность сертификации с помощью разных критериев перепутанности. Выбор пал на применение параметра близости квантовых состояний – Fidelity ( $F$ ). Было показано, что при использовании таких источников этот параметр адекватно характеризует ошибку  $P_{err}$  передачи квантового криптографического ключа, которая может быть выражена через  $F$  как  $\frac{1-F}{2} \leq P_{err} \leq 1 - F$ .

Прототип устройства, который мы предлагаем использовать для сертификации, представляет из себя квантовый томограф, предназначенный для измерения поляризационного состояния фотонных СПР пар по протоколу, предложенному в [5]. Наша реализация такого устройства описана в [6].

Безусловный интерес представляет характеристика энергетических характеристик малофотонных световых источников методом счета фотонов, т.к. техническая реализация таких методов с использованием современных многопиксельных счетчиков фотонов значительно проще, чем с помощью оптических методов с использованием интерферометров интенсивности Хонга–Оу–Манделя или Брауна–Твисса, который предлагается использовать в [1]. Кроме того, измерение статистики фотоотсчетов позволяет определить все моменты распределения, а не первые два, как в случае измерения корреляционной функции  $g^2(0)$ . В плане аппаратуры мы остановились на многопиксельных счетчиках фотонов SiФЭУ [7]. Несмотря на значительные преимущества, этому методу присущ один существенный недостаток. При его использовании измеряется не статистика фотонов, а статистика фотоотсчетов, которые при конечной квантовой эффективности детектора не совпадают. Поэтому возникает проблема решения обратной задачи, которая математически для малофотонных источников может быть сформулирована следующим образом

$$\begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ P_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & (1-\eta) & (1-\eta)^2 & \cdot & \cdot \\ 0 & \eta & 2\eta(1-\eta) & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & \eta^2 & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & \cdot & \cdot & \eta^n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_0 \\ p_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ p_n \end{pmatrix}$$

где  $P_n$  – вероятность обнаружения  $n$  фотонов,  $P_m$  – вероятность обнаружения  $m$  фотоотсчетов, а  $\eta$  – квантовый выход детектора. Несмотря на простую аналитическую форму связи статистики фотонов со статистикой фотоотсчетов, алгоритм восстановления оказывается неустойчивым по ошибке в измерениях  $P_m$  и в практически интересных случаях не позволяет корректно восстановить статистику фотонов. Эта проблема также обсуждается в докладе.



**Рис. 1.** Разработанные в лаборатории экспериментальной квантовой оптики и нанофотоники счетчики одиночных фотонов и время-цифровые преобразователи. Отличительной особенностью счетчиков является возможность управления всеми ключевыми параметрами, влияющими на регистрацию одиночных фотонов

И, наконец, в заключение доклада кратко рассказывается о разработанных нами счетчиках одиночных фотонов, изображенных на Рис.1, и обсуждается предложенный нами вариант усовершенствованной схемы Клышко безэталоного измерения квантовой эффективности этих устройств.

Более подробное изложение представленных в докладе результатов можно найти в наших докладах, представленных в стендовой секции этой конференции.

В заключение хотелось бы выразить благодарность Д.П. Фроловцеву, П.П. Гостеву, Д.П. Агапову, Е.А. Мамонову, Д.А. Яковлеву, А.С. Чиркину, А.А. Стифуткину (МИФИ) и А.В. Демину (ВНИИОФИ), которые принимали и продолжают принимать участие в этой работе. Работа частично поддержана грантом РФФИ 18-02-00849.

### Литература

1. Standard: ETSI - GS QKD 011. 2016. "Quantum Key Distribution (QKD); Component characterization: characterizing optical components for QKD systems" (European Telecommunications Standards Institute)
2. Magnitskii, S.A., Frolovtssev, D.N., Agapov, D.P., Demin, A.V., Krutikov, V.N. and Levin, G.G., 2017. Metrology of single photons for quantum information technologies. Measurement Techniques, 60(3), pp.235-241
3. Фроловцев Д.Н., Магницкий С.А. Способ и устройство источника поляризационно-перепутанных фотонов с максимально возможной степенью перепутанности. Пат. РФ RU №2636808. 2016D.
4. N.Frolovtssev, A.V.Demin, V.N.Krutikov and S.A.Magnitskii, 2019. Method and apparatus for measuring the degree of polarization entanglement of biphotons generated by an SPR source of type 1. (to be published)
5. James, D. F. V., et al. Measurement of qubits. Physical Review A 64.5 (2001): 052312.
6. S. Magnitskiy, D. Frolovtssev, V. Firsov, P. Gostev, I. Protsenko, and M. Saygin. A spdc-based source of entangled photons and its characterization. Journal of Russian Laser Research, 36(6):618–629, 2015

7. Dolgoshein, B., Balagura, V., Buzhan, P., Danilov, M., Filatov, L., Garutti, E., Groll, M., Ilyin, A., Kantserov, V., Kaplin, V. and Karakash, A., 2006. Status report on silicon photomultiplier development and its applications. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 563(2), pp.368-376

## **METROLOGY OF FEW-PHOTON SOURCES OF LIGHT**

**S.A. Magnitskiy**

*Faculty of Physics and the International Laser Center  
Lomonosov Moscow State University  
119991, Russia, Moscow, Leninskie Gory  
e-mail: sergeymagnitskiy@gmail.com*

The report discusses the parameterization of low-photon light sources. This question relates to a new area of research in quantum optics - the development of methods for characterizing optical components and devices used in optical quantum technologies that are supposed to be used in industry. The results of the work currently being conducted in conjunction with the Federal State Unitary Enterprise VNIIOFI and NRNU MEPhI at the Laboratory of Experimental Quantum Optics and Nanophotonics ILC Moscow State University M.V. Lomonosov on the development of methods for characterizing low-photon light sources in order to develop basic techniques that can form the basis of future metrological standards of quantum optical technologies are briefly presented

**Key words:** photon, quantum optics, quantum technologies, standardization

# ПОЛНЫЙ УГЛОВОЙ МОМЕНТ НЕЛИНЕЙНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ОБЫЧНОГО ДИЭЛЕКТРИКА И ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА

А.И. Маймистов\*, Е.И. Ляшко

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
115409, Москва, Каширское ш. 31  
\*e-mail: aimaimistov@gmail.com*

Рассмотрены поверхностные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела диэлектрика, обладающего нелинейной восприимчивостью третьего порядка и топологического изолятора. Существование поверхностной волны обусловлено нелинейностью диэлектрика. Для случаев положительной или отрицательной линейной диэлектрической проницаемости определена плотность орбитального и спинового углового момента поверхностной волны. Дискретная природа топологического числа влечет дискретность компонент спинового углового момента. Показано, что вектор спинового углового момента имеет проекцию на нормаль к поверхности раздела, что составляет отличие от случая обычных поверхностных поляритонов или плазмон-поляритонов.

**Ключевые слова:** угловой момент поля, спиновый угловой момент поля, граница раздела сред, поверхностная волна, нелинейная кубическая восприимчивость, топологический изолятор.

Изучение распространения в конденсированных средах пучков света с фазовыми дефектами волнового фронта, появление раз за разом публикаций, посвященных анализу углового момента электромагнитного поля [1-12], помимо решения фундаментальных проблем, обусловлены идеей передачи момента вращения от поля к материальным телам и создание оптических манипуляторов для задач нанотехнологии. В интегральной оптике и плазмонике роль пучков играют поверхностные волны. По этой причине внимание привлекают различные характеристики поверхностной волны, в частности ее угловой момент [6-9]. Исследование полного углового момента поверхностных волн показало, что волны, поляризованные перпендикулярно направлению распространения (TE волны) обладают только угловым орбитальным моментом. Для случая TM поверхностной волны, вектор ее магнитного поля лежит в плоскости раздела, распространяющейся вдоль поверхности раздела вакуума и среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью, спиновый момент ненулевой. В [7-9] было показано, что спиновый угловой момент TM волны направлен ортогонально волновому вектору поверхностной волны и лежит в плоскости раздела сред.

В работах [13,14] рассматривались поверхностные волны, бегущие по поверхности топологического изолятора [15,16]. Топологическому изолятору (ТИ) присущ поверхностный магнитоэлектрический эффект, который приводит к повороту векторов магнитного и электрического поля электромагнитной волны при пересечении границы раздела обычного диэлектрика и ТИ. По этой причине поверхностные волны содержат все три компоненты электрического и магнитного полей. Для существования поверхностной волны, как и в случае обычных диэлектриков, необходимо чтобы одна из соприкасающихся сред обладала бы отрицательной диэлектрической проницаемостью. Такая ситуация возможна, если ТИ накрыт металлической пластинкой [17] или полупроводником типа ИТО. Использование гиперболического метаматериала [18] также позволяет распространение поверхностной волны [19,20]. Для такого рода поверхностных волн в [13,14] были найдены орбитальный и спиновый момент. Показано, что вектор орбитального момента перпендикулярен волновому вектору, как в [7-9], тогда как спиновый момент, будучи перпендикулярным к направлению распространения, имеет как нормальную, так и касательную проекции, что является следствием поверхностного тока, индуцированного на границе ТИ электромагнитной поверхностной волной. Из-за дискретности топологического числа, характеризующего ТИ,

проекции плотности спинового момента оказываются также дискретными. Величина максимального значения спинового момента зависит от интенсивности электрической волны на поверхности раздела сред, что обусловлено нелинейной восприимчивостью диэлектрика.

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

### Литература

1. O'Neil A. T., MacVicar I., Allen L. et al. // *Phys.Rev.Lett.* 2002. V.88. P. 061101.
2. Barnett S.M. // *J. Mod. Opt.* 2010. V. 57. No. 14-15. P. 1339.
3. Bialynicki-Birula I., Bialynicka-Birula Z. // *J.Opt.* 2011. V. 13. P. 064014.
4. Yao A.M., Padgett M. J. // *Advances in Optics and Photonics.* 2011. V. 3. №. 2. P.161.
5. Cameron R. P., Barnett S.M., Yao A.M. // *New J. Phys.* 2012. V. 14. P. 053050.
6. Bliokh K. Y., Nori F. // *Physics Reports* 2015. V. 592. P. 1–38.
7. Bliokh K. Y., Nori F. // *Phys. Rev. A.* 2012. V. 85. P. 061801(R).
8. Bliokh K. Y., Bekshaev A. Y., Nori F. // *New J. Phys.* 2017. V.19. P. 063021.
9. Bekshaev A.Y., Bliokh K.Y. // *Ukr. J. Phys. Opt.* 2018. V. 19, №. 1. P. 33.
10. Berini P. // *Advances in Optics and Photonics.* 2009. V. 1. №. 3. P. 484.
11. Wang Y., Plummer E. W., Kempa K. // *Advances in Physics.* 2011. V. 60. №. 5. P. 799.
12. Ritboon A., Croke S., Barnett S.M. // *J.Opt.Soc.Am. B* 2019. V. 36. №. 2. P. 482.
13. Маймистов А.И., Ляшко Е.И. // *Оптика и спектроскопия* 2018. Т. 125. №. 6. С. 795.
14. Маймистов А.И., Ляшко Е.И. // *Оптика и спектроскопия* 2019. Т. 126. №. 5. С. 578.
15. Hasan M. Z., Kane C. L. // *Rev.Mod.Phys.* 2010. V. 82. P. 3045.
16. Qi Xiao-Liang, Zhang Shou-Cheng. // *Rev.Mod.Phys.* 2011. V. 83. P. 1057.
17. Karch A. // *Phys.Rev. B.* 2011. V.83. P. 245432.
18. Drachev V. P., Podolskiy V. A., Kildishev A. V. // *Opt. Express* 2013. V. 21. №. 12. P. 15048.
19. Lyashko E.I., Maimistov A.I., Gabitov I.R. // *arXiv: 1706.05951v1.* 2017.
20. Маймистов А. И., Ляшко Е.И. // *Известия РАН сер.физ.* 2018. Т. 82. No 1. С. 27.

## TOTAL ANGULAR MOMENTUM OF THE NONLINEAR SURFACE WAVE AT THE INTERFACE BETWEEN CONVENTIONAL AND TOPOLOGICAL INSULATOR

A.I. Maimistov\*, E.I. Lyashko

*National Research Nuclear University MEPhI*

*115409, Moscow, Kashirskoe sh. 31*

*\*e-mail: aimaimistov@gmail.com*

The surface waves propagating on the interface between a dielectric with nonlinear susceptibility of the third order and topological insulator are considered. The existence of a surface wave results from the optical nonlinearity of the dielectric. The densities of the orbital and spin angular momentum for the surface wave are determined for the dielectrics with positive or negative linear permittivity. The discrete nature of the topological number involves discreteness of the components of the spin angular momentum. It is shown that the spin angular momentum vector has a projection on the normal to the interface that is different from the case of ordinary surface polaritons or plasmon-polaritons.

**Key words:** angular momentum, spin angular momentum of field, interface, surface wave, nonlinear cubic susceptibility, topological insulator,

# ПРИНЦИП СУПЕРПОЗИЦИИ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ВЕРОЯТНОСТНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ ИЛИ «БОГ НЕ ИГРАЕТ В КОСТИ, БОГ ИГРАЕТ В МОНЕТКИ»

О.В. Манько<sup>1,2,\*</sup>, В.Н. Чернега<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева  
119991, Москва, Ленинский проспект 53

<sup>2</sup>Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э.Баумана  
105005, Москва. Вторая Баумановская улица, 5

\*e-mail: mankoov@lebedev.ru

Принцип суперпозиции квантовых состояний получен в виде закона сложения классических вероятностей, задающих квантовое состояние в вероятностном представлении квантовой механики. Рассмотрен пример состояния частицы со спином-1.2 (кубита).

**Ключевые слова:** дихотомная случайная величина, принцип суперпозиции, функции распределения вероятности, кубиты

Вероятностное представление квантовой механике было введено и разработано в [1]-[5]. В этом представлении квантовые состояния задаются функциями распределения вероятности. Существует взаимоднозначное соответствие между данными функциями распределения вероятности и волновыми функциями, задающими чистые состояния, а также матрицами плотности, задающими смешанные состояния. Одним из фундаментальных принципов, лежащих в основании квантовой механики, является принцип суперпозиции квантовых состояний. Принцип суперпозиции определяет правило сложения волновых функций и векторов состояний  $|\psi_1\rangle$  и  $|\psi_2\rangle$  с комплексными коэффициентами, а именно,

$$|\psi\rangle = c_1 |\psi_1\rangle + c_2 |\psi_2\rangle.$$

Полученный вектор состояния  $|\psi\rangle$  задает другое квантовое состояние системы. В [6] показано, что в вероятностном представлении квантовой механики соответствующие операторы плотности  $\hat{\rho}_1 = |\psi_1\rangle\langle\psi_1|$  и  $\hat{\rho}_2 = |\psi_2\rangle\langle\psi_2|$  и матрицы плотности задаются вероятностями дихотомных случайных величин. Например, матрица плотности состояния частицы со спином  $\frac{1}{2}$  (кубита) может быть записана в виде

$$\rho^{(1/2)} = \begin{pmatrix} p_3 & p_1 - \frac{1}{2} - i(p_2 - 1/2) \\ p_1 - \frac{1}{2} + i(p_2 - 1/2) & 1 - p_3 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Матрица плотности частицы со спином 1 (кутрита) равна

$$\rho^{(1)} = \begin{pmatrix} p_3^{(11)} & p_1^{(12)} - \frac{1}{2} - i(p_2^{(12)} - 1/2) & p_1^{(13)} - \frac{1}{2} - i(p_2^{(13)} - 1/2) \\ p_1^{(12)} - \frac{1}{2} + i(p_2^{(12)} - 1/2) & p_3^{(22)} & p_1^{(23)} - \frac{1}{2} - i(p_2^{(23)} - 1/2) \\ p_1^{(13)} - \frac{1}{2} + i(p_2^{(13)} - 1/2) & p_1^{(23)} - \frac{1}{2} + i(p_2^{(23)} - 1/2) & 1 - p_3^{(11)} - p_3^{(22)} \end{pmatrix}.$$

Числа  $0 \leq p_1, p_2, p_3 \leq 1$  являются вероятностями того, что в состоянии с матрицей плотности  $\rho^{(\frac{1}{2})}$  проекции спина  $\frac{1}{2}$  на оси  $x, y, z$  равны  $+1/2$ . Аналогично, числа  $0 \leq p_{1,2,3}^{(j,k)} \leq 1$ ,  $j, k = 1, 2, 3$  и  $j < k$  являются вероятностями для виртуального спина-1/2, определяемого системой со спином 1. Из критерия Сильвестра вытекают дополнительные неравенства, которым должны удовлетворять вероятности для виртуального спина-1/2.

В [7] принцип суперпозиции сформулирован в терминах операторов плотности (матриц плотности) в следующем виде

$$\widehat{\varrho}_\psi = \sqrt{\lambda_1}\varrho_1 + \sqrt{\lambda_2}\varrho_2 + \sqrt{\lambda_1\lambda_2} \frac{\varrho_1\widehat{\varrho}_0\varrho_2 + \varrho_2\widehat{\varrho}_0\varrho_1}{\sqrt{\text{Tr}(\varrho_1\widehat{\varrho}_0\varrho_2\varrho_0)}}$$

Где  $\widehat{\varrho}_\psi = |\psi\rangle\langle\psi|$ ,  $0 \leq \lambda_1, \lambda_2 \leq 1$  являются вероятностями и  $\lambda_1 + \lambda_2 = 1$ ,  $\widehat{\varrho}_0 = |\psi_0\rangle\langle\psi_0|$  – оператор-проектор. Матричные элементы матрицы плотности  $\widehat{\varrho}_\psi$  можно выразить через вероятности. Для состояния частицы со спином  $1/2$  принцип суперпозиции приводит к правилу сложения вероятностей  $P_1^{(1)}, P_2^{(1)}, P_3^{(1)}, P_1^{(2)}, P_2^{(2)}, P_3^{(2)}$ ,

Получаем для вероятностей  $P_1^{(\psi)}, P_2^{(\psi)}, P_3^{(\psi)}$ , задающих суперпозиционное состояние  $\widehat{\varrho}_\psi$  следующие выражения

$$\begin{aligned} P_3^{(\psi)} &= \left(\frac{1}{T}\right) \left\{ P_3^{(1)}P_3^{(0)} + (1 - P_3^{(0)})P_3^{(2)} + 2\sqrt{P_3^{(2)}P_3^{(1)}} \left(P_1^{(0)} - \frac{1}{2}\right) \right\}, \\ P_1^{(\psi)} - \frac{1}{2} &= \left(\frac{1}{T}\right) \left\{ P_3^{(0)} \left(P_1^{(1)} - \frac{1}{2}\right) + (P_1^{(2)} - 1/2)(1 - P_3^{(0)}) \right. \\ &+ \left. [(P_1^{(0)} - 1/2)(P_1^{(1)} - 1/2) + (P_2^{(0)} - 1/2)(P_2^{(1)} - 1/2)] \sqrt{P_3^{(2)}/P_3^{(1)}} \right. \\ &+ \left. [(P_1^{(0)} - 1/2)(P_1^{(2)} - 1/2) - (P_2^{(0)} - 1/2)(P_2^{(2)} - 1/2)] \sqrt{P_3^{(1)}/P_3^{(2)}} \right\}, \\ P_2^{(\psi)} - \frac{1}{2} &= \left(\frac{1}{T}\right) \left\{ P_3^{(0)} \left(P_2^{(1)} - \frac{1}{2}\right) + (P_2^{(2)} - 1/2)(1 - P_3^{(0)}) \right. \\ &+ \left. [(P_1^{(0)} - 1/2)(P_2^{(1)} - 1/2) - (P_2^{(0)} - 1/2)(P_1^{(1)} - 1/2)] \sqrt{P_3^{(2)}/P_3^{(1)}} \right. \\ &+ \left. [(P_2^{(0)} - 1/2)(P_1^{(2)} - 1/2) + (P_1^{(0)} - 1/2)(P_2^{(2)} - 1/2)] \sqrt{P_3^{(1)}/P_3^{(2)}} \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} T &= 1 + \frac{2}{\sqrt{P_3^{(1)}P_3^{(2)}}} \left\{ \left(P_1^{(0)} - \frac{1}{2}\right) \left[ \left(P_1^{(1)} - \frac{1}{2}\right) \left(P_1^{(2)} - \frac{1}{2}\right) + (P_2^{(2)} - 1/2)(P_2^{(1)} - 1/2) \right. \right. \\ &\left. \left. + P_3^{(1)}P_3^{(2)} \right] + (P_2^{(0)} - 1/2) \left[ \left(P_2^{(1)} - \frac{1}{2}\right) \left(P_1^{(2)} - \frac{1}{2}\right) - \left(P_1^{(1)} - \frac{1}{2}\right) \left(P_2^{(2)} - \frac{1}{2}\right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

и  $P_i^{(0)}$ ,  $i = 1, 2, 3$  – это формальные вероятности, связанные с проектором  $\widehat{\varrho}_0$ . Аналогичным образом можно ввести правило сложения вероятностей для кутрита (спина 1). Мы получили новые правила сложения вероятностей, задающих квантовое суперпозиционное состояние. В вероятностном представлении квантовой механики аналогичные правила сложения для суперпозиции распределений вероятности выполняются и в случае непрерывных переменных для суперпозиционных состояний квантового осциллятора. В связи с тем, что произвольное состояние кудита (частицы со спином  $j$  или  $N$ -уровневого атома) определяется через функции распределения вероятности дихотомных случайных величин, которые также задают статистики классических монеток, мы можем добавить к фразе Эйнштейна (сказанной в дискуссии с Бором) «Бог не играет в кости» утверждение «Бог играет в монетки».

Следует отметить, что в предложенном вероятностном представлении квантовой механики состояния любых систем описываются распределениями вероятности, а наблюдаемые описываются аналогами классических случайных величин. Уравнения квантовой эволюции являются кинетическими уравнениями для распределений вероятности [8]-[13].

### Литература

1. Mancini S., Man'ko V.I., and Tombesi P. // Phys. Lett. A 1996. V. 213. P. 1
2. Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 1997. V. 18. P.40
3. Mancini S., Man'ko V. I., and Tombesi P. // Found. Phys. 1997. V. 27. P. 801.
4. Dodonov V., V., Man'ko V. I. // Phys. Lett. A . 1997. V. 229. P. 335
5. Манько В. И., Манько О. В. // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. С.796.

6. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 2018. V. 39. P. 128
7. Man'ko V. I., Marmo G., Sudarshan E. C. G., Zaccaria F. // J. Phys. A: Math. Gen. 2002. V.35:33. P. 7137
8. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 2017. V. 38. P. 141
9. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 2017. V. 38. P. 324
10. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 2017. V. 38. P. 416
11. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V.1071. P.012008
12. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // Eur. Phys. J. 2019. V.73. P. 10

## **SUPERPOSITION PRINCIPLE FOR QUANTUM STATE IN PROBABILITY REPRESENTATION OF QUANTUM MECHANICS OR “GOD DOES NOT PLAY DICE, GOD PLAYS COINS”**

**O.V. Man'ko<sup>1,2,\*</sup>, V.N. Chernega<sup>2</sup>**

*<sup>1</sup>Lebedev Physical Institute*

*Leninskii Prospect 53, Moscow 119991, Russia*

*<sup>2</sup>Bauman Moscow State Technical University*

*The 2nd Baumanskaya Str. 5, Moscow 105005, Russia*

*\*e-mail: vchernega@gmail.com*

The superposition principle of quantum states is expressed as the additional rule of probability distributions which are identified with these quantum states in new representation of quantum mechanics. Example of two spin-1/2 states is considered explicitly.

**Key words:** dihatomic random variable, superposition principle, probability distribution function, qubits

# СВЕРХБЫСТРАЯ СЕНСОРИКА ТРОПОНИНА-Т МЕТОДОМ ПОДСЧЕТА ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ

П.Н. Мелентьев<sup>1,2\*</sup>, Л.В. Сон<sup>3</sup>, Д.С. Кудрявцев<sup>3</sup>, И.В. Кашеверов<sup>3</sup>, В.И. Цейтлин<sup>3</sup>,  
В.И. Балыкин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук  
108840, Москва, Троицк, Физическая, 5

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
101000, Москва, Мясницкая, 20

<sup>3</sup>Институт биоорганической химии РАН  
им. Академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова

117997, Москва, Миклухо-Маклая, 16/10

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

Мы представляем детектирование принципиально важного биомаркера заболеваний сердечно-сосудистой системы человека – Тропонина-Т с одномолекулярной чувствительностью и со скоростью в 1000 раз быстрее, чем известные подходы.

**Ключевые слова:** биовизуализация единичных молекул, биосенсорика, сердечный Тропонин-Т

Обнаружение сверхнизких концентраций молекул имеет практическое значение для выявления клинически значимых биомаркеров различных заболеваний в сыворотке крови [1]. Раннее выявление ряда заболеваний, в том числе ишемической болезни сердца, требует обнаружения соответствующих биомолекул с одномолекулярным уровнем чувствительности [2].

Наиболее развитые методы обнаружения одной молекулы основаны на измерении флуоресценции этих молекул. Однако, как правило, практическая реализация чувствительности одиночной молекулы ограничена фоновым паразитным сигналом. Этот фоновый сигнал имеет различное происхождение, такое как рассеяние лазерного света и люминесценция различных материалов (подложек, растворителей). При этом люминесценция сред, окружающих детектируемую молекулу, практически не отличается от флуоресценции молекулы и, как правило, превышает ее, так как она определяется значительно большим объемом среды. Это приводит к известному компромиссу между объемом возбуждения молекулы (для выполнения быстрых измерений необходим большой объем) и чувствительностью соответствующих датчиков с подсчетом одной молекулы: использование небольшого объема возбуждения уменьшает паразитное свечение и помогает реализовать обнаружение одной молекулы, но в этом случае требуется много времени для обнаружения достаточного количества молекул при определении концентрации [2]. В результате все известные подходы сенсорики основанные на счёте единичных молекул сильно ограничены необходимостью длительных времен измерений для подсчета достаточного количества молекул [2].

В этой работе мы представляем новый подход обнаружения молекул Тропонина-Т в физиологическом растворе. Подход включает в себя: (1) уникальный метод подготовки образцов, позволяющий избирательно (с использованием соответствующих антител) прикреплять около 30 флуоресцентных молекул к каждой молекуле Тропонина-Т, (2) оптическая микроскопия флуоресцентных молекул, прикрепленных к молекуле Тропонин-Т, позволяющая визуализировать в оптическом микроскопе диффузное движение одной молекулы Тропонина-Т находящейся в физиологическом растворе, (3) использование тщательно выбранной длины волны возбуждающего лазерного излучения для минимизации паразитной люминесценции. В результате мы смогли продемонстрировать обнаружение молекул Тропонина-Т в 1000 раз быстрее, чем известные подходы [2]. Показанный предел

обнаружения составлял около 1 пг / мл - на порядок лучше существующих методов [2]. Показано, что использование плазмонных кристаллов [3] может дополнительно улучшить чувствительность развитого метода регистрации малых концентраций биомолекул.

### Литература

1. Ma F. et al. Fluorescent biosensors based on single-molecule counting //Accounts of chemical research. – 2016. – Т. 49. – №. 9. – С. 1722-1730.
2. Walt D. R. Optical methods for single molecule detection and analysis. – 2012.
3. Baburin A. S. et al. State-of-the-art plasmonic crystals for molecules fluorescence detection //Optical Materials Express. – 2019. – Т. 9. – №. 3. – С. 1173-1179.

## ULTRA-FAST TROPONIN-T DETECTION BY SINGLE MOLECULES COUNTING METHOD

**P.N. Melentiev<sup>1,2,\*</sup>, L.V. Son<sup>3</sup>, D.S. Kudryavtsev<sup>3</sup>, I.V. Kasheverov<sup>3</sup>, V.I. Tsetlin<sup>3</sup>,  
V.I. Balykin<sup>1,2</sup>**

*<sup>1</sup>Institute of Spectroscopy RAS  
Troitsk, Moscow 108840, Russia*

*<sup>2</sup>National Research University, Higher School of Economics  
Moscow 101000, Russia*

*<sup>3</sup>Shemyakin-Ovchinnikov Institute of Bioorganic Chemistry of the RAS  
Moscow 117997, Russia*

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

We present single-molecule-level sensing of an important coronary artery disease cardio marker - cardiac Troponin-T one thousand times faster than the known approaches.

**Key words:** single molecules bioimaging, biosensorics, cardiac Troponin-T.

# ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В НАНОКОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/CdS/ZnS

А.В. Наумов<sup>1,2,\*</sup>, А.И. Аржанов<sup>1,2</sup>, А.Е. Еськова<sup>2</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН, 108840, г. Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Московский педагогический государственный университет, 119435, г. Москва, Россия*

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

**Ключевые слова:** квантовые точки, оптическая дефазировка, фотонное эхо, электрон-фононное взаимодействие

Доклад посвящен экспериментальному исследованию процессов электрон-фононного взаимодействия в нанокompозитах с полупроводниковыми двухоболочечными коллоидными квантовыми точками CdSe/CdS/ZnS. Исследования выполнены в широком диапазоне низких температур с использованием различных методов селективной лазерной спектроскопии, включая фотонное эхо, люминесцентную микроскопию и фотолюминесцентную спектроскопию. Широкий температурный диапазон измерений позволил надежно разделить механизмы оптической дефазировки, а проведенный анализ – установить параметры электрон-фононного взаимодействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-01121).

## ELECTRON-PHONON INTERACTION IN NANOCOMPOSITES BASED ON CdSe/CdS/ZnS COLLOIDAL QUANTUM DOTS

A.V. Naumov<sup>1,2,\*</sup>, A.I. Arzhanov<sup>1,2</sup>, A.E. Eskova<sup>2</sup>, K.R. Karimullin<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Spectroscopy RAS, Moscow 108840, Russia*

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

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

**Key words:** quantum dots, optical dephasing, photon echo, electron-phonon interaction

The paper is devoted to the experimental study of electron-phonon interaction processes in nanocomposites with semiconductor colloidal double-shell CdSe/CdS/ZnS quantum dots. The study was carried out in a wide range of low temperatures using various methods of selective laser spectroscopy, including photon echo, luminescence microscopy and photoluminescence spectroscopy. The wide temperature range of the measurements made it possible to reliably separate the mechanisms of optical dephasing, and the analysis performed - to establish the parameters of the electron-phonon interaction.

The study was supported by RFBR (project # 18-02-01121).

# СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АЛМАЗЕ С NV ЦЕНТРАМИ: КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ

А.П. Низовцев<sup>1,\*</sup>, С.Я. Килин<sup>1</sup>, А.Л. Пушкарчук<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики НАН Беларуси,  
220072 Минск, пр. Независимости 68, Беларусь  
<sup>2</sup>Институт физико-органической химии НАН Беларуси  
220072 Минск, ул. Сурганова 13, Беларусь  
\*e-mail: apniz@dragon.bas-net.by

Представлены результаты систематического компьютерного моделирования характеристик сверхтонких взаимодействий между электронным спином центра окраски «азот-вакансия» в алмазе и ядерными спинами  $^{13}\text{C}$  (квантовой памятью), произвольным образом расположенными в пассивированных водородом кластерах алмаза  $\text{C}_{291}[\text{NV}]\text{H}_{172}$  и  $\text{C}_{510}[\text{NV}]\text{H}_{252}$ . Полученные расчетные данные использованы для описания широкого круга имеющихся экспериментов, а также предсказания характеристик электронно-ядерных спиновых систем NV- $^{13}\text{C}$ , представляющих особый интерес для разрабатываемых квантовых технологий на основе алмаза.

**Ключевые слова:** Алмаз, центр окраски «азот-вакансия», электронные спины, ядерные спины, сверхтонкое взаимодействие, оптически детектируемый магнитный резонанс, теория функционала плотности.

Возможность создавать, контролировать и считывать когерентные состояния многоспиновых систем в твердых телах принципиально важна для создания масштабируемых приложений для квантовой обработки информации, квантовой магнитометрии, метрологии и т.п. (см., например, [1,2]). Для этих целей особенно перспективными являются системы взаимодействующих электронных и ядерных спинов, в которых электроны играют роль «быстрых» кубит и могут использоваться в качестве интерфейсов с «летающими» кубитами – фотонами, а ядерные спины («медленные» кубиты) могут хранить квантовую информацию в течение долгого времени благодаря их исключительно высокой изоляции от окружения.

Наиболее успешным представителем таких систем является отрицательно заряженный центр окраски «азот-вакансия» (NV-центр) в алмазе (см., например, обзоры [3,4]), электронный спин  $S=1$  которого в основном триплетном электронном состоянии сверхтонко взаимодействует с ядерным спином  $I^{(\text{N})}=1$  атома  $^{14}\text{N}$ , принадлежащего данному NV центру, и, потенциально, с соседними ядерными спинами  $I^{(\text{C})}=1/2$  изотопических атомов  $^{13}\text{C}$ , распределенных случайно в решетке алмаза и замещающих бесспиновые атомы  $^{12}\text{C}$  с вероятностью 1.1%. Возможность детектирования индивидуальных ядерных спинов в алмазе на основе использования явления оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) была продемонстрирована еще в 2004 году [5] для ядерных спинов атомов  $^{13}\text{C}$ , которые были расположены в ближайших к вакансии узлах решетки алмаза. Позже благодаря разработке динамических методов подавления дефазировки электронного спина NV центра, вызванной стохастической динамикой спинового окружения (см., например, [6]), стало возможным наблюдать электронно-ядерные спиновые системы NV- $^{13}\text{C}$ , в которые входили достаточно удаленные от NV центра одиночные ядерные спины  $^{13}\text{C}$  (см., в частности, работы [7-14]), связанные с ним сравнительно слабым сверхтонким взаимодействием (СТВ). В настоящее время можно считать хорошо отработанными методы инициализации, когерентного манипулирования и измерения состояний электронно-ядерных спиновых систем  $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}$  с целью их использования в качестве квантовых регистров и квантовой памяти, а также для реализации квантовой коррекции ошибок, квантовой метрологии и т.п. Для всех этих приложений необходимо детально знать характеристики СТВ и понимать динамику электронно-ядерных спиновых систем NV- $^{13}\text{C}$  под действием как СТВ, так и под влиянием

внешних воздействий, которыми обычно являются импульсные микроволновые и радиочастотными поля, с помощью которых реализуется когерентное манипулирование состояниями электронного и ядерных спинов.

В экспериментах с одиночными спиновыми системами  $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}$  стандартно используются методы ОДМР, обеспечивающие повышение чувствительности на 7 порядков по сравнению с обычным методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), благодаря чему и оказывается возможным наблюдать разнообразные стационарные и нестационарные явления ОДМР на одиночных системах  $\text{NV}-^{13}\text{C}$  и на основе анализа экспериментальных данных определять элементы матриц СТВ, в том числе – для систем с удаленными ядерными спинами  $^{13}\text{C}$ .

Альтернативным способом определения характеристик СТВ является использование современных методов компьютерного моделирования, позволяющих рассчитать пространственные, электронные и спиновые характеристики наноразмерных кластеров [15,16] или суперячеек [7,17] алмаза, содержащих NV центры, и, в частности, найти характеристики СТВ для различных систем  $\text{NV}-^{13}\text{C}$ , отличающихся взаимным расположением электронного и ядерного спинов. Недавно такой систематический расчет полных матриц  $A_{\text{KL}}$ , описывающих СТВ электронного спина NV центра с различным образом расположенными ядерными спинами  $^{13}\text{C}$ , был выполнен в наших работах [15,16] посредством моделирования методом функционала плотности пассивированных водородом кластеров алмаза  $\text{C}_{291}[\text{NV}]\text{-H}_{172}$  и  $\text{C}_{510}[\text{NV}]\text{-H}_{252}$ , содержащих NV центр. Используя полученные расчетные данные в спин-гамильто-нианах конкретных систем  $\text{NV}-^{13}\text{C}$ , можно рассчитать практически без подгоночных параметров различные экспериментально наблюдаемые характеристики и зависимости, а также предсказывать оптимальные условия для получения нужных результатов при постановке планируемых экспериментов.

В частности, в [15] было показано, что вследствие симметрии центра в кластерах имеются «семейства» эквивалентных положений атомов  $^{13}\text{C}$ , содержащие 3 или 6 таких положений, демонстрирующие практически одинаковые характеристики СТВ. Используя метод спин-гамильтониана, мы рассчитали величину связанного с СТВ расщепления (в нулевом внешнем магнитном поле) состояний с проекциями электронного спина  $m_S = \pm 1$  для всех возможных систем  $\text{NV}-^{13}\text{C}$  в кластере. Следует отметить, что эти величины, измеряемые экспериментально, являются характерными для каждого семейства, и поэтому могут использоваться для идентификации систем  $\text{NV}-^{13}\text{C}$ . В [15] было показано, что такой подход позволяет количественно (и практически без подгоночных параметров) описать экспериментальные данные работы [8], где были систематически измерены величины СТВ расщеплений для 400 различных систем  $\text{NV}-^{13}\text{C}$ , а также промоделировать различные наблюдаемые спектры ОДМР в присутствии внешнего магнитного поля различной величины для одной из таких систем.

Для большинства приложений желательно использовать системы  $\text{NV}-^{13}\text{C}$ , в которых ядерные спины имеют максимально большое время когерентности. Одним из важных механизмов нарушения когерентности ядерных спинов (особенно - в изотопически чистом алмазе) являются их стохастические перевороты, инициируемые анизотропной составляющей СТВ, описываемой недиагональными элементами матрицы  $A_{\text{KL}}$  СТВ. Такие чрезвычайно стабильные спиновые системы  $\text{NV}-^{13}\text{C}$  были обнаружены недавно экспериментально в работах [9-11] в результате рутинного перебора большого количества различных систем  $\text{NV}-^{13}\text{C}$  (например, в работе [9] было исследовано около 3300 различных систем  $\text{NV}-^{13}\text{C}$  в изотопически очищенном алмазе с содержанием 0.2%  $^{13}\text{C}$ , в результате чего были найдены всего лишь две различные стабильные системы  $\text{NV}-^{13}\text{C}$ , в которых вероятности переворотов ядерного спина  $^{13}\text{C}$  были достаточно малыми). До недавнего времени считалось, что стабильными являются только  $\text{NV}-^{13}\text{C}$  системы с расположением ядерного спина  $^{13}\text{C}$  на оси симметрии  $\text{C}_{3V}$  NV центра, поскольку их матрица СТВ является диагональной и ось квантования ядерного спина всегда параллельна оси NV центра. В [16] на основе выполненного систематического расчета индуцированных СТВ скоростей переворотов ядерных спинов в кластере  $\text{C}_{510}[\text{NV}]\text{-H}_{252}$  было предсказано наличие большого количества

“неосевых” стабильных систем NV-<sup>13</sup>C, в которых ядерные спины <sup>13</sup>C расположены в бислое алмаза, перпендикулярном оси NV центра. Для одной из таких систем сделанные предсказания о ее характеристиках были подтверждены экспериментально [16]. Следует отметить, что в настоящее время уже апробированы методы выращивания слоистых алмазных структур, содержащих NV центры и тонкие слои изотопического углерода <sup>13</sup>C [18].

Согласно сделанным в [15] предсказаниям, для большинства систем в кластере C<sub>510</sub>[NV]·H<sub>252</sub> анизотропная составляющая СТВ, описываемая недиагональными элементами матрицы СТВ A<sub>KL</sub>, не является малой. Это обстоятельство можно использовать для более быстрого когерентного манипулирования состояниями ядерных спинов <sup>13</sup>C в системах NV-<sup>13</sup>C, в которых обычно манипулирование электронным спином NV центра осуществляется с помощью коротких импульсов микроволнового излучения (~2-3 ГГц), а ядерным спином <sup>13</sup>C - с помощью радиочастотных импульсов, имеющих существенно большую длительность вследствие малости магнито-дипольного переходного момента для ядерного спина. В [19] на основе численного моделирования нестационарной динамики систем NV-<sup>13</sup>C под действием микроволновых импульсов было показано, что можно эффективно манипулировать ядерными состояниями системы, используя только импульсные микроволны, обладающие характеристиками (отстройка частоты и частота Раби), при которых имеют место резонансы в спиновой системе, “одетой” микроволнами. Используя рассчитанные матрицы СТВ, мы численно проанализировали динамику конкретной спиновой системы NV-<sup>13</sup>C, изученной в новаторской работе [5], и нашли оптимальные характеристики микроволнового импульса, реализующего с высокой вероятностью (~ 1) переворот ядерного спина <sup>13</sup>C. Аналогичный анализ с использованием рассчитанных матриц СТВ был выполнен недавно для ряда других конкретных систем NV-<sup>13</sup>C. Показано, что численные результаты хорошо коррелируют с полученными аналитическими формулами.

Недавно была предложена [20] идея получения наноразмерных алмазов с NV центрами, в которых в качестве затравки в процессе роста алмаза используются молекулы аза-адамантиана C<sub>9</sub>H<sub>15</sub>N, получающиеся из молекул адамантиана C<sub>10</sub>H<sub>16</sub> замещением одного из атомов углерода атомом азота, или молекулы метил-аза-адамантиана, в которых метильная группа CH<sub>3</sub> может присоединяться к различным атомам углерода аза-адамантиана. Химическими методами можно создавать такие прекурсоры с замещением в них в определенных позициях обычных бесспиновых атомов <sup>12</sup>C изотопическим углеродом <sup>13</sup>C. Реализация этой идеи позволит выращивать нанокристаллы алмаза, содержащие спиновые системы NV-<sup>13</sup>C с заданным расположением ядерных спинов <sup>13</sup>C относительно NV центра. Контролировать результаты такого роста и устанавливать корреляции полученных спиновых систем NV-<sup>13</sup>C с исходным прекурсором можно посредством измерения спектров ОДМР. При этом в качестве индикатора для идентификации различных систем NV-<sup>13</sup>C может использоваться величина индуцированного СТВ расщепления подуровней m<sub>S</sub>=±1 NV центра в нулевом магнитном поле, которая зависит от взаимного расположения атома <sup>13</sup>C и атома N в использованном прекурсоре. Очевидно, для этих целей желательно знать эти величины заранее. Такой предсказательный расчет характерных величин индуцированного СТВ расщепления подуровней m<sub>S</sub>=±1 NV центра в нулевом магнитном поле выполнен нами недавно [21] на основе использования расчетных данных о характеристиках СТВ, полученных в [15] для кластера C<sub>510</sub>[NV]·H<sub>252</sub>.

### Литература

1. Awschalom D.D., Bassett L.C., Dzurak A.S. et al. // Science. 2013. V. 339. P. 1174.
2. Morton J.J.L., Lovett B.W. // Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 2011. V. 2. P. 189.
3. Doherty M.W., Manson N.B., Delaney P. et al. // Physics Reports. 2013. V. 528. P. 1.
4. Dobrovitski V.V., Fuchs G.D., Falk A.L. et al. // Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 2013. V. 4. P. 23.
5. Jelezko F., Gaebel T., Popa I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 130501.

6. Souza A.M., Álvarez G.A., Suter D. // *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2012. V. 370. P. 4748.
7. Smeltzer B., Childress L., Gali A. // *New J. Phys.* 2011. V. 13. P. 025021.
8. Dréau A., Maze J.-R., Lesik M. et al. // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. P. 134107.
9. Waldherr G., Wang Y., Zaiser S. et al. // *Nature.* 2014. V. 506. P. 204.
10. Zaiser S., Rendler T., Jakobi I. et al. // *Nature Commns.* 2016. V.7. P. 12279.
11. Unden Th., Balasubramanian P., Louzon D. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 16. P.230502.
12. Zopes J., Cujia K.S., Sasaki K. et al. // *Nature Commns.* 2018. V. 9. P. 4678.
13. Sasaki K., Itoh K.M., Abe E. // *Phys. Rev. B.* V. 98. P. 121405.
14. Abobeih M.H., Randall J., Bradley C.E. et al. // *arXiv: 1905.02095.* 2019.
15. Nizovtsev A.P., Kilin S.Ya., Pushkarchuk A.L. et al. // *New J.Phys.* 2014. V. 16. P. 083014.
16. Nizovtsev A.P., Kilin S.Ya., Pushkarchuk A.L. et al. // *New J. Phys.* 2018. V. 20. P. 023022.
17. Gali A.A., Fyta M., Kaxiras E. // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 77. 15. P. 155206.
18. Unden T., Tomek N., Weggler T. et al. // *arXiv: 1802.0292.* 2018.
19. Nizovtsev A.P., Kilin S. Ya. // *ЖПЦ* 2017. T. 17. C. 378.
20. Zapata T. Bennett N., Struzhkin V. et al. // *arXiv:1702.06854.* 2017.
21. Nizovtsev A.P., Kilin S.Ya., Pushkarchuk A.L. // In: *Book of abstracts and program of XVI Int. Conf. on Quant. Opt. and Quant. Information ( ICQOQI'2019).* 2019. P. 57.

## HYPERFINE INTERACTIONS IN DIAMOND WITH THE NV CENTERS: QUANTUM CHEMYSTRY SIMULATION VS. EXPERIMENT

**A.P. Nizovtsev<sup>1,\*</sup>, S.Ya. Kilin<sup>1</sup>, A.L. Pushkarchuk<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Institute of physics Nat. Acad. Sci.of Belarus,  
220072 Minsk, Nezavisimosti Ave., 68, Belarus*

<sup>2</sup> *Institute of physico-organic chemistry Nat. Acad. Sci. of Belarus  
220072 Minsk, Surganov str., 13, Belarus*

\*e-mail: apniz@dragon.bas-net.by

The results of a systematic computer simulation of hyperfine interactions between the electron spin of “nitrogen-vacancy” (NV) center in diamond and the <sup>13</sup>C nuclear spins (quantum memory), randomly located in hydrogen-terminated diamond clusters C<sub>291</sub> [NV] H<sub>172</sub> and C<sub>510</sub> [NV] H<sub>252</sub> with NV centers, are presented. The data obtained by simulation were used to describe a wide range of available experiments, as well as to predict the characteristics of the NV-<sup>13</sup>C electron-nuclear spin systems, which are of particular interest for the developed diamond-based quantum technologies.

**Key words:** Diamond, NV color center, electronic spins, nuclear spins, hyperfine interaction, optically detected magnetic resonance, density functional theory.

# СПЕКТРОСКОПИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ

Н.Н. Новикова\*, В.А. Яковлев

*Институт спектроскопии РАН*

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

\*e-mail: novikovann60@mail.ru, novik@isan.troitsk.ru

Для изучения оптических свойств многослойных полупроводниковых структур и нитридных слоев использовалась инфракрасная спектроскопия и спектроскопия поверхностных поляритонов. Возбуждение поверхностных поляритонов осуществлялось методом нарушенного полного внутреннего отражения. Инфракрасные спектры отражения и частотно-угловые спектры фоннных поляритонов позволили получить детальную и корректную информацию о параметрах функции диэлектрической проницаемости исследуемых структур, определить толщины слоев, наблюдать поверхностные фоннные, плазмон-фоннные поляритоны, построить кривые дисперсии поверхностных поляритонов.

**Ключевые слова:** инфракрасные спектры, нарушенное полное внутреннее отражение, плазмон-фоннные поляритоны, оптические фононы, нитриды алюминия и галлия, теллурид свинца, полупроводниковые структуры.

Для использования тонких пленок и твердых растворов широкозонных полупроводников в различных приложениях, в том числе и для оптоэлектроники, требуется знать их оптические свойства. В большинстве случаев свойства сверхтонких пленок сильно отличаются от свойств объемных материалов, из которых они изготовлены. Для исследования оптических свойств существенную роль играет колебательная инфракрасная спектроскопия. В ряде случаев для определения физических параметров нанопленок полезно использовать чувствительную к состоянию поверхности спектроскопию поверхностных поляритонов.

В докладе обсуждаются методы характеристики структур с использованием ИК спектроскопии и спектроскопии поверхностных поляритонов.

Представлены инфракрасные спектры отражения и нарушенного полного внутреннего отражения тонких пленок РbТе, осажденных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложку GaAs/CdTe, а также сильно легированных пленок нитридов алюминия и галлия на сапфировых подложках с буферным слоем нитрида алюминия. С помощью дисперсионного анализа определены для каждого из слоев параметры: высокочастотная диэлектрическая проницаемость, частоты поперечных оптических фононов и их силы осциллятора, плазменные частоты и частоты соударений плазмы. В спектрах НПВО, полученных с использованием кремниевой и алмазной призм, наблюдались поверхностные фоннные, плазмон-фоннные поляритоны. Построены кривые дисперсии поверхностных поляритонов. В нитридных пленках экспериментально наблюдалась высокая концентрация носителей в пленке нитрида галлия и их практическое отсутствие в пленке нитрида алюминия.

# **SURFACE POLARITONS SPECTROSCOPY OF LAYERED STRUCTURES.**

**N.N. Novikova\***, **V.A. Yakovlev**

*Institute of Spectroscopy RAS*

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

\*e-mail: novikovann60@mail.ru, novik@isan.troitsk.ru

To study the optical properties of multilayer semiconductor structures and nitride layers, infrared spectroscopy and surface polaritons spectroscopy were used. The excitation of surface polaritons was carried out by the method of attenuated total reflection. The infrared reflection spectra and the frequency-angular spectra of phonon polaritons made it possible to obtain detailed and correct information about the parameters of the dielectric function of the structures, determine the layer thicknesses, observe surface phonon, plasmon-phonon polaritons and construct dispersion curves of surface polaritons.

**Key words:** infrared spectra, attenuated total reflection, plasmon-phonon polaritons, optical phonons, aluminum and gallium nitrides, lead telluride, semiconductor structures.

# ИССЛЕДОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ ФОТОННОГО ЭХА МЕХАНИЗМОВ ОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЭКСИТОНОВ, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТАХ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЫ ОДНОСЛОЙНОЙ И ТРЕХСЛОЙНОЙ ТОНКИХ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК

И.И. Попов<sup>1</sup>, И.А. Архиреев<sup>1</sup>, Н.С. Вашурин<sup>1</sup>, Е.А. Виноградов<sup>2</sup>, Д.Е. Воронин<sup>1</sup>,  
А.А. Гладышева<sup>1</sup>, В.О. Компанец<sup>2</sup>, С.И. Ксенофонов<sup>1</sup>, Д.А. Никитин<sup>1</sup>, С.В. Чекалин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Поволжский государственный технологический университет  
Йошкар-Ола, Россия*

<sup>2</sup>*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт спектроскопии Российской академии наук, г. Троицк, Россия  
\*e-mail: popov@volgatech.net*

Выполнены эксперименты по исследованию вклада фононного крыла в однородную ширину экситонных состояний, локализованных при комнатной температуре на поверхностных дефектах кристаллической решетки тонких однослойных и трехслойной пленок. Проведены технологические исследования для воспроизводства параметров трехслойной тонкой текстурированной пленки Si(P)/Si(B)/ZnO для создания технологии производства регистраторов фемтосекундных временных интервалов на основе нефарадеевского поворота вектора поляризации стимулированного фотонного эха. Обсуждаются результаты технологических приемов изучения физики формирования трионных состояний.

**Ключевые слова:** стимулированное фотонное эхо, экситонные состояния, трионные состояния, технология магнетронного распыления тонких текстурированных пленок, фемтосекундные временные интервалы

В настоящее время большое внимание ученых всего мира уделяется разработке оригинальных технологий для создания квантово-размерных структур, перспективных при создании новых нанoeлектронных приборов и новых принципов обработки информации при комнатной температуре на их основе. Наряду с квантовыми точками в работах [1-4] показаны перспективы применения для этих целей зон наноразмерной величины на поверхности полупроводниковых волокон, полученные методом магнетронного распыления тонких пленок на стеклянных подложках. Внутри этих зон существуют локализованные в них поверхностные дефекты. На экситонных состояниях, локализованных на этих дефектах, получены сигналы фотонного эха, с помощью которых установлено что время релаксации этих состояний составляет величины, превосходящие единицы пикосекунд. Такие значения времен релаксации делают перспективным применен е тонких пленок при построении нанoeлектронных устройств.

Для получения достоверной информации с помощью нанoeлектронных приборов необходимо обеспечить технологическую воспроизводимость параметров резонансной среды этих приборов. В данной работе приводится блок-схема реализации технологии магнетронного распыления тонких пленок. Актуальность изготовления таких пленок возросла В связи с обнаружением в трехслойной пленке Si(P)/Si(B)/ZnO эффекта нефарадеевского поворота плоскости поляризации стимулированного фотонного эха (СФЭ) [5]. При этом на его основе реализована регистрация в режиме on-line фемтосекундных временных интервалов [6] (при условии что самые короткие регистрируемые на сегодня временные интервалы составляют порядка 1 пс). В итоге становятся востребованными разработка технологии получения трехслойных тонких текстурированных с воспроизводимыми параметрами и исследование механизмов формирования в них трионных состояний (заряженных экситонных состояний). В таблице 1 приведены результаты оптимизации параметров технологического

процесса получения этих пленок. Сообщается о возможности получения демонстрационного макета резонансной среды для исследования физики формирования трионных состояний.

В связи с использованием тонких текстурированных пленок для создания практически значимых экситонных состояний важно изучить механизмы уширения спектральных линий, характерных для этих состояний. Особенно важно оценить вклад взаимодействия экситонов с фононами. В данной работе путем сопоставления быстрого и медленного спада сигналов фотонного эха по мере увеличения временных интервалов, разделяющих возбуждающие лазерные импульсы проведена оценка роли фононного крыла в однородном уширении спектральных линий экситонных состояний. Установлено, что доля фононного крыла в контуре однородного уширения спектральной линии из-за экситон-фононного взаимодействия доходит до 5-10 %. Показано, что при измерениях в условиях формирования СФЭ в продольном однородном магнитном поле для определения этого соотношения необходимо учитывать модуляцию интенсивности эхо-сигнала в силу проявления эффекта нефарадеевского поворота плоскости поляризации эхо-сигнала.

Параметры технологического режима напыления пленок	Виды пленок		
	Si(P)	Si(B)	ZnO
Время напыления, t сек.	80; 240	80; 240	300; 600
Температура нагревателя, T <sub>н</sub> , °C	100	100	100
I, А	0,5	0,3	0,3
U, В	455	460	385
Аргон, Ar, %	100	100	20; 30
Кислород, O <sub>2</sub> , %	-	-	80; 70
Давление, P, Па.	2	2	2
Порядок напыления	1	2	3

**Таблица 1.** Технологические режимы получения трехслойной пленки Si(P)/Si(B)/ZnO

### Литература

1. И. И. Попов, Н. С. Вашурин, С. Э. Путилин, С. А. Степанов, В. Т. Сидорова, Н. И. Сушенцов // Известия РАН. Серия физическая, 2014, том 78, № 2, с. 229–232.
2. I.I. Popov, N.S. Vashurin, S.E. Putilin, S.A. Stepanov, N.I. Sushentsov // Physics of Wave Phenomena, 2015, Volume 23, Issue 2, pp 101-104.
3. Н.С. Вашурин, И.И. Попов, С.Э. Путилин // Известия РАН. Серия физическая, 2017, том 81, № 5, С.597-601; I. I. Popov, N.S. Vashurin, S.E. Putilin // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, 2017, Vol. 81, No. 5, pp. 597–601.
4. И. И. Попов, А. У. Бахадуров, Н. С. Вашурин, В. О. Компанец, А. Н. Мусанов, Д. А. Никитин, С. В. Чекалин, Р. В. Беляев // Известия РАН, сер. физическая. 2018, том 82, № 12, с. 1627–1631; I. I. Popov, A. U. Bakhodurov, N. S. Vashurin, V. O. Kompanets, A. N. Musanov, D. A. Nikitin, S. V. Chekalin, and R. V. Belyaev // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2018, Vol. 82, No. 12, pp. 1506–1509.
5. Попов И.И., Вашурин Н.С., Путилин С.Э. // Изв.РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 5. С. 594; Vashurin N.S., Popov I.I., Putilin S.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. № 5. P. 554.
6. Бахадуров А.У., Вашурин Н.С., Виноградов Е.А., Компанец В.О., Мусанов А.Н., Никитин Д.А., Попов И.И., Чекалин С.В. // Известия РАН, сер. физическая. 2018, том 82, № 12, С. 1661–1665; A.U. Bakhodurov, N. S. Vashurin, E. A. Vinogradov, V. O. Kompanets, A. N. Musanov, D. A. Nikitin, I. I. Popov, and S. V. Chekalin // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2018, Vol. 82, No. 12, pp. 1510–1513.

**RESEARCH WITH THE PHOTON Echo OF MECHANISMS OF  
HOMOGENEOUS EXPANSION OF SPECTRAL LINES OF EXCITONS  
LOCALIZED ON SURFACE DEFECTS OF A SINGLE-LAYERED AND  
THREE-LAYERED WALLED**

**I.I. Popov<sup>1</sup>, I.A. Arkhireyev<sup>1</sup>, N.S. Vashurin<sup>1</sup>, E.A. Vinogradov<sup>2</sup>, D.E. Voronin<sup>1</sup>,  
A.A. Gladysheva<sup>1</sup>, V.O. Kompanets<sup>2</sup>, S.I. Ksenofontov<sup>1</sup>, D.A. Nikitin<sup>1</sup>, S.V. Chekalin<sup>2</sup>**

*<sup>1</sup>Volga State Technological University  
Yoshkar-Ola, Russia*

*<sup>2</sup>Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences  
Troitsk, Russia*

\*e-mail: [popov@volgatech.net](mailto:popov@volgatech.net)

Experiments were carried out to study the contribution of the phonon wing to the uniform width of exciton states localized at room temperature on surface defects of the crystal lattice of thin single-layer and three-layer films. Technological studies were carried out to reproduce the parameters of a three-layer thin textured Si (P) / Si (B) / ZnO film to create a technology for the production of femtosecond time interval recorders based on the non-Faraday rotation of the polarized vector of the stimulated photon echo. The results of technological methods for studying the physics of the formation of trion states are discussed.

# ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ ТВЕРДОГО ТЕЛА И ФОРМИРОВАНИЕ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР

Д.А. Кочуев\*, Р.В. Чкалов, В.Г. Прокошев, К.С. Хорьков

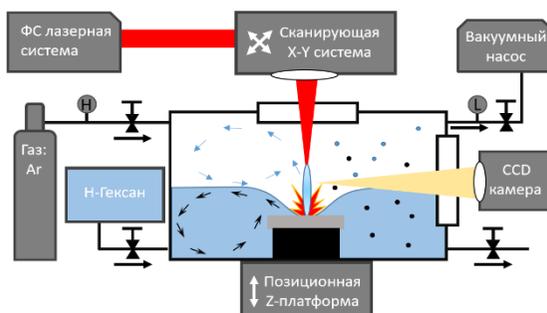
*Владимирский государственный университет имени  
Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых  
600000, г.Владимир, ул. Горького, 87  
\*e-mail: \_b\_@mail.ru*

Работа посвящена проблеме микро- и наноструктурирования поверхности твердых тел в результате воздействия лазерного излучения. Представлен метод формирования периодических поверхностных структур посредством фемтосекундной лазерной обработки на примере решения задачи структурирования титана.

**Ключевые слова:** ЛИПП-структуры, фемтосекундная лазерная обработка, карбид титана, наноструктурирование.

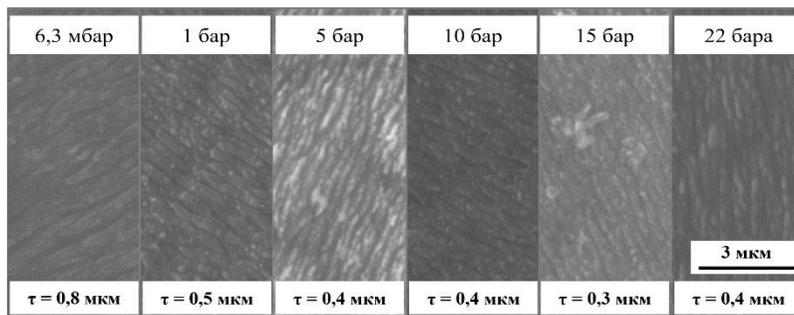
Образование лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ЛИППС) является уникальным явлением, которое можно наблюдать практически на любом материале после облучения линейно поляризованным лазерным излучением, особенно фемтосекундной длительности [1]. Подобная технология обработки обеспечивает простой метод наноструктурирования и функционализации поверхностей материалов для управления их оптическими, механическими или химическими свойствами [2]. Воздействие фемтосекундного излучения на поверхность металла приводит к снижению коэффициент трения и замедлению износа изделий, что подчеркивает огромный потенциал ЛИППС-технологии в трибологических применениях. Отличительной особенностью данного метода является возможность обработки даже тугоплавких металлов, обладающих высокими эксплуатационными характеристиками, наиболее широко используемым из которых является титан. В виду вышесказанного актуальной задачей является структурирование поверхности титана с целью формирования покрытия карбида титана и образования упорядоченного рельефа ЛИППС [3].

Для обработка поверхности титановых образцов использовалась следующая схема эксперимента (Рис.1): образец устанавливался на предметный столик, сосуд герметизировался, производилась откачка объема сосуда и заполнение высокочистым аргоном в течении 5 раз, далее сосуд заполнялся н-гексаном до требуемого уровня (1 мм над поверхностью образца), устанавливалось необходимое давление, после чего производилось сканирование образца лазерным пучком.



**Рис. 1.** Схематичное изображение процесса обработки поверхности титанового образца в среде н-гексана.

В качестве изменяемой величины выступало давление буферного газа в сосуде в диапазоне от 0,0063 бар до 22 бар. Нижняя граница обусловлена физическими свойствами н-гексана, которые приводят к интенсивному закипанию жидкости, верхняя граница в 22 бара задана техническими характеристиками используемой газовой арматуры.



**Рис. 2.** Результат обработки поверхности титанового образца при различных значениях давления газа, где  $\tau$  – период ЛИППС-структур.

На рисунке 2 представлены результаты обработки поверхности титанового образца фемтосекундным лазерным излучением в соответствии с заданными условиями. Как видно из иллюстрации последовательное увеличение давления буферного газа приводит к возникновению ряда закономерностей. В явном виде прослеживается тенденция к снижению периода ЛИППС, зависимости рельефа от режима обработки. Интенсивность кипения н-гексана несколько уменьшается, изменение цвета жидкой среды становится менее выраженным, снижается динамика абляции поверхности титана.

Варьирование условий проведения ЛИППС-обработки, в частности давления внешней среды на образец, приводит к значительному изменению картины рельефа структурируемой поверхности. Таким образом, подбор оптимального режима обработки позволяет добиться достижения уникальных параметров наноструктурирования, что влечет за собой изменение эксплуатационных свойств материала изделия.

### Литература

1. Litao Q., Kazuhiro N., Yoshiharu N. // Optics letters. 2009. V. 34. № 12.
2. Sabri A., Fotis F., Kunze T. et al. // Materials. 2019. V. 12.
3. Voznesenskaya A. et al. // Journal of Physics: Conf. Series. 2019. V. 1164. № 1.

## LASER RADIATION IMPACT ON A SOLID SURFACE AND FORMATION OF MICRO- AND NANOSTRUCTURES

**D.A. Kochuev\*, R.V. Chkalov, K.S. Khorkov, V.G. Prokoshev**

*Vladimir State University  
87 Gorky Street, Vladimir 600000, Russia  
\*e-mail: \_b\_@mail.ru*

The work is devoted to the problem of micro- and nanostructuring of the surface of solids as a result of exposure to laser radiation. The method of forming periodic surface structures by means of femtosecond laser processing is presented using the example of solving the problem of titanium structuring.

**Key words:** LIPS-structures, femtosecond laser micromachining, titanium carbide, nanostructuring

# АКТИВНЫЕ СРЕДЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО, ВИДИМОГО И ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ШЕЕЛИТА И КОЛЬКВИРИТА

В.В. Семашко\*, А.К. Наумов, А.С. Низамутдинов, С.Л. Кораблева, М.А. Марисов, А.А. Шавельев

Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, Казань, ул.Кремлевская, 18  
\*e-mail: vadim.semashko@kpfu.ru

Обсуждаются экспериментальные результаты применения кристаллохимических способов, направленных на улучшение спектрально-кинетических свойств активных сред на основе фторидных кристаллов со структурой шеелита ( $\text{LiY}_{1-x}\text{LuF}_4$ ) и кольквириита ( $\text{LiCa}_{1-x}\text{Sr}_x\text{AlF}_6$ ), активированных ионами редких земель ( $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Pr}^{3+}$ ) и ионами  $\text{Cr}^{3+}$ . Представлены энергетические и спектральные характеристики лазеров на их основе. Акцентируется внимание на перспективы применения этих лазеров в задачах оптоэлектроники, биомедицины и систем безопасности.

**Ключевые слова:** фторидные кристаллы, редкоземельные ионы, межконфигурационные переходы, ион  $\text{Cr}^{3+}$ , фотодинамические процессы, твердотельные перестраиваемые лазеры, УФ диапазон.

Фторидные кристаллические активные среды позволяют реализовывать лазерную генерацию в беспрецедентно широком диапазоне длин волн, начиная от среднего ИК до вакуумного ультрафиолета. Эта возможность обусловлена свойствами фторидных кристаллических матриц, обладающих самой широкой запрещенной зоной среди других известных кристаллических соединений и узким фоновым спектром [1]. Последнее обстоятельство также способствует получению лазерной генерации на переходах примесных ионов, которые затруднительно использовать в других материалах, из-за интенсивных безызлучательных процессов и связанного с ними невысокого квантового выхода. Кроме того, кристаллические фториды обладают хорошими термооптическими характеристиками, механической прочностью и радиационной устойчивостью, что позволяет создавать на их основе мощные лазерные системы с близким к единице фактором  $M^2$  при сравнительно простых схемотехнических решениях.

В ультрафиолетовом диапазоне спектра перестраиваемое лазерное излучение может быть получено либо с использованием разрешенных по четности  $4f^{n-1}5d-4f^n$  межконфигурационных

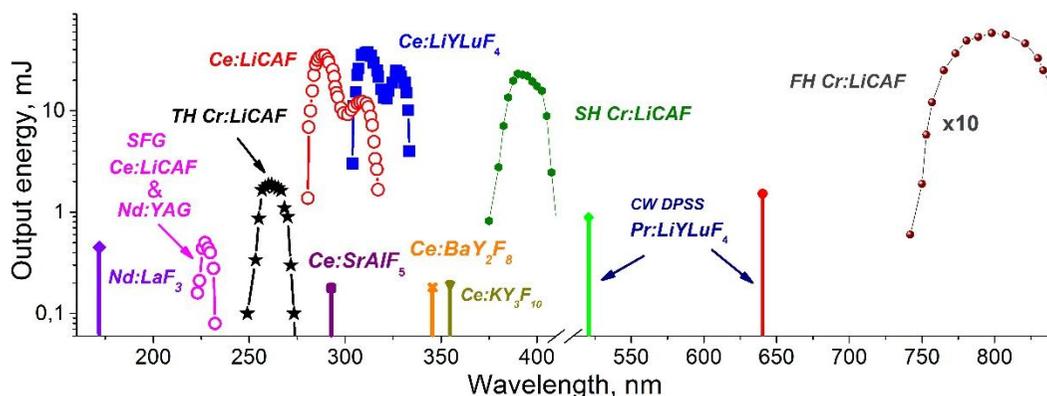


Рис. 1. Сводные характеристики некоторых твердотельных лазеров на основе фторидных кристаллов со структурой шеелита ( $\text{LiY}_{1-x}\text{LuF}_4$ ) и кольквириита ( $\text{LiCa}_{1-x}\text{Sr}_x\text{AlF}_6$ ), реализованных в Казанском федеральном университете.

переходов трехвалентных редкоземельных ионов (РЗИ) в кристаллах [2], либо путем нелинейного преобразования частоты излучения ИК лазеров, функционирующих на переходах ионов группы железа [3]. В первом случае для накачки применяется излучение других лазеров, а во втором, - достаточно эффективно можно использовать излучение ламп и лазерных диодов. Эффективная узкополосная лазерная генерация видимого диапазона в настоящее время реализована на 4f-4f переходах ионов  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Sm}^{3+}$ ,  $\text{Tb}^{3+}$ ,  $\text{Dy}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$  в кристаллах, накачиваемых излучением лазерных диодов (DPSS лазеры) [4].

В докладе приводится обзор многолетних исследований, проводимых в Казанском федеральном университете, направленных на создание новых твердотельных активных сред УФ, видимого и ИК диапазонов. В частности, обсуждаются экспериментальные результаты применения кристаллохимических способов, направленных на улучшение спектрально-кинетических свойств активных сред на основе фторидных кристаллов со структурой шеелита ( $\text{LiY}_{1-x}\text{LuF}_4$ ) и колквириита ( $\text{LiCa}_{1-x}\text{Sr}_x\text{AlF}_6$ ), активированных ионами редких земель ( $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Pr}^{3+}$ ) и  $\text{Cr}^{3+}$ . Представлены энергетические и спектральные характеристики лазеров на их основе (Рис.1). Рассматривается негативное влияние на эти характеристики индуцированных излучением накачки фотодинамических процессов в активных элементах и предлагаются способы минимизации их последствий. Особое внимание уделено перспективам применения твердотельных лазеров на основе исследованных кристаллов в задачах оптосенсорики, биомедицины и систем безопасности.

Исследование проводилось в рамках субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету на государственное задание в сфере научной деятельности (3.1156.2017/4.6, 3.6722.2017/8.9 (бывший шифр 3.5835.2017/6.7).

### Литература

1. Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Чкалова В.В. и др. // Акустические кристаллы. Справочник. Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
2. Semashko V.V. // Phys. of Solid State. 2005 V.47. №8. P.1507.
3. Pinto J.F., Esterowitz L., Rosenblatt G.H. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1995. V.1. P.58.
4. Krankel C., Marzahl D.-T., Moglia F. et.al. // Laser Photonics Rev. 2016. V.10. P.548.

## UV, VISIBLE AND IR ACTIVE MEDIA BASED ON SCHEELITE-TYPE AND COLQUIRITE-TYPE FLUORIDE CRYSTALS

V.V. Semashko\*, A.K. Naumov, A.S. Nizamutdinov, S.L. Korableva, M.A. Marisov, A.A. Shavelev

*Kazan federal university,  
18 Kremlina str., Kazan, Russia, 420008  
\*e-mail: vadim.semashko@kpfu.ru*

The experimental results of applying crystal-chemical methods aimed to improving the spectral-kinetic properties of active media based on fluoride crystals with scheelite ( $\text{LiY}_{1-x}\text{LuF}_4$ ) and colquirite ( $\text{LiCa}_{1-x}\text{AlF}_6$ ) structures doped by rare-earth ( $\text{Ce}^{3+}$  and  $\text{Pr}^{3+}$ ) and  $\text{Cr}^{3+}$  ions are discussed. The energetic and spectral characteristics of lasers based on the active media are presented. The special attention is focused on the prospects of using these lasers in the tasks of optosensorics, biomedicine, and security systems.

**Keywords:** fluoride crystals, rare-earth ions, interconfiguration transitions,  $\text{Cr}^{3+}$  ion, photodynamic processes, solid-state tunable lasers, UV range.

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ

А.С. Старухин<sup>1,\*</sup>, А.В. Горский<sup>2</sup>, Я.З. Добковский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси  
220072, Минск, Беларусь, просп. Независимости, 68-2

<sup>2</sup>Институт физической химии ПАН  
01-224 Варшава, Польша, Каспяка 44/52

\*e-mail: starukhin@mail.ru

Для ряда соединений (порфирины, металлопорфирины, порфицен, террилен и т.д.) зарегистрированы температурные зависимости времен жизни и эффективности генерации синглетного кислорода от температуры. Изучено влияние спектральных и фотофизических параметров исследованных молекул на характер температурной зависимости генерации синглетного кислорода для перечисленных соединений. На основании поведения указанной температурной зависимости установлен факт реализации комплексов кислорода с металлопорфиринами и порфиценом при комнатной температуре. Для молекулы террилена зарегистрирована генерация синглетного кислорода и измерен квантовый выход (22% в толуоле при температуре 300К) генерации синглетного кислорода.

**Ключевые слова:** синглетный кислород, фотосенсибилизаторы, террилен, перрилен, порфицен, порфирины, температурные зависимости генерации синглетного кислорода.

Кислород играет важную роль в мониторинге окружающей среды, в индустрии, медицине и сельском хозяйстве. Хорошо известно, что органические соединения в растворах в присутствии кислорода могут интенсивно деградировать при облучении светом. Одной из наиболее существенной причин такого процесса является процесс генерации синглетного кислорода [1,2]. Синглетный кислород ( $^1\text{O}_2$ ) является энергетически возбужденным состоянием молекулярного кислорода, который находится в основном электронном состоянии. Молекулярный кислород с точки зрения квантовой механики имеет неспаренные валентные электроны и находится в основном триплетном более стабильном состоянии ( $^3\text{O}_2$ ). В случае синглетного кислорода (параллельные спины) реализуются два синглетных состояния  $^1\Delta_g$  и  $^1\Sigma_g^+$  энергиями 22 ккал/М и 37 ккал/М по отношению к основному электронному состоянию, соответственно. Синглетным кислородом обобщенно называют возбужденные электронные состояния молекулярного кислорода.

В природе синглетный кислород генерируется в результате фотохимической реакции, когда после поглощения молекулярной системой света и процессов последующей передачи энергии на триплетный молекулярный кислород генерируется синглетный кислород. Схема генерации синглетного кислорода представлена на рисунке 1.

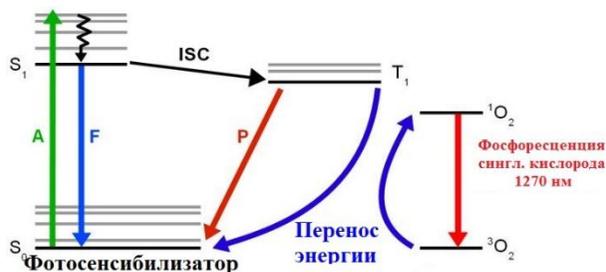


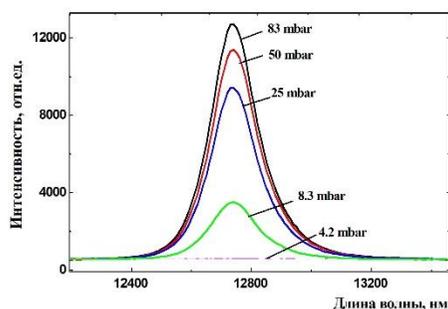
Рис. 1. Принципиальная схема генерации синглетного кислорода

После поглощения кванта света, фотосенсибилизатор (P) переходит в первое возбужденное синглетное состояние  $P(S_1)$ , а затем за счет интеркомбинационной инверсии происходит переход в триплетное состояние  $P(T_1)$ . При этом процесс генерации синглетного кислорода проходит с созданием комплекса ( $P-O_2$ ) со слабой связью (межмолекулярный процесс переноса энергии) между фотосенсибилизатором и кислородом, что предсказывается в нескольких работах для порфицена и металлопорфирина [3,4]. При взаимодействии фотосенсибилизатора в состоянии  $P(T_1)$  с молекулярным кислородом в триплетном состоянии ( $^3O_2$ ) образуется синглетный кислород ( $^1O_2$ ) как следствие триплет-триплетной аннигиляции, а фотосенсибилизатор переходит в основное электронное состояние. Для реализации такого процесса необходима диффузия триплетных молекул (фотосенсибилизатор и молекула триплетного кислорода) и потому синглетный кислород практически не генерируется при низких температурах, где диффузия кислорода отсутствует.

При образовании синглетного кислорода возможно регистрировать его свечение в области 1270 нм, что позволяет надеяться на использование данного свечения в качестве своеобразного зонда для исследования ряда процессов, происходящих в растворах органических соединений при различных температурах.

В настоящем сообщении представлены данные по изучению температурной зависимости генерации синглетного кислорода для различных фотосенсибилизаторов. Эксперименты по измерениям температурных зависимостей эффективности генерации синглетного кислорода были выполнены на созданном флуоресцентном лазерном спектрометре с высокой чувствительностью в ближней ИК области. В экспериментах использовался двойной монохроматор BENTHAM DTMc300, который был укомплектован охлаждаемым фотоприемником Hamamatsu H10330C-75 с высокой чувствительностью в области 950–1700 нм. Возбуждение образцов осуществлялось излучением перестраиваемого параметрического излучателя лазера Oportek RADIANT 355 с перестройкой излучения в диапазоне 200–2500 нм. Исследуемые образцы помещались в оптический криостат OptistatDN (Oxford) с возможностью перестройки и стабилизации температуры в области от 80 до 300 К с точностью до 0,1 К. Измерения квантового выхода генерации синглетного кислорода осуществлялись относительным методом по отношению к известным характеристикам стандартов с погрешностью до 10%. В качестве стандартов использовались значения квантовых выходов генерации для феналенона или Pd-октаэтилпорфирина в соответствующих растворителях.

На рисунке 2 приведены спектры генерации синглетного кислорода при различных концентрациях кислорода в растворе.

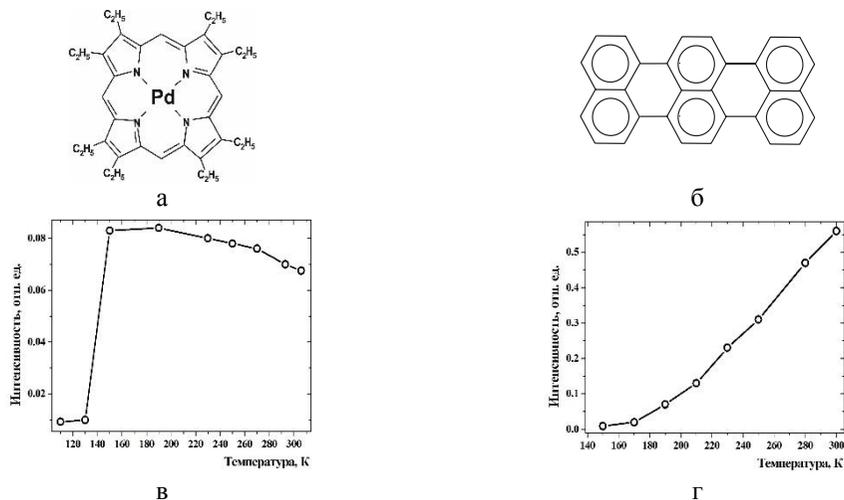


**Рис. 2.** Зависимость эффективности генерации синглетного кислорода от величины давления кислорода при использовании Pd-TRP в качестве фотосенсибилизатора ( $\lambda_{\text{возб.}}=425$  нм)

Приведенные на рисунке 2 данные демонстрируют зависимость интенсивности люминесценции синглетного кислорода от концентрации кислорода в среде. При парциальном давлении кислорода в 83 мбар (содержание кислорода в атмосфере) наблюдается наиболее интенсивная генерация синглетного кислорода, а при понижении парциального давления до

8,3 мбар наблюдается еще заметный сигнал люминесценции. При дальнейшем понижении до 5 мбар свечение синглетного кислорода практически не наблюдается.

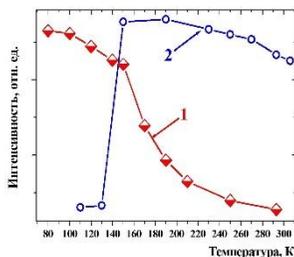
Как было указано выше синглетный кислород практически не генерируется при низких температурах, где диффузия кислорода отсутствует. Для проверки предельных температур, при которых еще возможна генерация синглетного кислорода, выполнены измерения эффективности указанного процесса от температуры и результаты представлена на рисунке 3.



**Рис. 3.** Структурные формулы исследованных соединений: Pd - 2,3,7,8,12,13,17,18 – октаэтилпорфирин (Pd-OEP); б террилен (TET), а также зависимости эффективности генерации синглетного кислорода от температуры для Pd-OEP (в) и Тер (г) в толуоле

Представленные результаты свидетельствуют о достаточно интенсивной генерации синглетного кислорода молекулой TET при температурах 170 до 300 К. При этом эффективность генерации практически линейно зависит от температуры. Были выполнены эксперименты по определению квантового выхода генерации синглетного кислорода и эта величина при 300 К составляла 22% (точность около 10%), что является достаточно большой величиной. В работе [4] были выполнены измерения температурной зависимости ряда параметров молекулы TET в кристаллах паратерфенила. Установлено, что константа перехода из S<sub>1</sub>-состояния в T<sub>1</sub>-состояние (K<sub>23</sub>) [5] при 300К составляла величину 42\*10<sup>3</sup> с<sup>-1</sup> и понижалась до 2,3\*10<sup>3</sup> с<sup>-1</sup> при переходе к 150К и составляла всего 0,4\*10<sup>3</sup> с<sup>-1</sup> при 5К. Такое существенное понижение заселенности нижнего триплетного состояния с уменьшением температуры приводит к резкому падению заселения триплетного состояния фотосенсибилизатора и падению эффективности генерации синглетного кислорода (рис. 3г).

Для Pd-OEP характерна достаточно слабая зависимость генерации синглетного кислорода от температуры. При изменении температуры от 300 до 140К происходит даже усиление генерации синглетного кислорода (увеличение до 15 %), а после стеклования растворителя происходит исчезновение генерации синглетного кислорода. Для Pd-OEP характерен переход в триплетное состояние практически со 100 % выходом, что связано с сильным спин-орбитальным возмущением. Зависимости поведения времени жизни фосфоресценции для дегазированных растворов Pd-OEP и зависимость генерации синглетного кислорода для Pd-OEP при атмосферном содержании кислорода от температуры приведены на рисунке 4. в относительных единицах. При изменении температуры от 300 до 200К время жизни фосфоресценции Pd-OEP практически не изменяется. При дальнейшем понижении температуры время жизни резко нарастает и после кристаллизации уже практически не изменяется. Аналогично поведение и эффективности генерации синглетного кислорода от температуры.



**Рис. 4.** Зависимость времени жизни триплетного для Pd-OEP в дегазированном растворе толуола (1) и зависимость эффективности генерации синглетного кислорода для Pd-OEP (2) от температуры

Приведенные данные позволяют утверждать, что в растворах образуется комплекс Pd - OEP -  $^1\text{O}_2$ , который стабилизируется при понижении температуры до 200K, а затем частично входит в поликристаллы, что подтверждают выводы работ [3,4].

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф18ПЛШГ-003).

### Литература

1. Krasnovsky Al. Jr. // Biophysics. 1977. V. 22, N. 5. P. 927.
2. Schweitzer Cl. et al. // Chem. Rev. 2003, V. 103, P. 1685.
3. Asturiol D. et al. // The J. of Chem. Phys. 2013. 139, P. 074307.
4. Rusydi F. et al. // J. of the Phys. Soc. of Japan. 2012. V. 81, P. 124301.
5. Banasiewicz M. et al. // Chem. Phys. Lett.. 2005. V. 414, P. 347.

## TEMPERATURE DEPENDENCE OF SINGLE OXYGEN GENERATION FOR DIFFERENT PHOTOSENSIBILIZERS

A.S. Starukhin <sup>1,\*</sup>, A.V. Gorski <sup>2</sup>, J.Z. Dobkowski<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, 220072, Minsk, Belarus, prosp. Nezavisimosti. 68-2*

<sup>2</sup>*Institute of Physical Chemistry, PAS 01-224 Warsaw, Poland, Kasprzaka 44/52*

\*e-mail: starukhin@mail.ru

The temperature dependences of the lifetimes and the efficiency of singlet oxygen generation for a set of compounds (porphyrins, metalloporphyrins, porphycene, terylene etc.) has been recorded. Based on the spectral and photophysical parameters of the above mentioned compounds the temperature dependence of the generation of singlet oxygen has been interpreted. The character of the temperature dependence singlet oxygen generation for metalloporphyrins and porphycene it was assumed that a proof the creation of complexes between oraganic moieties and oxygen. Singlet oxygen generation of terylene with the quantum yield 22% was recorded in toluene at ambient temperature.

**Key words:** singlet oxygen, photosensitizers, terylene, perylene, porphycene, porphyrins, temperature dependences of the generation of singlet oxygen.

# ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ СРЕДАХ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ИНТЕНСИВНЫМИ ДУХУХАСТОТНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ

С.Ю. Стремоухов<sup>1,2,\*</sup>, Р.А. Ганеев<sup>3,4</sup>, А.В. Андреев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова,  
119899, Москва, Ленинские горы д.1 стр.2

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

<sup>3</sup>Физический факультет, Американский университет Шарджа,  
Шарджа 26666, Объединенные Арабские Эмираты

<sup>4</sup>Физический факультет воронежского государственного университета,  
394006, Воронеж, Университетская пл., д. 1 (1).

\*e-mail: sustrem@gmail.com

Представлены результаты экспериментов и численных расчетов по изучению генерации гармоник высокого порядка в газовых средах, в которых плотность изменяется по периодическому закону вдоль направления распространения интенсивного двухчастотного лазерного поля. Исследовано влияние квази-фазового согласования (КФС), возникающего в такого рода средах, на эффективность генерации групп гармоник. Предложены методы управления эффективностью генерации групп гармоник генерируемого спектра.

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

Генерация гармоник высокого порядка (ГГВП) – одно из ключевых явлений, возникающих при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения с атомарными и молекулярными газами. Повышенное внимание к этому явлению возникло из-за того, что с одной стороны ГГВП - это существенно нелинейное явление, изучение и развитие методов описания которого представляет фундаментальный интерес [1], а с другой стороны, на его основе можно развить целый спектр методик изучения вещества: от дальнейшего развития времяразрешенных методов до изучения хиральных и магнитных свойств [2]. В последнее время акцент исследований ГГВП сместился в сторону развития эффективных методов генерации циркулярно поляризованных гармоник высокого порядка. К настоящему времени достигнут определенный прогресс как в методах генерации и использования такого излучения [3], так и изучении фундаментальных особенностей и природы генерации эллиптически поляризованного излучения в различных геометриях взаимодействия [4]. Однако, развитие методов управления эффективностью излучения (без конкретизации его поляризационных свойств) также является актуальной задачей, поскольку эффективность преобразования лазерного излучения в излучение ВУФ и рентгеновского диапазонов невелика. Одним из важных методов ГГВП, открывающих широкие возможности по управлению параметрами генерируемого излучения (в первую очередь, по повышению эффективности преобразования групп гармоник), является метод генерации гармоник в плазме [5]. Преимуществом такого метода является возможность изучения ГГВП при вариации состава плазмы, а также возможность создания пространственно-периодических плазменных сред с контролируемыми параметрами.

Настоящие исследования посвящены изучению особенностей КФС ГГВП в плазмах серебра и индия, взаимодействующих с первой и второй гармониками Ti: Sa лазера [6].

Экспериментальные исследования проводились с использованием 810 нм излучения, которое было разделено на две части: греющий импульс (длительностью 340 пс) и основной импульс (длительностью 50 фс). Греющий импульс фокусировался на металлическую поверхность площадью  $5 \times 0.08 \text{ мм}^2$ , что приводило к генерации плазменного облака длиной  $l =$

0.5 см. Для генерации перфорированной плазмы использовалась амплитудная маска, которая помещалась в пучок греющего импульса. Ширина зазоров амплитудной маски варьировалась от 0.3 до 0.8 мм. Поворот маски на определенный угол позволяет генерировать различное количество эквидистантных плазменных образований [6].

Численные исследования проводились с использованием одномерной модели, представленной в [7]. В рамках данной модели нелинейная среда симулировалась цепочкой атомов, расположенных вдоль направления распространения лазерных импульсов. Отклик каждого атома был рассчитан с помощью непертурбативной теории [1]. Параметры двухчастотного лазерного поля, которые были использованы при расчете отклика протяженной газовой среды, интегрально совпадают с теми, которые были достигнуты в эксперименте, а также зависят от положения атома в цепочке. Фотоэмиссионный отклик каждого атома использовался при расчете суммарного отклика цепочки атомов [7], в результате чего было рассчитано пространственное распределение генерируемого излучения.

В данной работе были исследованы особенности модификаций спектров генерируемого излучения при КФС в многоструйной плазме серебра и индия. В частности, мы изучили роль числа когерентных зон, размеров плазменных струй и расстояния между ними на эффективность ГВП. Результаты численных и экспериментальных исследований демонстрируют хорошее согласование. Предложены новые возможности контроля условий КФС с помощью комбинированной многоструйной плазмы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-02-40014).

#### Литература

1. Andreev A. V., Stremoukhov S. Yu., Shoutova O. A. // *Eur. Phys. J. D.* 2012. V. 66, 16
2. Lambert G., Vodungbo B., Gautier J. et al. // *Nat. Commun.* 2015. V. 6. P.6167.
3. Fleischer A., Kfir O., Diskin T., et al. // *Nat. Photon.* 2014. V. 8. P. 543.
4. Stremoukhov S., Andreev A., Vodungbo B., et al. // *Phys. Rev. A.* 2016. V. 94, p. 013855.
5. Ганеев. Р. А. // *УФН.* 2013. Т. 183 с. 815–847.
6. Ganeev R. A., Stremoukhov S. Y., Andreev A. V., et al. // *Appl. Sci.* 2019, V. 9. P. 1701.
7. Stremoukhov S. Yu., Andreev A. V. // *Laser Phys.* 2018. V. 28. P. 035403.

## ENHANCEMENT OF HIGH ORDER HARMONICS GENERATION EFFICIENCY IN SPATIALLY-PERIODIC MEDIA INTERACTING WITH INTENSE TWO-COLOR LASER FIELDS

S.Y. Stremoukhov<sup>1,2,\*</sup>, R.A. Ganeev<sup>3,4</sup>, A.V. Andreev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Leninskiye Gory, 1*

<sup>2</sup>*National Research Centre “Kurchatov Institute”, 123182, Moscow, Akademika Kurchatova, 1*

<sup>3</sup>*Physics Department, American University of Shariah, 26666, Shariah, UAE*

<sup>4</sup>*Faculty of Physics, Voronezh State University, 394006, Voronezh, pl. Universitetskaya, 1*

\*e-mail: sustrem@gmail.com

The results of experimental researches and numerical simulations on the generation of high-order harmonics in gaseous media in which the density varies periodically along the propagation of intense two-color laser field are presented. The influence of quasi-phase matching arising in such media on the harmonic groups generation efficiency is investigated. Methods for controlling the harmonic groups generation efficiency are proposed.

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

# КВАНТОВЫЕ И ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР, НЕЛИНЕЙНЫХ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА И НАНОСИСТЕМ

Я.А. Фофанов

*Институт аналитического приборостроения РАН,  
198103, Санкт-Петербург, Рижский, 26  
e-mail: yakinvest@yandex.ru*

Рассмотрены основы высокочувствительных лазерных и квантовых технологий поляризационно-оптических измерений и диагностики упорядоченных структур, нелинейных границ раздела и наносистем. Выполнена квантовая диагностика нелинейного резонансного светоделиителя. Показано, что такой светоделиитель работает как своеобразный регулятор (квантовый оптический буфер), снижающий квантовые (фотонные) флуктуации отраженного света. Характерные особенности анализируемых зависимостей и их подобие могут быть информационными признаками для прогнозирования характеристик, классификации и сравнения объектов и систем различной природы.

**Ключевые слова:** лазер, шумы света, слабые поляризационные отклики, лазерная поляризационно-оптическая нанодиагностика, квантовая диагностика нелинейного светоделиителя, квантовый оптический буфер.

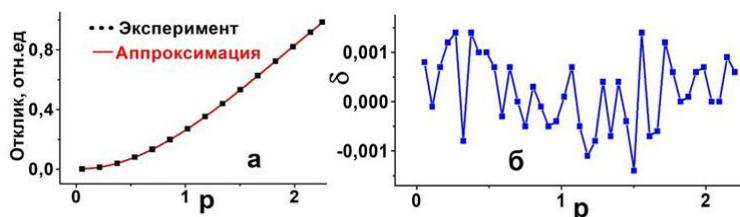
Перспективы развития и применения высокочувствительных лазерных и квантовых технологий измерений и диагностики ограничиваются во многих случаях отсутствием достаточно полных представлений о возможностях лазерного поляризационно-оптического зондирования вещества. В докладе рассмотрены некоторые особенности регистрации слабых поляризационных откликов и диагностики на этой основе упорядоченных структур, нелинейных границ раздела и наносистем.

В процессе исследований осуществлялось зондирование исследуемых объектов лазерным излучением с глубокой модуляцией поляризации [1,2]. Ранее было показано, что такой подход позволяет изучать широкий класс объектов и систем [3-5]. Достигнута пороговая, ограниченная только естественными (квантовыми) шумами пробного лазерного излучения, чувствительность регистрации слабых поляризационных откликов [2].

Одним из исследуемых объектов были системы (ансамбли) магнитных наночастиц в жидкой матрице (магнитные наножидкости). Подобные наносистемы являются хорошими модельными объектами, исследование которых актуально как в фундаментальном смысле, так и по причине их интенсивного использования в приложениях [6,7]. Экспериментальная установка работала в автоматическом режиме и позволяла управлять оптической анизотропией магнитной наножидкости в процессе сканирования поперечного магнитного поля. Основные исследования выполнены с наночастицами магнетита в керосине [8].

На рис. 1а точками показана характерная зависимость поляризационного отклика  $\varphi$  от параметра  $\rho = \mu H/kT$  для концентрации 1%. Здесь  $\mu$  - магнитный момент частицы,  $H$  - напряженность поперечного магнитного поля. Полученные экспериментальные данные аппроксимировались теоретической зависимостью, следующей из модели ориентационной упорядоченности магнитных частиц во внешнем магнитном поле [9]. При этом варьировались значения безразмерных параметров  $\alpha$  и  $\beta$ , определяющих масштабы по осям  $\varphi$  и  $\rho$  на рис. 1. Полученная аппроксимирующая зависимость показана на рис. 1а. На рис. 1б показаны относительные отклонения  $\delta$  аппроксимирующей кривой от экспериментальных данных. Эти отклонения не превышают 0,25%. Аналогичные результаты получены и для других концентраций (см. таблицу 1), что говорит о надежности полученных данных и об адекватности используемой для аппроксимации (диагностики) модели. Найденные значения

$\alpha_{\text{diag}}$  и  $\beta_{\text{diag}}$  дают численные значения соотношений между физическими параметрами исследуемой магнитной системы и их взаимосвязи с наблюдаемыми поляризационными откликами. В результате появляется возможность определения одних (неизвестных) физических параметров по зарегистрированным поляризационным откликам и значениям других (известных) параметров.



**Рис. 1.** Аппроксимация поляризационных откликов магнитной наножидкости (а) и относительная ошибка прогноза (б).

Выполненный анализ показал также возможность выявления тонких особенностей слабых поляризационных откликов магнитных наножидкостей. В таблице 1 представлены прогнозируемые значения  $\alpha_{\text{pr}}$  и  $\beta_{\text{pr}}$ , значения  $\alpha_{\text{diag}}$  и  $\beta_{\text{diag}}$ , найденные с помощью поляризационно-оптической диагностики, а также относительные ошибки  $\delta\alpha$  и  $\delta\beta$  прогнозируемых данных по сравнению с диагностируемыми в широком, составляющем три порядка диапазоне концентраций.

**Таблица 1**

Концентрация, %	1	0.2	0.01	0.003	0.001
$\alpha_{\text{pr}}$ (прогноз)	4.28	0.86	0.043	0.013	0.0043
$\alpha_{\text{diag}}$ (диагностика)	4.28	0.94	0.043	0.012	0.0040
$\delta\alpha$ (ошибка прогноза)	<0.0005%	8.9%	0.5%	3.1%	6.8%
$\beta_{\text{pr}}$ (прогноз)	0.054	0.054	0.054	0.054	0.054
$\beta_{\text{diag}}$ (диагностика)	0.054	0.051	0.054	0.055	0.058
$\delta\beta$ (ошибка прогноза)	<0.0005%	5.5%	<0.05%	1.8%	6.9%

Из таблицы 1 также можно видеть, что ошибки прогноза  $\delta\alpha$  и  $\delta\beta$  заметно отличаются для экспериментов с разными концентрациями. При этом особенно важным представляется, что данное отличие проявляется сразу по двум параметрам  $\alpha$  и  $\beta$ . Так, для концентрации 0.2% значения ошибок составляют  $\delta\alpha = 8.9\%$  и  $\delta\beta = 5.5\%$ , в то время как, например, для концентрации 0.01 эти ошибки значительно меньше:  $\delta\alpha = 0.5\%$  и  $\delta\beta < 0.05\%$ . Обнаруженное различие указывает на неслучайные особенности исследуемых магнитных наножидкостей, что свидетельствует еще об одном возможном применении развиваемых подходов - диагностике малых вариаций параметров исследуемых объектов и систем. Высокочувствительные лазерные методы количественного поляризационно-оптического анализа совместно с выполненным здесь статистическим анализом являются, по существу, основой поляризационно-оптической нанодиагностики (количественной характеристики) магнитных наножидкостей.

Другим очень интересным модельным объектом, исследования которого показали перспективность развития высокочувствительной лазерной поляризационно-оптической диагностики, является борат железа ( $\text{FeBO}_3$ ). Доменная структура бората железа при отсутствии магнитного поля упрощенно показана на рис. 2а. Намагниченность кристалла в целом и соответствующие магнитооптические эффекты появляются вследствие перемещения границ и вращения намагниченности доменов при наложении поперечного магнитного поля [4].

На рис. 2б точками показан усредненный отклик, а сплошная кривая показывает результат аппроксимации, выполненной аналогично описанной выше аппроксимации откликов магнитной жидкости. В данном случае безразмерный параметр  $p$  следует понимать, как некоторую эффективную величину, характеризующую изучаемую упорядоченную систему. С учетом этого хорошо видно, что зависимости на рис. 1б и 2б очень похожи. Таким образом, выполненная поляризационно-оптическая диагностика указывает на определенное подобие магнитного поведения поляризационных откликов двух систем, обладающих заметно разными механизмами упорядоченности [4,8].

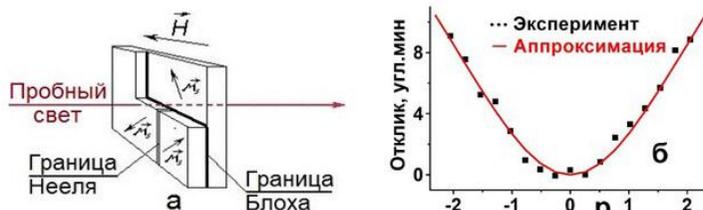


Рис. 2. Доменная структура бората железа (а) и аппроксимация поляризационных откликов (б).

Рис. 3 иллюстрирует возможность выполнения квантовой поляризационно-оптической диагностики системы совершенно иного типа – нелинейного светоделителя. Предложение об использовании нелинейного светоделителя для приготовления квантовых (сжатых) состояний света было впервые высказано А.В.Белинским [10].

Экспериментально была реализована конфигурация, показанная на рис. 3а, в которой использовано нелинейное резонансное отражение от границы раздела «стекло-пары рубидия», (D-2 линия, 0,78 мкм) при углах падения, близких к углам полного внутреннего отражения [11-13]. Использование селективного (резонансного) отражения при больших углах падения имеет значительные преимущества, т.к. оно дает сильные отражательные резонансы, которые насыщаются при относительно слабых световых полях [14,15].

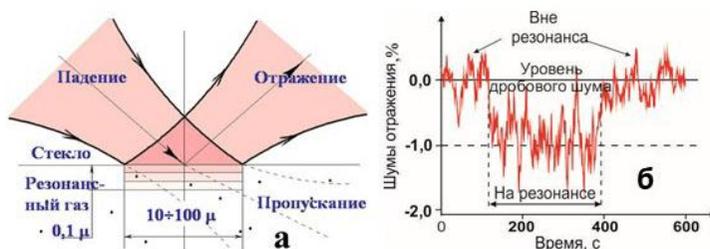


Рис. 3. Квантовая диагностика нелинейного светоделителя.

Рис. 3б показывает снижение квантовых (фотонных) флуктуаций в отраженном свете. Эффективная толщина рабочей области составляет около 0.1 мкм, т. е. реализованная конфигурация характерна для нанопотоники. Адекватный теоретический анализ подтверждает результаты выполненной поляризационно-оптической нанодиагностики рассматриваемого оптического квантового светоделителя [16,17].

Таким образом, в настоящей работе изложены основы квантовых и высокочувствительных лазерных технологий поляризационно-оптической диагностики и показана возможность применения данных технологий для количественной характеристики объектов и систем совершенно различной природы [4,8,13,18]. Отметим, что развиваемые подходы могут быть распространены и далее на поляризационно-оптическую диагностику других систем, к которым, можно, например, отнести ансамбли примесных центров в твердых телах, холодные атомные ансамбли и др. [19].

### Литература

1. Badoz J., Billardon B.M., Canit J.C., Russel M.F.J. // *J. Optics (Paris)*. 1977. V. 8. № 6. P. 373.
2. Fofanov Ya. A. // *Proc. SPIE*. 1992. № 1811. P. 413.
3. Sokolov I.M., Fofanov Ya.A. // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1995. V. 12. №. P. 1579.
4. Фофанов Я.А., Плешаков И.В., Кузьмин Ю.И. // *Оптический журнал*. 2013. Т. 80. № 1. С. 88.
5. Fofanov Ya., Vetrov V., Ignatenkov B. // *IEEE Xplore Digital Library. ICLO*. 2018. P. 406.
6. Scherer C., Figueiredo Neto A.M. // *Brazilian Journal of Physics*. 2005. V. 35. N 3A, P. 718.
7. Неромныашчaya Е.К., Prokofiev A.V., Velichko E.N., Pleshakov I.V., Kuzmin Yu.I. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2017. V. 431. P. 24.
8. Фофанов Я.А., Плешаков И.В., Прокофьев А.В. // *Письма в ЖТФ*. 2016. Т. 42, вып. 20. С. 66.
9. Scholten P.C. // *IEEE Trans. Magn.* Vol 16, No 2 March 1980. P. 221.
10. Белинский А.В. // *Письма в ЖЭТФ*. 1990. Т. 51. № 7. С. 341.
11. Фофанов Я.А. // *Оптика и спектр*. 2003. Т. 94. С. 861.
12. Фофанов Я.А. // *Proc. SPIE*. 2010. V. 7993. P. 79930O.
13. Fofanov Ya.A. Nonlinear and fluctuation phenomena under conditions of strong selective reflection in inclined geometry. In book “Advances in Optoelectronics Research”, Ed. Marcus R. Oswald. Nova Science Publishers, Inc., USA. 2014. P. 75–114.
14. Фофанов Я.А. // *Квантовая электроника*. 2009. Т. 39. № 6. С. 585.
15. Sautenkov V.A., Li H., Gubin M. A., Rostovtsev Yu. V., Scully M. O. // *Laser Physics*. 2011. V. 21. № 1. P. 153.
16. Белинский А.В. // *ЖЭТФ*. 2013. Т. 44. № 5 (11). С. 891.
17. Белинский А.В., Шульман М. Х. // *УФН*. 2014. Т. 184. № 10. С. 1135.
18. Фофанов Я.А., Манойлов В.В., Заруцкий И.В., Курапцев А.С. // *Оптический журнал*. 2020. Т. 87. В печати.
19. Kuraptsev A.S., Sokolov I.M., Fofanov Ya.A. // *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 2016. V. 41. Art. No.1660141.

## QUANTUM AND HIGH-SENSITIVE LASER TECHNOLOGIES OF POLARIZATION-OPTICAL DIAGNOSTICS OF ORDERED STRUCTURES, NONLINEAR INTERFACES AND NANOSYSTEMS

**Ya.A. Fofanov**

*Institute for Analytical Instrumentation RAS  
190103, St. Petersburg, Russia  
e-mail: yakinvest@yakinvest.ru*

The fundamentals of highly sensitive laser and quantum technologies of polarization-optical measurements and diagnostics of ordered structures, nonlinear interfaces and nanosystems are considered. Quantum diagnostics of a nonlinear resonant beam splitter is performed. It is shown that this beam splitter operates as an optical buffer that reduces the quantum (photon) fluctuations of the reflected light. The character of the analyzed dependencies and their similarity can be information features for the characterization, classification and comparison of objects and systems of various nature.

**Key words:** laser, light fluctuations, weak polarization responses, laser polarization-optical nanodiagnostics, quantum diagnostics of a nonlinear beam splitter, quantum optical buffer.

# ОПТИЧЕСКОЕ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОЙ РАЗУПОРЯДОЧЕННОЙ ПЛАЗМОНИКИ

С.С. Харинцев\*

*Казанский федеральный университет  
420008, г. Казань, Кремлевская ул., 16а  
\*e-mail: skharint@gmail.com*

Многokратное рассеяние плазмонов в разупорядоченной среде метал-диэлектрик может привести к усилению кубической нелинейности и, таким образом, может наблюдаться вынужденное комбинационное рассеяние света в наноразмерных структурах под действием непрерывного излучения малой интенсивности. В работе используются перколяционные тонкие пленки оксинитрид титана толщиной 50 нм, выполняющие роль разупорядоченной нелинейной линзы при освещении светом с длиной волны, на которой диэлектрическая проницаемость среды стремится к нулю. В работе демонстрируется эффект рамановского сверхлинзирования в дальнем поле на основе оптической визуализации многостенных углеродных нанотрубок с разрешением  $\lambda/6NA$ .

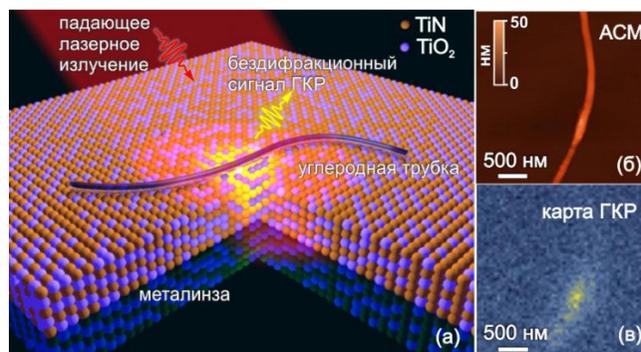
**Ключевые слова:** разупорядоченная плазмоника, сверхразрешение, нелинейная металлинза, вынужденное комбинационное рассеяние света, оксинитрид титана, материалы с нулевой диэлектрической проницаемостью.

Визуализация объектов с помощью оптического излучения связана с его локализацией. Чем сильнее локализация, тем лучше пространственное разрешение. В классической оптике невозможно получить точное изображение объекта из-за дифракции электромагнитных волн, которые регистрируются в детекторе. Дифракция является следствием экспоненциального затухания эвансцентных волн, которые несут информацию о высоких пространственных частотах. Преодоление дифракционного предела возможно благодаря суб-волновой локализации света, например, с помощью малой апертуры или нанoантенны, которые были впервые введены Э. Синджем в 1928 году [1]. Главным недостатком такого подхода является необходимость сканирования образца. Природа суб-волнового или даже суб-молекулярного разрешения [2] связана с усиленным взаимодействием света и вещества и априори известным положением локализованного источника света. Практическая реализация сжатия фокального пятна за пределы дифракции света обеспечивается с помощью оптических нанoантенн [3], дизайна лазерных пучков [4], метаматериалов [5] и нелинейных эффектов [6-8].

Настоящая работа посвящена развитию нового физического принципа для преодоления дифракционного предела, который основан на нелинейном усилении поверхностных плазмонов, распространяющихся в разупорядоченных тонких пленках метал-диэлектрик. Визуализация многостенных углеродных нанотрубок на такой пленке (в дальнейшем будем говорить о металлинзе) выполняется с помощью обычного конфокального оптического микроскопа, который демонстрирует разрешение  $\sim \lambda/6NA$  без использования математической обработки.

Рис. 1 (а) демонстрирует физический принцип работы разупорядоченной  $TiN/TiO_2$  металлинзы. Диэлектрическая проницаемость такого бинарного нанoкомпозиата стремится к нулю в видимой и/или в инфракрасной области [9]. Исследуемый образец помещается непосредственно на поверхность металлинзы. Поперечные и продольные плазмоны возбуждаются главным образом в центральной интенсивной области лазерного луча. В соответствии с принципом взаимности локальное вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) света переизлучается самим образцом, который играет роль оптической антенны. Для демонстрации разрешающей способности металлинзы рассмотрим многостенные углеродные нанотрубки, диспергированные на ее поверхности. Рис. 1 (б) показывает изображение углеродной трубки диаметром 40 нм, расположенной на металлинзе, с помощью атомно-

силового микроскопа. Рассеянный свет от металлинзы позволяет сформировать бездифракционное изображение нанотрубки с разрешением 100 нм (длина возбуждения лазерного света равна 633 нм), тогда как рассеянный свет от самой нанотрубки подвержен дифракции (630 нм) (см. рис. 1 (в)). Природа этого явления связана с селективным возбуждением горячих мета-атомов в центральной части диска Эйри благодаря нелинейному порогу. В соответствии с принципом взаимности, рассеянный свет от металлинзы распространяется в дальнюю зону с помощью исследуемого образца, который выполняет роль ГКР-активной наноантенны.



**Рис. 1.** (а) Принципиальная схема разупорядоченной TiN/TiO<sub>2</sub> металлинзы. АСМ изображением (б) и ГКР карта (в) многостенной углеродной нанотрубки.

В заключении отметим, что разупорядоченная плазмоника позволяет визуализировать объекты с пространственным разрешением  $\sim \lambda/6NA$  на разных длинах волн (ВКР обертоны) и, таким образом, лежит в основе многочастотного рамановского сверхлинзирования. Известно, что SERS технология направлена, главным образом, на усиление интенсивности рассеянного света, тогда как пространственное разрешение ограничено дифракционным пределом. Рассмотренная в работе металлинза представляет собой аналог SERS подложки, способной наряду с усилением оптического сигнала обеспечить суб-волновое пространственное разрешение благодаря нелинейному ближнеполювому взаимодействию.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта РФФ (№ 19-12-00066).

### Литература

1. E. H. Syngé // *Phil. Mag.* 1928. V. 6. P. 356–362.
2. J. Lee, K. T. Crampton, N. Tallarida, V. A. Apkarian // *Nature*. 2019. V. 568. P. 78–82.
3. L. Novotny, B. Hecht, *Principles of nano-optics* (Cambridge University Press, 2006).
4. S. W. Hell // *Nat. Biotechnol.* 2003. V. 21. P. 1347–1355.
5. D. Lu, Z. Liu // *Nat. Commun.* 2012. V. 3. P. 1205–1214.
6. O. Reshef, I. De Leon, M. Z. Alam, R. W. Boyd // *Nat. Rev. Mat.* 2019. V. 4. P. 535.
7. S. S. Kharintsev, A. V. Kharitonov, A. M. Alekseev, S. G. Kazarian // *Nanoscale* 2019. V. 11. P. 7710–7719.
8. S. S. Kharintsev, A. V. Kharitonov, S. K. Saikin, A. M. Alekseev, S. G. Kazarian // *Nano Lett.* 2017. V. 17. P. 5533–5539.
9. L. Braic, N. Vasilantonakis, A. Mihai, I. J. V. Garcia, S. Fearn, B. Zou, N. M. Alford, B. Doiron, R. F. Oulton, S. A. Maier, A. V. Zayats, P. K. Petrov // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 2017. V. 9. P. 29857–29862.

# OPTICAL SUPERLENSING BASED ON NONLINEAR DISORDERED PLASMONICS

S.S. Kharintsev\*

*Kazan Federal University*  
*Kremlevskaya str., 16a, Kazan, Russia, 420008*  
\*e-mail: skharint@gmail.com

Plasmon multiple scattering within a disordered metal-dielectric medium allows one drastically to enhance a cubic susceptibility and thus stimulated Raman scattering can occur in highly confined media exposed to the continuous-wave low-powered pump. In this study, a percolated 50 nm titanium oxynitride thin film is used as a disordered nonlinear metalens that meets ENZ wavelengths in the visible region. We experimentally demonstrate a far-field Raman superlensing effect by showing a sub-wavelength resolution of  $\lambda/6NA$  at different SRS overtones using multi-walled carbon nanotubes directly dispersed on the metalens.

**Keywords:** disordered plasmonics, super-resolution, nonlinear metalens, stimulated Raman scattering, titanium oxynitride, double epsilon-near-zero material.

# САМОВОССТАНОВЛЕНИЕ ОДНОЦИКЛОВОЙ СВЕТОВОЙ ПУЛИ В РЕЖИМЕ ЛИНЕЙНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

С.В. Чекалин<sup>1,\*</sup>, В.О. Компанец<sup>1</sup>, А.Е. Дормидонов<sup>1</sup>, В.П. Кандидов<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН

Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5;

<sup>2</sup>МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет

119991, Москва, Ленгоры, 1, стр.2

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

Представлены результаты исследований прохождения экстремально сжатых волновых пакетов через воздушный зазор в нелинейной среде при филаментации одиночного фемтосекундного лазерного импульса в LiF в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Методом лазерной колорации установлено, что одноцикловая световая пуля, возникшая до воздушного зазора, восстанавливается после зазора шириной до 0.5 мм, пройдя расстояние, нелинейно растущее с величиной зазора.

**Ключевые слова:** световая пуля, метод лазерной колорации, фемтосекундная филаментация, робастность световой пули.

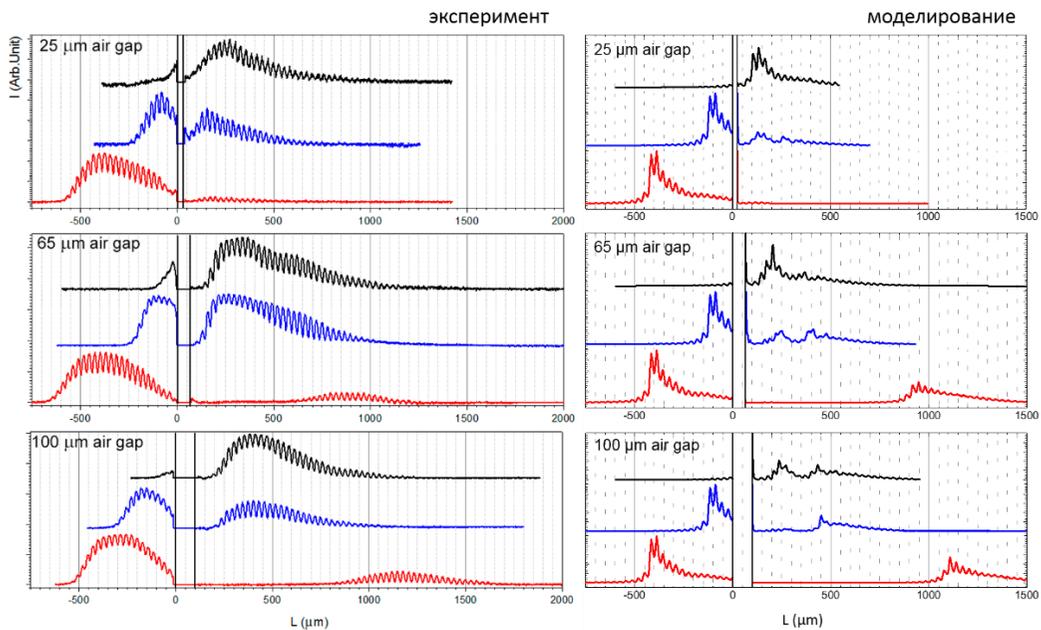
Филаментация в прозрачных диэлектриках фемтосекундного лазерного излучения на длине волны в области аномальной дисперсии групповой скорости сопровождается образованием световых пуль (СП) – волновых пакетов, экстремально сжатых в пространстве и времени [1,2]. Необходимым условием образования СП в среде с керровской нелинейностью является аномальная дисперсия групповой скорости. В работе [3] исследовалось прохождение СП через воздушный зазор в сапфире и было обнаружено, что пуля способна восстанавливать свои параметры после зазора. Метод лазерной колорации [4], позволяет, в отличие от использованных в [3], исследовать филаментацию одиночного лазерного импульса и дает возможность зарегистрировать одноцикловые СП, которые не меняют своих параметров после прохождения наведенного ими волновода [5]. В настоящей работе этим методом исследовано прохождение воздушного промежутка одноцикловой СП в LiF.

В эксперименте 3200нм, 130фс, одиночный лазерный импульс с энергией около 25мкДж фокусировался CaF<sub>2</sub> линзой с фокусным расстоянием 97мм внутрь образца на расстоянии около 1 мм от входной грани образца из LiF, состоящего из двух частей, разделенных воздушным промежутком, который менялся от 10 до 500 мкм. Для реализации одноимпульсной экспозиции образец после каждого импульса перемещался в направлении, перпендикулярном лазерному пучку. Для анализа пространственного распределения интенсивности люминесценции записанных долгоживущих центров окраски (ЦО), воспроизводящих плотность лазерно-индуцированных электронных возбуждений в филаменте, использовались методы оптической микроскопии с подсветкой на длине волны поглощения наведенных ЦО. Для качественного анализа записанной структуры из ЦО использовался микроскоп Eufotech Oxion 5 с подсветкой непрерывным лазерным излучением на длине волны 450 nm и регистрацией люминесценции цифровой камерой Nikon D800. Рассеянное возбуждающее излучение отсекалось вспомогательным желто-зеленым светофильтром [6].

Для детального анализа эволюции светового поля в ходе формирования одноцикловой СП и ее дальнейшего распространения в LiF осуществлено решение однонаправленного нелинейного уравнения распространения, записанного для напряженности электрического поля, которое наиболее полно описывает филаментацию фемтосекундного лазерного импульса. При формализации рассматриваемой задачи учитывались дифракция и дисперсия волнового пакета, керровская самофокусировка, фото- и лавинная ионизация среды,

дефокусировка и поглощение света в индуцируемой плазме [2]. В качестве начального условия при моделировании был задан импульс с гауссовым распределением по времени и пространству, параметры которого соответствуют экспериментальным. При распространении сформированной СП как волнового пакета длительностью в один период световой волны, амплитуда поля периодически меняется из-за разности групповой и фазовой скоростей. Вследствие многофотонного процесса генерации ЦО, при котором порядок многофотонности составляет около 30, изменение амплитуды электрического поля на 20% приводит к однозначно регистрируемой модуляции плотности ЦО. При этом период осцилляций плотности ЦО составляет около 30 мкм при распространении СП на длине волны 3000 нм [2,4-6].

Профили регулярных структур из ЦО, зарегистрированные в эксперименте, приведены в левой части рис.1. В правой части рис.1 представлены рассчитанные распределения плотности плазмы в канале при прохождении одноциклового СП, периодичность и место появления которых хорошо согласуется с экспериментальными данными по измерению плотности ЦО (рис.1 слева), хотя природа этих сигналов несколько различна, что, по-видимому, является причиной разницы в их огибающих.



**Рис.1.** Левый столбец: профили распределения интенсивности люминесценции ЦО-структур, наведенных одноциклового СП, при филаментации одиночного 130 fs импульса на длине волны 3200 нм в LiF при различной величине воздушного зазора. Энергия импульса 25  $\mu$ J. Импульс распространяется слева направо. Зазор, ширина которого отсчитывается от координаты  $L=0$ , находился на расстоянии 6мм от входной грани образцов. Правый столбец: распределения плотности свободных электронов в LiF, полученные в результате численного моделирования распространения фемтосекундного импульса в условиях эксперимента.

Из представленных на рис.1 профилей интенсивности люминесценции ЦО вдоль оси филамента, полученных при разных зазорах, можно заключить следующее. При зазоре в 25 мкм практически отсутствует его влияние на формирование и прохождение пули – картина такая же, какой была бы в отсутствие зазора за исключением небольшого ослабления в зазоре из-за потерь на отражение. При увеличении зазора картина начинает меняться.

Во-первых, возникает и растет довольно резко «провал» профиля после зазора, где люминесценции не видно, а после «провала» вновь продолжается периодическое изменение интенсивности люминесценции. Минимальная длина этого провала увеличивается от 30 мкм

при зазоре 65 мкм до 65 мкм при зазоре 100 мкм и 1300 мкм при зазоре 500 мкм. При этом наблюдается тенденция к увеличению протяженности провала в несколько раз, когда пуля подходит к зазору «на излете», т.е. уже пройдя большую часть своего пути. Возникновение «провала» может быть связано с расходимостью пули при движении в воздушном промежутке, вследствие которой диаметр пули растет, и, соответственно, ее интенсивность падает на входе во вторую пластину до величин, меньших порога образования ЦО (по данным [7] расходимость может быть впятеро меньше дифракционной для Гауссовского пучка того же диаметра). Однако мощность пули остается больше критической мощности самофокусировки, и после зазора она сжимается в пространстве, достигая интенсивности, достаточной для образования ЦО. Результаты моделирования показали, что расходимость СП на выходе в воздушный зазор зависит от расстояния, пройденного в образце перед зазором. При этом излучение остается во всех случаях сходящимся с фокусом, уменьшающимся с этим расстоянием. Таким образом, для 25 мкм зазора, например, диаметр СП после зазора не увеличивается. Порог образования ЦО при этом оказывается порядка максимальной интенсивности, достигаемой в СП ( $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>)

Оценки показывают, что в условиях нашего эксперимента параметры таковы, что на всех стадиях распространения, до зазора и после него, происходит эффективное сжатие пули до одноцикловой. Порог образования СП, определяемый отношением дифракционной и дисперсионной длин волнового пакета [8], остается практически постоянным и не превышает критической мощности стационарной самофокусировки.

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

### Литература

1. Silberberg Y. // Opt. Lett. 1990. V. 22. P.1282
2. Чекалин С.В. и др. // Успехи физических наук. 2019. Т.189. №3. С. 299.
3. Grazuleviciute et al. // Optics Express. 2014. V.22, P. 30613.
4. Чекалин С.В. и др.// Оптика и спектроскопия. 2019. Т.127. С.94.
5. Чекалин С.В. и др.// Квантовая электроника. 2018. Т.48. №4. С.372.
6. Кузнецов А.В. и др. // Квантовая электроника. 2016. Т.46. №4. С.379.
7. Majus D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V.112, P. 193901.
8. Залозная Е.Д. и др. // Квантовая электроника. 2018. Т.48, № 4, С. 366.

## SELF-RECONSTRUCTION OF SINGLE-CYCLE LIGHT BULLET IN LINEAR (FREE-SPACE) PROPAGATION REGIME

S.V. Chekalin<sup>1</sup>, V.O. Kompanets<sup>1</sup>, A.E. Dormidonov<sup>1</sup>, V.P. Kandidov<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>*Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia*

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

The results of investigation of extremely compressed wave packets penetration of air gap under single femtosecond laser pulse filamentation in LiF at anomalous group velocity dispersion are presented. It is revealed by laser coloration method that single cycle light bullet formed before the gap was recovered after passing some distance behind the gap up to 0.5 mm length. This distance increased nonlinearly with the gap length.

**Key words:** light bullet, laser coloration, femtosecond filamentation, light bullet robustness.

# FULL TRANSMISSION THROUGH A METASURFACE BEYOND KERKER CONDITIONS

H.K. Shamkhi<sup>1</sup>, K.V. Baryshnikova<sup>1</sup>, A. Sayanskiy<sup>1</sup>, P.D. Terekhov<sup>1,2,3,4</sup>, E.A. Gurvitz<sup>1</sup>,  
A.C. Valero<sup>1</sup>, A. Karabchevsky<sup>2,3,4</sup>, P. Kapitanova<sup>1</sup>, A.B. Evlyukhin<sup>1,5</sup>, P.A. Belov<sup>1</sup>,  
Y. Kivshar<sup>1,6</sup>, A.S. Shalin<sup>1,\*</sup>

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

*197101, St. Petersburg, Russia, 49 Kronverksky Ave.*

<sup>2</sup>*Electrooptics and Photonics Engineering Department, Ben-Gurion University  
8410501, Beer-Sheva, Israel*

<sup>3</sup>*Ilse Katz Institute for Nanoscale Science & Technology, Ben-Gurion University  
8410501, Beer-Sheva, Israel*

<sup>4</sup>*Center for Quantum Information Science and Technology, Ben-Gurion University  
8410501, Beer-Sheva, Israel*

<sup>5</sup>*Laser Zentrum Hannover e.V.*

*D-30419, Hollerithallee, Hannover, Germany*

<sup>6</sup>*Nonlinear Physics Centre, Australian National University  
ACT 2601, Canberra, Australia*

\*e-mail: alexandesh@gmail.com

All-dielectric nanophotonics attracts more and more attention nowadays due to the possibility to control and configure light scattering on high-index semiconductor nanoparticles. It opens a room of opportunities for designing novel types of nanoscale elements and devices, paving the way to advanced technologies of light energy manipulation. One of the most perspective and interesting effects is directive light scattering provided by the so-called Kerker and anti-Kerker effects giving a possibility to realize Huygens light sources, fully transparent metasurfaces, different types of nanoantennae etc. Another one corresponds to the realization of so-called “anapole states” providing near-zero scattering accompanied with strong near-fields. Here we briefly review some new results on the induced invisibility regarding fully transparent metasurfaces based on the simultaneous cancellation of the forward and backward scattering via particular optical responses of multipoles (similar to Kerker effect), and invisible objects and structures governed by the novel type of anapoles – hybrid anapole states.

**Keywords:** dielectric nanophotonics, metasurface, Kerker effect, hybrid anapole states, Si nanoparticles, transverse scattering.

Optical properties of high-refractive-index dielectric nanoparticles are attracting a great scientific interest nowadays [1,2,3]. These subwavelength scatterers can support the excitation of electric and magnetic multipolar resonances which allow the control over the electric and magnetic components of light by changing the nanoparticle size, geometry, and material [4,5,6]. Special interest is attracted by subwavelength structures - metamaterials and metasurfaces, allowing to manipulate light at the sub-wavelength regime [7-14]. Dielectric metasurfaces appeared as a counterpart of metallic plasmonic metasurfaces in the optical range. In contrast to plasmonic structures, dielectric metasurfaces can work effectively in transmitted-light regime. For fine tuning their optical properties, their size, shape, aspect ratio, material dispersion and surrounding medium properties should be controlled [15-17]. Their applications range from lossless waveguides [18,19] and nanoantennas [20], to cloaking devices and nonradiating configurations [14,21-24].

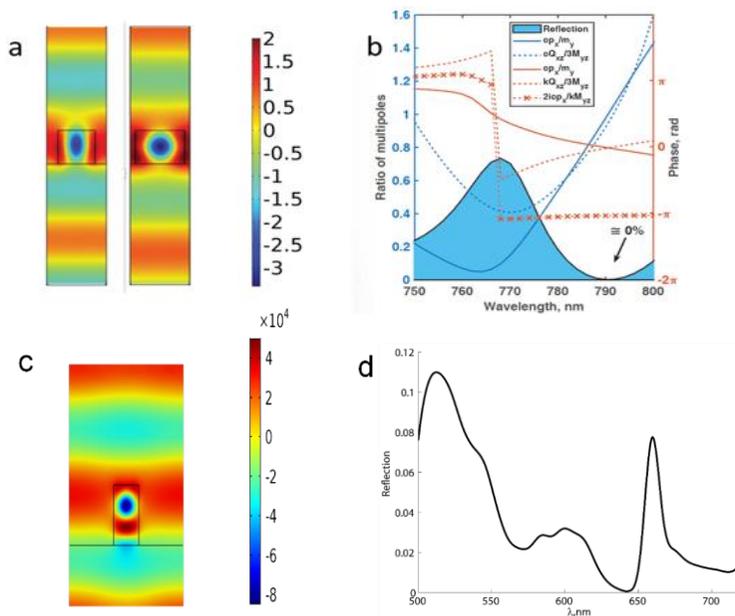
Here we consider the transverse scattering by high-index nanoparticles with the simultaneous suppressing both forward and backward scattering. We consider silicon particles of the simplest forms (spheres and cubes) without any requirements on radial anisotropy, gain or non-symmetric form etc. For the first time we obtain essential conditions for the multipoles' contributions and reveal the step-by-step procedure of the lateral-only scattering pattern formation [25]. The appropriate conditions for multipoles are as following:

$$cp_x/m_y = 1; \quad cQ_{xz}/3M_{yz} = 1; \quad 2cp_x/ikM_{yz} = -1,$$

where  $p$ ,  $m$ ,  $Q$ ,  $M$  – are electric and magnetic dipoles and quadrupoles respectively. We reveal and explain in details the strong suppression of the reflection from the metasurfaces taking place due to the aforementioned cancellation of forward and backward scattering. In this case light waves propagate through the metasurfaces almost without amplitude and phase changes (in spite the case of Huygens metasurface providing strong phase shifts) (Fig. 1 a,b) [26].

Secondly, we demonstrate another way to achieve a strong invisibility effect in the optical range induced by a hybrid anapole state, consisting of four overlapping anapoles originating from different terms in the Cartesian multipole expansion of the fields. The Fano-like shape of the hybrid anapole [23] has its local maxima close to its local minima, which may allow fast optical switching from invisibility to visibility states. Consequently, a metasurface consisting of such anapole particles becomes invisible, but the mechanism is totally different from the previous one, Fig. 1 c,d.

Moreover, suppression of all dominant scattering channels in both the mentioned cases results in the field confinement inside the nanoparticle. Engineering of these energy hotspots could make them useful for nonlinear optics applications in the future.



**Fig. 1.** Two invisible metasurfaces based on either transverse scattering (a,b) or on hybrid anapole state (c,d); (a,c) – full fields in the metasurfaces. In (a) the metasurface consists of cubic Si nanoparticles with 250 nm edge,  $\lambda = 790$  nm, spacing  $D = 400$ , (left),  $D = 300$  nm, (right). (b) - amplitudes (blue) and phases (red) of the multipoles ratios providing transverse scattering for a cube with the edge of 250 nm and the period  $D = 400$  nm, and the corresponding reflection coefficient (the black curve filled with blue). (c) – the metasurface consists of cylindrical Si particles with diameter 200 nm and height 300 nm,  $\lambda = 630$  nm,  $D = 400$  nm substrate - glass. (d) – scattering cross-section of a particle from the metasurface in Fig. 1c on glass substrate.

In summary, we have discussed the conditions for the formation of the transverse scattering pattern for high-index nanoparticles. This unusual behaviour takes place when the in-phase electric and magnetic dipoles are in anti-phase with the in-phase quadrupoles and all of them have comparable values. We considered regular metasurfaces consisting of the nanoparticles with the transverse scattering patterns and showed zero reflection spectral region corresponding to the similar conditions. Contradictory to “Huygens” structures the considered metasurface scattered neither forward, nor backward being almost invisible for an incident light. Moreover, we showed one more way to achieve a fully invisible metasurface based on utilizing high-order hybrid anapole states consisting of four overlapping anapoles of electric and magnetic types. This metasurface shows similar behaviour, but is governed by different physical mechanism and provides different near-fields. Dissimilar ways to

achieve full transparency could be useful for designing novel coded metasurface architectures and holographic patterns.

The authors acknowledge financial support from the Russian Foundation for Basic Research (grants 18-02-00414 and 18-52-00005); the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (Goszadanie, grant 3.4982.2017/6.7); The calculations of multipole moments have been supported by the Russian Science Foundation Grant No. 16-12-10287.

## References

1. Kruk S. and Kivshar Y. // *ACS Photonics*. 2017. V.4. 263849.
2. Terekhov P.D., Baryshnikova K.V., Artemyev Y.A., Karabchevsky A., Shalin A.S. and Evlyukhin A.B. // *Phys. Rev. B*. 2017. V.96. 35443.
3. Liu W. and Kivshar Y.S. // *Opt. Express*. 2018. V.26. 13085105.
4. Kerker M., Wang D-S. and Giles C.L. // *J. Opt. Soc. Am.* 1983. V.73. 7657.
5. Nieto-Vesperinas M., Gomez-Medina R. and Saenz J.J. // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2011. V.28. 5460.
6. Terekhov P.D., Baryshnikova K.V., Shalin A.S., Karabchevsky A. and Evlyukhin A.B. // *Opt. Lett.* 2017. V.42. 8358.
7. Betzig E. and Trautman J.K. // *Science*. 1992. V.257. 189-195.
8. Gramotnev D.K. and Bozhevolnyi S.I. // *Nature photonics*. 2010. V.4. 83.
9. Shalin A. and Moiseev S. // *Optics and Spectroscopy*. 2009. V.106. 916-925.
10. Shalin A.S. // *JETP letters*. 2010. V.91. 636-642.
11. Voroshilov P.M., Simovski C.R., Belov P.A. and Shalin A.S. // *Journal of Applied Physics*. 2015. V.117. 203101.
12. Milichko V.A., Shalin A.S., Mukhin I.S., Kovrov A.E., Krasilin A.A., Vinogradov A.V., Belov P.A. and Simovski C.R. // *Physics-Uspekhi*. 2016. V.59. 727.
13. Simovski C.R., Shalin A.S., Voroshilov P.M. and Belov P.A. // *Journal of Applied Physics*. 2013. V.114. 103104.
14. Shalin A.S., Ginzburg P., Orlov A.A., Iorsh I., Belov P.A., Kivshar Y.S. and Zayats A.V. // *Physical Review B*. 2015. V.91. 125426.
15. Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Brongersma M.L., Kivshar Y.S. and Lukyanchuk B. // *Science*. 2016. V.354. aag2472.
16. Evlyukhin A.B., Novikov S.M., Zywiets U., Eriksen R.L., Reinhardt C., Bozhevolnyi S.I. and Chichkov B.N. // *Nano Letters*. 2012. V.12. 3749-3755.
17. Sukhov S., Shalin A., Haefner D., Dogariu A. // *Optics Express*. 2015. V.23. №1. 247-252.
18. Savelev R.S., Filonov D.S., Petrov M.I., Krasnok A.E., Belov P.A. and Kivshar Y.S. // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2015. V.92. 2-5.
19. Savelev R.S., Filonov D.S., Kapitanova P.V., Krasnok A.E., Miroshnichenko A.E., Belov P.A. and Kivshar Y.S. // *Appl. Phys. Lett.* 2014. 105.
20. Baryshnikova K.V., Novitsky A., Evlyukhin A.B. Shalin A.S. // *JOSA B*. 2017. V.34. D36-D41.
21. Mirzaei A., Miroshnichenko A.E., Shadrivov I.V. and Kivshar Y.S. // *Sci. Rep.* 2015. V.5. 1-6.
22. Miroshnichenko A.E., Evlyukhin A.B., Yu Y.F., Bakker R.M., Chipouline A., Kuznetsov A.I., Luk'yanchuk B., Chichkov B.N. and Kivshar Y.S. // *Nat. Commun.* 2015. V.6. 1-8.
23. Gurvitz E.A., Ladutenko K.S., Dergachev P.A., Evlyukhin A.B., Miroshnichenko A., Shalin A.S. and others // *Laser Photonics Rev.* 2019. 1800266.
24. Baryshnikova K., Filonov D., Simovski C., Evlyukhin A., Kadochkin A., Nenasheva E., Ginzburg P. and Shalin A.S. // *Phys. Rev. B*. 2018. V.98. 1-9.
25. Shamkhi H.K., Baryshnikova K.V., Sayanskiy A., Kapitanova P., Terekhov P.D., Karabchevsky A., Evlyukhin A.B., Belov P., Kivshar Y. and Shalin A.S. // *Physical Review Letters*. 2019. V.122. 193905.
26. Terekhov P.D., Babicheva V.E., Baryshnikova K.V., Shalin A.S., Karabchevsky A. and Evlyukhin A.B. // *Physical Review B*. 2019. V.99(4). 045424.

## ДИСПЕРСИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ТОНКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ СО СЛОЯМИ ГРАФЕНА

А.С. Абрамов\*, И.О. Золотовский, С.Г. Моисеев

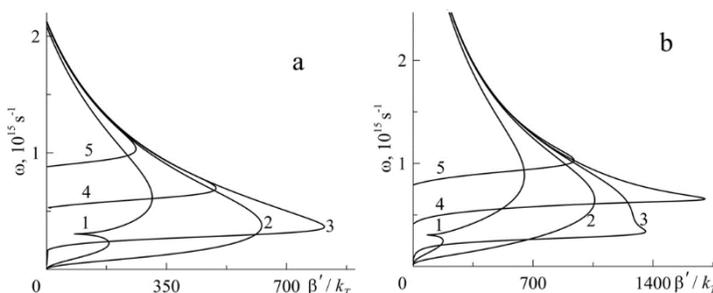
*Ульяновский государственный университет  
432017, Ульяновск, ул. Льва Толстого, д. 42  
\*e-mail: aleksei\_\_abramov@mail.ru*

Исследованы особенности распространения поверхностных плазмон-поляритонов с симметричным и антисимметричным распределением электрического поля в структуре «графен-тонкая диэлектрическая пленка-графен». Для указанных типов волн получены дисперсионные зависимости, выявлен спектральный интервал, в котором волновые характеристики плазмон-поляритонов наиболее чувствительны к изменению химического потенциала графеновых слоев.

**Ключевые слова:** поверхностный плазмон-поляритон, симметричная и антисимметричная мода, графен, дисперсия, медленная электромагнитная волна, отрицательная групповая скорость, длина распространения, глубина залегания волны.

В последнее время активно исследуются волновые свойства тонкопленочных слоистых структур, содержащих включения из графена, который в настоящее время является одним из перспективных материалов оптоэлектроники [1]. В частности, показано, что в таких структурах могут возбуждаться и распространяться вдоль границы раздела «графен-тонкая пленка» поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) ИК диапазона [2], их волновые характеристики определяются как характером дисперсии материальных параметров волноведущей структуры, так и дисперсией поверхностной проводимости графена.

Особенности распространения ППП исследовались в планарной структуре, состоящей из тонкого диэлектрического слоя толщиной  $d = 10$  nm, диэлектрическая проницаемость (ДП) которого в рабочем частотном диапазоне постоянна и равна  $\epsilon_d = 5$ . На границы слоя  $z = 0$  и  $z = d$  нанесены два монослоя графена с поверхностными электрическими проводимостями  $\sigma_{1,3}$ . Структура находится в вакууме с ДП  $\epsilon_{1,3} = 1$ . Частотные зависимости действительной и мнимой части проводимости графена получены в рамках модели Кубо [3]. Управление дисперсионными характеристиками может быть реализовано в результате изменения химического потенциала (ХП) графена, который, в свою очередь, зависит от приложенного электрического поля и температуры. В общем случае ХП зависит от внешнего электрического поля и температуры [4]. При этом отрицательный и нулевой ХП достигаются за счет приложения обратного и нулевого напряжения [5].



**Рис. 1.** Дисперсионные зависимости для симметричных (а) и антисимметричных (б) плазмон-поляритонов для значений ХП  $\mu = -0.1, 0.0, 0.1, 0.2, 0.3$  eV (кривые 1-5).

Будем считать, что вдоль обеих границ раздела сред  $z = 0$  и  $z = d$  рассматриваемой структуры могут распространяться вдоль продольной оси  $x$  ППП, имеющие ТМ поляризацию и компоненты волнового поля  $F_\alpha = (E_x, H_y, E_z)$ . Зависимость указанных компонент от времени и координаты имеет вид  $F_\alpha(x, z, t) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)]$ , где  $F_\alpha(z)$  - профильные функции соответствующих компонент волнового поля,  $\beta = \beta' + i\beta''$  - комплексная константа распространения. Связь между указанными компонентами определяется уравнениями:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - q_j^2 E_x = 0, H_y = \frac{i}{k_0 \epsilon_j} \frac{\partial E_x}{\partial z}, E_z = -\frac{\beta}{k_0 \epsilon_j} H_y, \quad (1)$$

где  $q_j$  - поперечные составляющие волнового вектора в каждой из сред ( $j=1,2,3$ ). Решение граничной задачи для ППП, распространяющихся на границах раздела сред, должно проводиться с использованием граничных условий, учитывающих проводимость графена на каждой из границ структуры  $z = 0, d$ :

$$E_{1,3x} = E_{2x}, H_{1,3y} - H_{2y} = \pm(4\pi/c)\sigma_{1,3}E_{1,3x}, \quad (2)$$

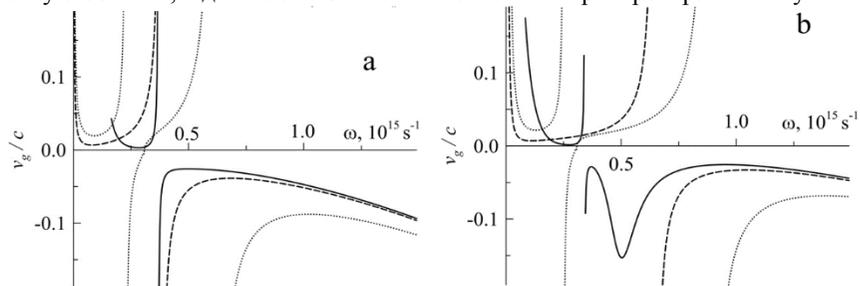
где  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  - поверхностные проводимости верхнего и нижнего слоев графена. Приравнявая детерминант системы уравнений (2) к нулю, и учитывая, что  $\sigma_1 = \sigma_3 = \sigma$ ,  $\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon$  приходим к дисперсионным соотношениям для распространяющихся поверхностных симметричных и антисимметричных мод:

$$\frac{q_d d}{z} + \arctg \frac{\gamma q_d}{\epsilon_d q} = \pi m, \frac{q_d d}{z} + \arctg \frac{\gamma q_d}{\epsilon_d q} = \pi m \quad (3)$$

где  $q_d$  и  $q$  - поперечные составляющие волнового вектора в диэлектрике и покровных средах, параметр  $\gamma = 1 + \frac{i4\pi\sigma q}{ck_0}$  и в отсутствие графена равен единице.

Анализ проводился для спектрального диапазона  $\omega = (0.3 - 1.5) \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ , на котором изменение ХП графена приводит к значительным изменениям постоянной распространения, в результате чего управление дисперсионными характеристиками ППП оказывается наиболее эффективным. На **рис. 1** представлены дисперсионные зависимости  $\omega(\beta')$ , которые являются решениями уравнений (3) для симметричных (а) и антисимметричных (б) мод. Постоянная распространения  $\beta'$  нормирована на величину  $k_T = k_B T / \square c = 1.31 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ .

Из приведенных зависимостей следует, что для антисимметричных мод область изменения  $\beta'$  практически в два раза больше соответствующей области для симметричных мод. Для отрицательных значений ХП на дисперсионных кривых появляются характерные резонансы, связанные с резонансами мнимой части проводимости графена на частоте  $\omega = 3 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . Указанная особенность приводит к появлению дополнительной частотной области, в которой групповая скорость ППП может принимать нулевые и отрицательные значения. Анализ показывает, что поверхностные волны реализуются в структуре и для больших значений ХП  $\mu > 0.3$  eV. В этом случае спектральный интервал их существования смещается в высокочастотную область, а диапазон изменения постоянных распространения сужается.



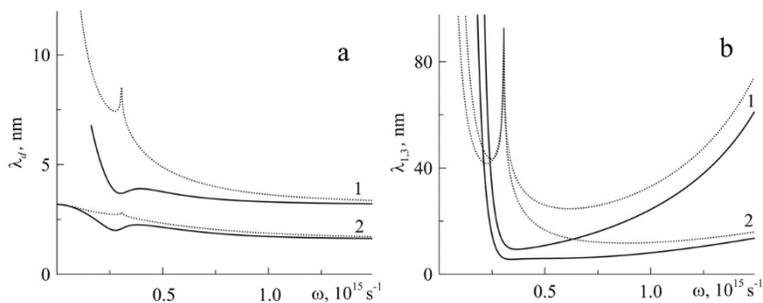
**Рис. 2.** Частотные зависимости групповых скоростей для симметричных (а) и антисимметричных (б) поверхностных мод для значений ХП  $\mu = (-0.1, 0.0, 0.1)$  eV (точки, штриховые и сплошные кривые).

На основе приведенных дисперсионных зависимостей исследовался характер групповых скоростей  $V_g = d\omega/d\beta'$  распространяющихся в структуре ППП. На **рис. 2** приведены зависимости  $V_g(\omega)$  для симметричных (а) и антисимметричных (б) поверхностных мод для трех значений ХП  $\mu = (-0.1, 0.0, 0.1)$  eV. В рассматриваемом частотном диапазоне для обоих типов мод могут достигаться как положительная, так и отрицательная групповые скорости. Видно, что на критической частоте  $\omega_{cr}$ , которая на дисперсионных зависимостях отвечает максимуму константы распространения  $\beta'$ , групповая скорость меняет свой знак.

До критической частоты групповая скорость положительна, а для частот  $\omega > \omega_{cr}$  характерна отрицательная групповая скорость ПП. Границы частотной области, в которой групповая скорость отрицательна, расширяются при увеличении ХП. В узкой области частот, близких к критической, групповая скорость стремится к бесконечности. Исключение составляет случай  $\mu = 0$  (точки), для которого при смене знака групповой скорости в области резонанса для обоих типов мод реализуется нулевая групповая скорость, т. е. полная остановка ПП.

На **рис. 3** представлены частотные зависимости глубины залегания волнового поля в диэлектрическую пленку  $\lambda_d = \frac{1}{q_d}$  (а) и покровную среду  $\lambda_{1,3} = \frac{1}{q_{1,3}}$  (б) при значениях  $\mu = (-0.1, 0.1)$  eV (точки и сплошные кривые) для симметричных (кривые 1) и антисимметричных (кривые 2) поверхностных мод. Локализация поля в диэлектрической пленке существенно выше, чем в окружающей среде. При этом локализация антисимметричных мод выше, чем симметричных, т.е. глубина залегания для симметричного ПП на фиксированной частоте выше, чем глубина залегания для антисимметричного ПП. Изменение ХП графена приводит также к изменению глубины залегания на заданной частоте, что наиболее эффективно проявляется на частотах  $\omega = (0.2..0.5) \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ . Таким образом, поле симметричной моды больше сосредоточено в объеме волновода. Следовательно, для мод данного типа потери энергии при распространении будут выше, чем для антисимметричных.

Важным для практического использования поверхностных ПП является вопрос о длине пробега волны в направляющей структуре. В области существования поверхностного ПП с ростом толщины пленки затухание уменьшается и растет длина пробега. При этом для симметричных мод длина пробега практически в два раза должна быть больше, чем для антисимметричных при одинаковых толщинах пленки. Тем не менее, длина пробега волны в структуре крайне мала и сопоставима с толщиной волноводного слоя. В связи с этим обстоятельством для использования указанных в работе особенностей на практике необходима компенсация потерь в структуре. Это можно реализовать, например, за счет создания эффективного взаимодействия поля ПП с подводимой в структуру волной токовой накачки в условиях, близких к фазовому синхронизму.



**Рис. 3.** Частотные зависимости глубины залегания в диэлектрическую пленку (а) и покровные среды (б) для симметричных (кривые 1) и антисимметричных (кривые 2) поверхностных мод при значениях  $\mu = (-0.1, 0.1)$  eV (точки и сплошные кривые).

В работе исследованы особенности распространения симметричных и антисимметричных плазмон-поляритонных мод в диэлектрической структуре, находящейся между двумя монослоями графена. Показано, что изменение ХП графена приводит к изменению дисперсии ППП в структуре. Для обоих типов распределения поля реализуется отрицательная групповая скорость ПП, причем при увеличении ХП границы данного интервала расширяются.

При приложении нулевого химического потенциала может реализовываться нулевая групповая скорость ПП, что создает условия для их дальнейшего эффективного взаимодействия с внешней накачкой. Данное условие позволяет реализовать на основе рассматриваемой структуры плазмонные резонаторы с высокой добротностью. Тем не менее, длины пробега ППП в рассматриваемой структуре крайне малы и не превышают нескольких нанометров. В связи с этим, для применения указанных волновых особенностей на практике, необходимо дополнительно создавать условия для усиления затухающих в структуре ППП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №17-02-01382, 18-42-730007 и 18-42-730005).

### Литература

1. Xu W., Zhu Z.H., Liu K. et al. // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 5147.
2. Baher S., Lorestaniweiss Z. // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. P. 073103.
3. Falkovsky L.A., Perzhoguba S.S. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 153410.
4. Gan C.H., Chu H.S., Li E.P. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 125431.
5. Alisultanov Z.Z., Meilanov R.P. // Semiconductors. 2014. V. 48. P. 924.

## DISPERSION OF A SURFACE PLASMON-POLARITONS IN A THIN DIELECTRIC FILM SURROUNDED BY A TWO GRAPHENE PLATES

A.S. Abramov\*, I.O. Zolotovskii, S.G. Moiseev

*Ulyanovsk state university*  
432017, Ulyanovsk, L. Tolstogo street, 42  
\*e-mail: aleksei\_\_abramov@mail.ru

We investigated the propagation features of surface plasmon-polariton waves with symmetric and antisymmetric electric field distribution in the structure of «graphene-thin dielectric film-graphene». For these types of waves were obtained the dispersion dependences and a spectral interval was found in which the wave characteristics of surface waves are most sensitive to changes in the chemical potential of graphene layers.

**Key words:** surface plasmon-polariton, symmetric and antisymmetric modes, graphene plates, dispersion, slow electromagnetic waves, negative group velocity, propagation length, penetration depth.

# ПОЛЕ ХИГГСА, НЕЙТРИНО И СВЕРХБЕЗИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВО ФРАКТАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ

В.С. Абрамов

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

Теоретически исследуются взаимосвязи основных параметров активных нанообъектов (наночастицы, атомные дефекты, нейтрино) с бозоном Хиггса и полем Хиггса во фрактальных квантовых системах, сверхбезизлучательные состояния физических полей (гравитационных, реликтовых фотонов, поля Хиггса, нейтринного поля, физического вакуума). На примере атомных дефектов в нанотрубках нитрида бора получены оценки длин волн квантовой эмиссии отдельных фотонов. Свойства наночастиц зависят от давления, состояния физического вакуума и космологических параметров. Получены оценки характерных ускорений, температур и энергий для активных нанообъектов, нейтринных осцилляций, энергии покоя нейтрино Майорана, темной материи.

**Ключевые слова:** наночастицы, атомные дефекты, нейтринные осцилляции, бозон Хиггса, поле Хиггса, фрактальные квантовые системы, сверхбезизлучательные состояния.

Из атомных дефектов (эмиттеры с энергетической щелью 5.95 эВ) в нанотрубках нитрида бора (BNNT) в [1] наблюдали эмиссию отдельных фотонов в широкой области температур, включая комнатную. Оценка верхней границы для температуры порядка 800 К. В области низких температур реликтовое излучение может влиять на основные параметры активных нанообъектов, атомных дефектов. В рамках анизотропной модели [2] получены оценки температуры реликтового излучения  $T_r = 2.72548\text{К}$ , дипольной анизотропии реликтового излучения  $\delta T_r$ , средней величины колебаний температуры реликтового фона  $\delta T_A$ . На основе теории сверхизлучения Дике нами определено максимальное число активных эффективных частиц  $N = 17.0073101$  [2]. Выражения для искомым характерных температур и энергий  $\varepsilon_r$ ,  $\varepsilon_{rA}$ ,  $\varepsilon'_{rA}$  имеют вид

$$T_r = T_{rA} + T'_{rA}; \quad T_{rA} = u_{rA}^2 T_r; \quad T'_{rA} = v_{rA}^2 T_r; \quad T_r = a_T \varepsilon_r; \quad u_{rA}^2 + v_{rA}^2 = 1; \\ 1 - 2u_{rA}^2 = (N + 1)/z'_{A2}; \quad T_{rA} = a_T \varepsilon_{rA}; \quad T'_{rA} = a_T \varepsilon'_{rA}; \quad N_{rA} = z'_{A2} + N + 1. \quad (1)$$

Параметры  $T_{rA} = 1.2290101\text{К}$ ,  $T'_{rA} = 1.3864699\text{К}$ ,  $\varepsilon_r = 469.68535\text{мкэВ}$ ,  $\varepsilon_{rA} = 230.75328\text{мкэВ}$ ,  $\varepsilon'_{rA} = 238.93207\text{мкэВ}$ , обычное красное смещение  $z'_{A2} = 1034.109294$ ,  $N_{rA} = 1052.116604$ . Температуры фазовых переходов  $T'_A$ ,  $T_A$  [2] определяются через числа квантов  $n_{zA}$  (для обычного красного смещения) и  $n_{z\mu}$  (для космологического красного смещения  $z'_\mu$ ), общего числа квантов реликтового излучения  $N_{ra}$  по формулам

$$T'_A = T_A + \delta T_A; \quad T_A = n_{zA} T'_A; \quad \delta T_A = n_{z\mu} T'_A; \quad n_{z\mu} = z'_\mu / N_{ra}; \quad n_{zA} + n_{z\mu} = 1; \\ N_{ra} = z'_{A2} + z'_\mu; \quad \delta T_r = Q_{H3} T'_{rA} \delta T_A / T'_A; \quad 2T'_{rA} = N_{rA} T'_A. \quad (2)$$

Параметры  $T'_A = 2.6355822\text{мК}$ ,  $T_A = 2.6173985\text{мК}$ ,  $\delta T_A = 18.183633\text{мК}$ ,  $\delta T_r = 6.7035181\text{мК}$ .

На основе соотношений из [2] для космологических фрактальных объектов, в рамках модели сверхизлучения Дике, запишем выражения для отношения ускорений

$$g_0/g_{SE} = n_G (z'_{A2} - z'_\mu + I_m I_0^{-1})/2. \quad (3)$$

Здесь ускорение свободного падения на поверхности Земли  $g_0 = 980.665\text{см} \cdot \text{с}^{-2}$ ;  $g_{SE}$  – ускорение Земли к Солнцу; отношение максимальной  $I_m$  к начальной  $I_0$  интенсивностей излучения  $I_m I_0^{-1} = 81.06580421$ . С учетом (3) находим значение  $g_{SE} = 0.590056\text{см} \cdot \text{с}^{-2}$ . С

учетом параметров  $n_{A0} = 58.04663887$  для черных дыр,  $N_{HG} = 1.031830522 \cdot 10^{16}$  из [2] на основе

$$g_{SE}N_{HG} = g_{nS}n_{A0} \quad (4)$$

находим оценку гравитационного ускорения  $g_{nS} = 1.0488769 \cdot 10^{12} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$  на поверхности нейтронной звезды, которая согласуется с оценкой  $10^{12} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$  из [3].

В рамках анизотропной модели [2] получено выражение для тензора восприимчивости  $\hat{\chi}_{ef}$ . Действие  $\hat{\chi}_{ef}$  на характерную энергию  $E_{H\nu} = 1627.379629$  мэВ приводит к тензору энергий  $\hat{\varepsilon}_{H\nu} = \hat{\chi}_{ef}E_{H\nu}$  с компонентами  $\varepsilon_{ij} = \chi_{ij}E_{H\nu}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ). Это позволяет оценить энергию покоя нейтрино  $\varepsilon_{HG} = |\varepsilon_{21}\varepsilon_{12}|^{1/2} = 280.0460475$  мэВ. Эксперименты [4 - 6] по нейтринным осцилляциям доказали существование массы покоя у нейтрино (энергия 280 мэВ) и возможность смены типа нейтрино (превращение  $\mu$ -нейтрино в  $\tau$ -нейтрино). Для описания нейтринных осцилляций в рамках нашей модели получены выражения для энергий

$$\varepsilon_{\tau L} = \varepsilon_{HG} + \varepsilon_{\tau G}; \quad \varepsilon_{\tau G} = \varepsilon_{2u\tau} + \varepsilon_{hL}; \quad \varepsilon_{2u\tau} = z_{2u\tau}\varepsilon_{HG}; \quad \varepsilon_{hL} = \Omega_{hL}\varepsilon_{HG}; \quad 2z_{2u\tau} = n_{F\tau}S_{2u}; \quad (5)$$

$$\varepsilon_{\tau L}^2 - \varepsilon_{HG}^2 = z_{\tau G}(z_{\tau G} + 2)\varepsilon_{HG}^2; \quad z_{\tau G} = z_{2u\tau} + \Omega_{hL}; \quad \Omega_{hL} = n_{h2}E_e/E_{H0}; \quad (6)$$

$$n_{F\tau} + n'_{F\tau} = 1; \quad n'_{F\tau} = \Omega_{\tau L}^{1/2}; \quad \Omega_z = \Omega_{z0} + \Omega_{hL} = 0.5 + \Omega'_{c2} + \Omega_{0\nu} + \Omega_{\tau L}; \quad \Omega_{z0} = E_{z0}/E_{H0}. \quad (7)$$

На основе энергий для  $z0$ -бозона  $E_{z0} = 91.188$  ГэВ и электрона  $E_e = 0.51099907$  МэВ из [7]; энергии бозона Хиггса  $E_{H0} = 125.03238$  ГэВ, числа квантов второй черной дыры  $n_{h2} = 29.02331944$  до слияния с первой черной дырой  $n_{h1}$ , плотности холодной темной материи для нейтронных звезд  $\Omega'_{c2} = 0.224091707$ , плотности нейтрино  $\Omega_{0\nu} = 0.002939801$  из [2]; далее с учетом (5) - (7) находим  $\Omega_{z0} = 0.729315078$ ,  $\Omega_{hL} = 1.186165 \cdot 10^{-4}$ ,  $\Omega_z = 0.729433695$ ,  $\Omega_{\tau L} = 0.002402187$ ,  $n'_{F\tau} = 0.049012111$ ,  $n_{F\tau} = 0.950987889$ . С учетом спектрального параметра  $S_{2u} = 0.033051284$  и выражений (5), (6) находим параметры  $z_{2u\tau} = 0.015715686$ ,  $z_{\tau G} = 0.015834303$ , которые допускают интерпретацию как космологических красных смещений для нейтринного поля. Значения энергий:  $\varepsilon_{hL} = 33.218082$  мкэВ,  $\varepsilon_{2u\tau} = 4.401115748$  мэВ,  $\varepsilon_{\tau G} = 4.43433383$  мэВ,  $\varepsilon_{\tau L} = 284.4803813$  мэВ. Разность квадратов энергий  $\varepsilon_{\tau L}^2 - \varepsilon_{HG}^2 = 2503.298642(\text{мэВ})^2$  и значение  $\Omega_{\tau L}$  практически совпадают с разностью квадратов энергий  $2500(\text{мэВ})^2$  и лептонным числом 0.0024 из эксперимента по нейтринным осцилляциям [6].

Привлечение гипотезы иерархического строения Космоса [2, 8] дает возможность использовать экспериментальные результаты в космологии: при исследовании анизотропных моделей фрактальных космологических объектов; сверхизлучения [2] гравитационных волн, реликтовых фотонов от бинарных черных дыр, нейтронных звезд; природы частиц темной материи и темной энергии [9], хиральных фрактальных структур Вселенной. В [8] используется специфический фундаментальный фрактал (случайное множество Кантора), для которого размерность Хаусдорфа является иррациональным числом  $\phi = (\sqrt{5} - 1)/2$ . Наши модели основаны на теории дробного исчисления и концепции фрактала [10]. Также возникает задача описания сверхбезизлучательных состояний (СБС) различных полей: гравитационных, реликтовых фотонов, поля Хиггса, нейтринного поля, физического вакуума. Динамические модели дают возможность описать не только сверхизлучение, но и СБС. В [2] для интенсивности излучения  $J(t)$  было записано выражение

$$J(t) = J_0(a_0 + a_m)[(a_0 - a_m) + 1]. \quad (8)$$

Здесь  $J_0$  – начальная интенсивность излучения; в общем случае  $a_0(t)$ ,  $a_m(t)$  зависят от времени  $t$  и других параметров. СБС мы называем состоянием с  $J(t) = 0$ . Эти состояния могут быть реализованы в процессе развития различных переходных эффектов (индукции, лавины, эхо, самоиндуцированной прозрачности). Из (8) следует, что эти состояния могут быть

реализованы в рамках двух моделей.

Модель  $A_0$ . В рамках этой модели полагаем  $a_0 = -a_m$ , где

$$a_m = (z'_{A2})^{1/2}; \quad a_0^2 = a_m^2 + z'_\mu(z'_\mu + 2)/4; \quad a_m^2 = z'_{A2}; \quad N_{ra} = z'_{A2} + z'_\mu. \quad (9)$$

Здесь  $z'_{2A}$  и  $z'_\mu$ ,  $N_{ra}$  - обычное и космологическое красные смещения, полное число реликтовых фотонов, соответственно. Из (9) следует, что возможны два варианта: вариант В1, когда  $z'_\mu = 0$ , тогда  $N_{ra} = z'_{A2}$ ; вариант В2, когда  $z'_\mu = -2$ , тогда  $N_{ra} = z'_{A2} - 2$ . В модели  $A_0$  энергия гравитационного поля  $E_{0A} = 4.3110733\text{ЭВ}$  близка к граничной энергии  $4.3\text{ЭВ}$ , которая наблюдается при безнейтринном двойном  $\beta$  -распаде в экспериментах с изотопом  $^{136}\text{Xe}$  [7]. Это дает возможность интерпретировать эту энергию как энергию покоя нейтрино Майорана. Прямые эксперименты (DAMA/LIBRA, CoGeNT, CRESST-II collaborations) [9] по наблюдению спектра и углового распределения  $\gamma$  - излучения, спектра модуляции из галактического центра выявляют следующие особенности: на фоне стохастического поведения наблюдаются основной локальный максимум вблизи  $2.4$  кэВ и два локальных основных минимума вблизи  $1.9$  кэВ,  $2.7$  кэВ. В нашей модели рассчитанные энергии  $\varepsilon_{dm4} = 1.9053559\text{кэВ}$ ,  $\varepsilon'_{dm4} = 2.6945803\text{кэВ}$ , которые соответствуют локальным минимумам оптических ветвей энергий для темной материи с энергиями покоя  $\varepsilon_{dm} = 1.7872164\text{кэВ}$ ,  $\varepsilon'_{dm} = 2.5275057\text{кэВ}$ , практически совпадают с положением указанных локальных минимумов в экспериментальном спектре модуляции. Значение энергии  $\varepsilon'_{dm3} + \varepsilon_{dm2} = 2.4093661\text{кэВ}$  практически совпадает с положением основного локального максимума.

Модель  $A_1$ . В этой модели полагаем  $a_0 = a_m - 1$ . Это условие дает возможность ввести функции плотности распределений (ФПР)  $a_m$ ,  $a'_m$  для частиц Ферми типа и ФПР  $N_{zg}$ ,  $N'_{zg}$ ,  $n_{zg}$ ,  $n'_{zg}$  для частиц Бозе типа

$$a_m + a'_m = 1; \quad 2a_m = 1 - b_m; \quad 2a'_m = 1 + b_m; \quad 4b_m = z'_\mu(z'_\mu + 2);$$

$$N'_{zg} - N_{zg} = 1; \quad N'_{zg} = n_g/[4 - z'_\mu(z'_\mu + 2)]; \quad n'_{zg} - n_{zg} = 1; \quad n'_{zg} = n_g/[4 + z'_\mu(z'_\mu + 2)]. \quad (10)$$

Параметр  $b_m$  (допускает интерпретацию как разности заселенностей для частиц Ферми типа) подтверждает наличие сверхсостояния, связанного с  $z'_\mu$ . Выражения (10) записаны при  $-1 \leq b_m \leq 1$ . Числа заполнения  $N'_{zg}$ ,  $n'_{zg}$  подтверждают возможность описания СБС (темной материи) с помощью глюонного поля ( $n_g = 8$ ), перенормированного вкладом за счет  $z'_\mu$ . При  $|b_m| \geq 1$  появляется возможность определить частоту  $\nu'_{zg} = n'_{zg}\nu_{G0} = 335.00053\text{МГц}$  близкую к частоте  $330\text{МГц}$ , на которой доминирует темная материя из наблюдений радиофиламентов [9]. Здесь  $n'_{zg} = 0.114317037$  - ФПР для частиц Ферми типа  $n'_{zg} + |n_{zg}| = 1$ ,  $\nu_{G0} = 2.9304515$  GHz - характеристическая частота.

Показано, что информацию о наличии СБС, темной материи, темных реликтовых фотонов можно извлекать из спектров  $\gamma$  - излучения по наличию локальных минимумов на фоне стохастического поведения сигналов. Возможно описание процессов взаимных превращений частиц Бозе и Ферми типов. Это может найти применение в физике нейтрино, нейромедицине (для описания нейромедиаторов).

## Литература

1. Ahn J. et al. // arXiv:1806.06146v1 [quant-ph]. 2018.
2. Abramov V.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No 3. P. 364.
3. Reimann R. et al. // arXiv:1803.11160v2 [physics.optics]. 2018.
4. Fukuda Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. No 8. P. 1562.
5. Ahmad Q.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. No 1. P. 011301.

6. Agafonova N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. No 21. P. 211801.
7. Barnett R.M. et al. // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. No 1. P. 1.
8. El Naschie M.S. // J. of Modern Physics. 2016. V. 7. P. 1420.
9. Hooper D. // Dark Universe. 2012. No 1. P. 1.
10. Abramov V.S. // in book: Applied Non-Linear Dynamical Systems. Springer Proceedings in Mathematics & Statistics. Ed. J. Awrejcewicz. 2014. V. 93. P. 337.

## **HIGGS FIELD, NEUTRINO AND SUPER-NONRADIATIVE STATES IN FRACTAL QUANTUM SYSTEMS**

**V. Abramov**

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

Theoretically the relationships of the main parameters of active nanoobjects (nanoparticles, atomic defects, neutrino) with the Higgs boson and the Higgs field in a fractal quantum systems, super-nonradiative states of the physical fields (gravitational, relic photons, Higgs field, neutrino field, physical vacuum) are investigated. Using the example of atomic defects in boron nitride nanotubes, we obtained estimates of the wavelengths of quantum emission of separate photons. The properties of nanoparticles depend on pressure, state of physical vacuum and cosmological parameters. Estimates of characteristic accelerations, temperatures and energies for active nanoobjects, neutrino oscillations, rest energy of the Majorana neutrino, and dark matter are obtained.

**Keywords:** nanoparticles, atomic defects, neutrino oscillations, Higgs boson, Higgs field, fractal quantum systems, super-nonradiative states.

# ПОВЫШЕНИЕ КАЧЕСТВА КВАНТОВОГО ФАНТОМНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ЗА СЧЕТ РЕГИСТРАЦИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ОБЪЕКТНОМ КАНАЛЕ И ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДОМ РЕДУКЦИИ ИЗМЕРЕНИЯ

Д.А. Балакин\*, А.В. Белинский

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет*

*119991, г. Москва, Ленинские Горы, д. 1, стр. 2*

*\*e-mail: balakin\_d\_a@physics.msu.ru*

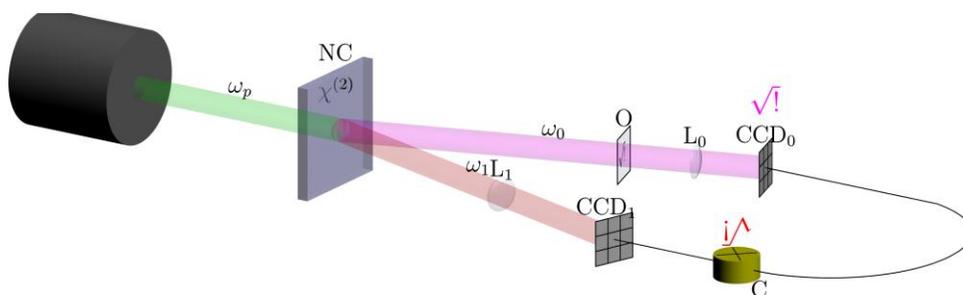
Рассмотрена модификация классической схемы формирования квантовых фантомных изображений: в объектном канале формируется и регистрируется изображение исследуемого объекта. Оно используется вместе с фантомным изображением для построения оценки распределения прозрачности объекта методом редукции измерения при использовании информации о разреженности распределения прозрачности в выбранном исследователем базисе. Показано, что это позволяет уменьшить ухудшение качества изображения, связанное с неединичной квантовой эффективностью датчиков, причем и в том случае, если квантовое изображение, полученное в объектном канале, дополнительно искажено шумом, обусловленным не взаимодействовавшими с объектом фотонами.

**Ключевые слова:** фантомные изображения, редукция измерения, квантовая эффективность датчика, запутанные фотоны

Одним из важных доводов в пользу использования фантомных изображений является создание максимально щадящих условий освещения исследуемого объекта, когда воздействие излучения на объект минимально [1].

В классической схеме формирования фантомных изображений в объектном канале (где находится исследуемый объект) излучение регистрируется интегрирующим детектором. Изображение формируется в восстанавливающем канале за счет корреляции между фотонами в этих двух каналах. При этом если для обычных изображений требуется лишь регистрация взаимодействовавшего с объектом фотона, при формировании фантомных изображений необходима регистрация пары фотонов, т. е. среднее число зарегистрированных фотонов пропорционально квадрату квантовой эффективности.

Предлагается новое схемное решение, обеспечивающее, с одной стороны, сохранность объекта изучения за счет снижения интенсивности освещения, а с другой – повышение качества изображения. При этом удастся объединить преимущества метода фантомных изображений с преимуществами формирования обычных изображений. Рассмотрим рис.1. В объектном канале вместо интегрирующего детектора используется матрица фотоприемников, на которой строится обыкновенное изображение исследуемого объекта с помощью оптического объектива. Регистрируются два изображения: обычное и фантомное. Последующая их компьютерная обработка дает возможность снизить минимально требуемое число фотонов, пронизывающих объект, и повысить качество изображения. При освещении объекта минимальным числом фотонов эффективность математических методов и алгоритмов обработки измерений должна быть такой, чтобы они не только обеспечивали минимальную погрешность, но и позволяли использовать всю доступную исследователю информацию об объекте. Это можно сделать с помощью математического метода редукции измерения и реализующих его алгоритмов.



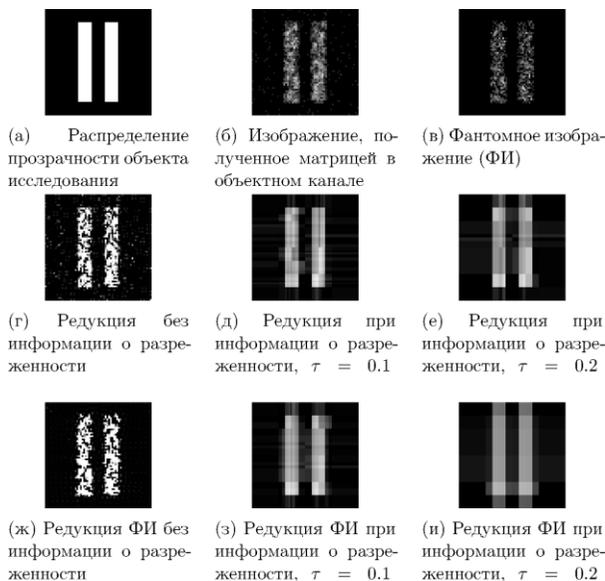
**Рис. 1.** Предлагаемая схема формирования пары квантовых изображений: NC – нелинейный кристалл;  $\omega_p$  – частота квантов пучка накачки;  $\omega_0$  и  $\omega_1$  – частоты запутанных пар фотонов (пучки расходятся вследствие использования неколлинеарного процесса); O – объект;  $L_0$  и  $L_1$  – оптические линзы; CCD<sub>0</sub> и CCD<sub>1</sub> – матрицы фотодетекторов в объектном и восстанавливающем каналах; C – коррелятор интенсивностей.

Рассмотрим типичную схему измерений, в которой на входе измерительного преобразователя (ИП) формируется сигнал  $f$ , принадлежащий евклидову пространству  $F$ , см. [2]. ИП преобразует  $f$  в принадлежащий евклидову пространству  $X$  сигнал  $\xi = Af + v$ , где  $A: F \rightarrow X$  — оператор, моделирующий физические процессы в ИП, определяющие преобразование  $f$  в сигнал  $Af$ ,  $v$  — погрешность, шум измерения. Результат измерения зависит от характеристик измеряемого объекта, взаимодействующего с ИП и искаженного измерением, а исследователя, как правило, интересуют характеристики объекта исследования, не возмущённого измерением. Их связь моделируется идеальным ИП, заданным оператором  $U: F \rightarrow U$ , на вход которого поступает тот же сигнал, что и на вход ИП, преобразующего сигнал  $f$  в  $\xi$ , но на его выходе сигнал  $Uf$  равен характеристике объекта исследования. Задача редукции состоит в нахождении оператора редукции  $R_*: X \rightarrow U$ , для которого  $R_*(\xi)$  — наиболее точная версия  $Uf$ . Если  $f$  — априори произвольный вектор,  $v$  — случайный вектор, принимающий значения в  $X$ , имеющий математическое ожидание  $Ev = 0$  и невырожденный ковариационный оператор  $\sum_v: \forall x \in X \sum_v x = Ev(x, v)$ , то линейный оператор  $R_*: X \rightarrow U$  редукции определяется как минимизирующий максимальную по  $f$  среднеквадратичную погрешность интерпретации  $R\xi$  как  $Uf$ : 
$$h(R, U) = \sup_{f \in F} E \|R(\xi) - Uf\|^2 \sim \min_{R: X \rightarrow U} \dots$$
 Эта погрешность минимальна [2] при  $R_* = U(\sum_v^{-1/2} A)^{-1} \sum_v^{-1/2}$  и равна  $h(R_*, U) = \text{tr} U(A^* \sum_v^{-1} A)^{-1} U^*$ , если  $U(I - A^* A) = 0$ , а в противном случае равна бесконечности. Здесь  $^{-1}$  обозначает операцию псевдообращения.

Пусть исследователя интересует распределение прозрачности объекта. Значения прозрачностей пикселей принадлежат единичному отрезку. Это учитывается при редукции измерения проецированием оценки на множество  $[0, 1]^{\dim U}$  [3]. Кроме того, исследователю известно, что прозрачности соседних пикселей, как правило, отличаются слабо. Эта информация часто формализуется [4] разреженностью распределения прозрачности как вектора в заданном базисе. В [5] предложен алгоритм редукции, позволяющий исследователю учесть такую информацию при обработке мультиплексированных квантовых фантомных изображений. Алгоритм основан на проверке статистических гипотез, согласно которым компоненты оценки являются нулевыми, при альтернативах о ненулевых компонентах, и приравнивании компонент, для которых соответствующая гипотеза не отвергается, нулю. Его результат зависит от параметра алгоритма  $\tau$ , монотонно зависящего от уровня используемого в задаче проверки гипотез критерия. Выбор значения  $\tau$  определяется приемлемым для исследователя компромиссом между подавлением шума и искажением изображения. Чем больше значение  $\tau$ , тем в большей степени подавляется шум, но при этом также постепенно усиливается искажение деталей изображения.

Поскольку при формировании фантомного изображения шумовые фотоны подавляются схемой совпадений, если ее время срабатывания достаточно мало (см. сравнение схем формирования квантовых изображений в [4]), при единичной квантовой эффективности

детекторов регистрация изображения в объектном канале не позволяет улучшить качество редукиции (результат этого измерения не влияет на результат редукиции). Выигрыш по числу фотонов (уменьшение среднего числа фотонов освещения, не приводящее к ухудшению качества результата редукиции при дополнительной регистрации изображения в объектном канале) монотонно возрастает при уменьшении числа шумовых фотонов и при уменьшении квантовой эффективности датчиков  $\eta$ . В отсутствие шумовых фотонов и при отсутствии дополнительной информации об объекте относительный выигрыш равен  $1 - \eta$ . В случае разных квантовых эффективностей датчиков в выгоднее поместить датчик с большей эффективностью в объектный канал, так как это не изменяет уровень шума регистрируемого фантомного изображения, на который влияет произведение эффективностей, но уменьшает уровень шума изображения в объектном канале.



**Рис. 2.** Квантовые изображения объекта (а), зарегистрированные в объектном (б) и восстанавливающем (в) каналах, и результаты их обработки методом редукиции: обработка обоих изображений в отсутствие информации о разреженности (г) и при наличии такой информации для двух значений параметра алгоритма  $\tau$  (д, е), а также аналогичная обработка только фантомного изображения (ж – и). Среднее число освещающих фотонов – 1 фотон на пиксель, шумовых – 0.1 фотона на пиксель.

Пример результатов компьютерного моделирования и последующей обработки фантомных изображений методом редукиции измерения с помощью описанного в [5] алгоритма показан на рис.2. При моделировании предполагалось, что в обоих каналах расположены одинаковые матрицы, датчики в которых имеют размер, втрое превышающий размер пикселя объекта, и квантовую эффективность 0.4. Видно, что уровень шума оценки без использования информации о разреженности, построенной только по фантомному изображению (рис.4ж), больше, чем построенной по обоим изображениям (рис.4г) и, следовательно, при одинаковом уровне шума среднее число фотонов, необходимое для восстановления изображения объекта, при регистрации пары изображений меньше, чем при регистрации только фантомного изображения. Размытие изображения при одинаковых значениях параметра алгоритма  $\tau$  больше для оценки, построенной только по фантомному изображению: оценки на рис.2з и 2и искажены в большей степени, чем на рис.2д и 2е.

Таким образом, результаты компьютерного моделирования показывают, что при неединичной эффективности датчиков регистрация дополнительного изображения в объектном канале позволяет извлекать дополнительную информацию из объекта при фиксированной интенсивности освещения. В случае же достаточно хорошего качества

результата обработки лишь фантомного изображения регистрация дополнительного изображения дает возможность уменьшить интенсивность освещения при сохранении качества результата обработки.

### Литература

1. Квантовое изображение. Под ред. М. И. Колобова (ориг.), А. С. Чиркина (перевод). М.: Физматлит, 2019. 328 с.
2. Пытьев Ю.П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. 3 изд. М.: Физматлит, 2012. 428 с.
3. Балакин Д.А., Пытьев Ю.П. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2017. № 2. С. 3–14.
4. Morris P.A., Aspden R.S., Bell J.E.C. et al. // Nat. Commun. V. 6. P. 5913.
5. Balakin D. A., Belinsky A. V., Chirkin A. S. // Quantum Inf. Process. 2019. V. 18. No. 3. P. 80.

## QUALITY IMPROVEMENT OF A QUANTUM GHOST IMAGE BY ACQUIRING AN ADDITIONAL IMAGE IN THE OBJECT ARM AND PROCESSING USING MEASUREMENT REDUCTION METHOD

D.A. Balakin\*, A.V. Belinsky

*M. V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics  
119991, Moscow, Leninskie Gory 1, bld. 2*

\*e-mail: balakin\_d\_a@physics.msu.ru

We consider a modification of the classical ghost imaging scheme where an image of the research object is formed and acquired in the object arm. It is used alongside the ghost image to produce an estimate of the transmittance distribution of the object by the measurement reduction method with the additional information about the object that its transmittance distribution is sparse in a basis specified by the researcher. It is shown that it allows to weaken the deterioration of image quality caused by nonunit quantum efficiency of the detectors, including the case when the quantum image obtained in the object arm is additionally affected by the noise caused by photons that have not interacted with the object.

**Key words:** ghost images, measurement reduction, detector quantum efficiency, entangled photons

# ОБОБЩЕННАЯ РАМЗЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫХ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ

К.А. Баранцев<sup>1,\*</sup>, Т. Zanon-Willette<sup>2</sup>, А.Н. Литвинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

<sup>2</sup>Sorbonne Université  
75006, Paris, France, rue de l'École-de-médecine

\*e-mail: kostmann@yandex.ru

В настоящей работе изучаются свойства атомных резонансов, детектируемых импульсным лазерным излучением (рамзеевским методом), и их устойчивость к случайным сдвигам атомного перехода, индуцируемым этим излучением (световым сдвигам). Исследованы различные схемы опроса атомов, используемые в обобщенной рамзеевской спектроскопии, при учете оптической плотности атомного ансамбля. Обнаружено, что в оптически плотных средах происходит значительное искажение последовательности лазерных импульсов, что снижает устойчивость некоторых схем опроса к световым сдвигам. Найдены способы компенсации влияния оптически плотной среды на устойчивость рамзеевских резонансов к световым сдвигам путем использования комбинированных схем опроса. Исследовано влияние спонтанного распада атомных уровней на эффективность обобщенной рамзеевской спектроскопии.

**Ключевые слова:** обобщенная рамзеевская спектроскопия, квантовый стандарт частоты, оптически плотная среда.

Предложенный Н.Ф. Рэмси метод детектирования атомного резонанса [1], использующий два взаимодействия с полем накачки, разделенных темновой паузой (во времени или пространстве), позволяет значительно сузить линию резонанса и повысить разрешение по сравнению с классическим методом И.И. Раби, в котором используется одно взаимодействие с полем накачки. Другим преимуществом данного метода является уменьшение сдвига атомного перехода, вызванного полем накачки (светового сдвига), поскольку во время темновой паузы на атом не действует поле. Данные свойства рамзеевского метода крайне важны в области квантовых стандартов частоты на нейтральных атомах [2] и ионах [3].

Не смотря на указанные преимущества рамзеевского метода, во время действия накачивающих импульсов возникает световой сдвиг атомного перехода, что приводит к снижению стабильности атомных часов. Для решения данной проблемы используются усложненные варианты рамзеевской схемы, такие как гипер-рамзеевская схема, использующая последовательность импульсов особой формы [4], обобщенная рамзеевская спектроскопия, использующая сигнал ошибки и фазовые скачки [5,6]. В теоретических работах по данной тематике рассмотрены оптически тонкие среды, в которых поглощением лазерного излучения в атомном ансамбле можно пренебречь. Однако наличие слабого поглощения приводит к искажению формы и сдвигу фазы последовательности импульсов, что кардинально влияет на эффективность метода. Такое влияние обусловлено высокой чувствительностью обобщенного рамзеевского метода к флуктуациям площади накачивающих импульсов.

В данной работе проведено исследование влияния оптической плотности атомного ансамбля на устойчивость гипер-рамзеевского и обобщенного рамзеевского метода к световому сдвигу атомного перехода. Показано, что небольшая оптическая плотность приводит к значительной чувствительности резонанса к световому сдвигу. Предложена обобщенная рамзеевская схема опроса, являющаяся комбинацией четырех последовательностей импульсов с различными фазами, позволяющая компенсировать влияние оптически плотной среды.

Исследовано влияние спонтанного распада возбужденного атомного состояния на устойчивость гипер-рамзеевского и обобщенного рамзеевского метода к световому сдвигу

атомного перехода. Спонтанный распад, так же, как и поглощение излучения в среде, является дополнительным каналом диссипации энергии из атомно-полевой системы, поэтому он влияет на чувствительность к световому сдвигу аналогичным образом. Показано, что обобщенная рамзеевская схема опроса, позволяющая компенсировать влияние оптически плотной среды, так же устойчива и к наличию спонтанного распада.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-32-20022).

### Литература

1. Ramsey N.F. // Phys. Rev. 1950. V. 78. P. 695.
2. Rosenband T. et al. // Science. 2008. V. 319. P. 1808.
3. Ye J., Kimble H.J., Katori H. // Science. 2008. V. 27. P. 1734.
4. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Oates C.W. et al. // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. P. 011804.
5. Zanon-Willette T., Yudin V.I., Taichenachev A.V. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. P. 023416.
6. Hobson R., Bowden W., King S.A. et al. // Phys. Rev. A. 2016. V. 93. P. 010501.

## GENERALIZED RAMSEY SPECTROSCOPY OF OPTICALLY DENSE ATOMIC ENSEMBLES

K. A. Barantsev<sup>1,\*</sup>, T. Zanon-Willette<sup>2</sup>, A. N. Litvinov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University  
195251, Russia, St.Petersburg, Politechnicheskaya, 29*

<sup>2</sup>*Sorbonne Université*

*75006, Paris, France, rue de l'École-de-médecine*

*\*e-mail: kostmann@yandex.ru*

In this paper, we study the properties of atomic resonances detected by pulsed laser radiation (Ramsey method) and their resistance to random atomic transition shifts induced by this radiation (light shifts). Various atomic interrogation schemes used in generalized Ramsey spectroscopy are studied, taking into account the optical density of the atomic ensemble. It was found that in optically dense media there is a significant distortion of the sequence of laser pulses, which reduces the resistance of some polling schemes to light shifts. Ways are found to compensate for the influence of an optically dense medium on the stability of Ramsey resonances to light shifts by using combined interrogation schemes. The effect of spontaneous decay of atomic levels on the efficiency of generalized Ramsey spectroscopy is investigated.

**Key words:** generalized Ramsey spectroscopy, quantum frequency standard, optically dense medium.

# THE STUDY OF THE ENTANGLEMENT OF QUBITS UNDER THE ACTION OF ELECTROMAGNETIC FIELDS BY FUNCTIONAL INTEGRATION

A. Biryukov\*, M. Shleenkov\*\*

*Samara National Research University*

443086, Samara, Moscow highway, 34.

\*e-mail: biryukov\_1@mail.ru

\*\*e-mail: shleenkov@list.ru

In this paper we study the quantum entanglement of two identical qubits which interact with external electromagnetic fields and the thermostat and each other by time-dependent dipole-dipole interaction. We develop original method in path integral approach for numerical calculation of density matrix and Peres-Horodecki parameter (the measure of qubits entanglement). The dependence of the measure of entanglement of qubits on the parameters of electromagnetic fields is investigated. спектроскопии.

Quantum entanglement has been a subject of intense theoretical and experimental studies during the last decades because of its significance in understanding quantum mechanics and promising applications. Fundamental principles and basic methods of creating and detecting entangled states in different quantum systems can be found, e.g., in the review [1]. Thus, based on the review of modern papers, we conclude that the influence of the external electromagnetic radiation and dipole-dipole interacting makes it possible to achieve high values of the degree of quantum entanglement of qubits state. However, in the proposed models, the high degree of entangled state is maintained for a limited time. There is the problem of creating a model of two identical dipole-dipole interacting qubits which interact with external electromagnetic fields and have a high lifetime of qubits entangled state.

We consider two identical qubits which interact with electromagnetic field, a thermostat and each other by dipole-dipole interaction. Hamiltonian of this model has the following form:

$$H_{full} = H_Q + H_F + H_H + V(\tau) \quad \text{and} \quad V(\tau) = V_{QF}(\tau) + V_{QQ}(\tau) + V_{QH}(\tau) \quad (1)$$

where  $H_Q$  is hamiltonian of two non-interacting qubits with eigenenergies  $E_{nm} = E_n + E_m$  and eigenvectors  $|n, m\rangle$  (The numbers of qubits states are  $N = 0, 1$  and  $M = 0, 1$ );  $H_F$  is hamiltonian of one mode electromagnetic field;  $H_H$  is hamiltonian of a thermostat;  $V(\tau)$  is interaction operator, Here:  $V_{QF}(\tau)$  is operator which describe interaction between qubits and one mode electromagnetic field;  $V_{QQ}(\tau)$  is operator which describes dipole-dipole interaction between qubits; operator  $V_{QH}(\tau)$  describes the interaction of qubits with a thermostat.

We proved [2], that the density matrix can be expressed as the path integral in energy eigenstates space

$$\begin{aligned} \rho_{n_f m_f n'_f m'_f}(t) &= \lim_{K \rightarrow \infty} \sum_{n'_m, n_{in}, \dots, n'_K, n_K=0}^{N-1} \sum_{m'_m, m_{in}, \dots, m'_K, m_K=0}^{M-1} \\ &\int_0^1 \dots \int_0^1 d\xi_0 \dots d\xi_K d\zeta_0 \dots d\zeta_K d\xi'_0 \dots d\xi'_K d\zeta'_0 \dots d\zeta'_K \rho_{m_{in} n_{in} m'_{in} n'_{in}}(t=0) \\ &\exp \left[ i \left( S[n_f, m_f, n_K, m_K, \xi_K, \zeta_K; \dots; n_1, m_1, n_{in}, m_{in}, \xi_0, \zeta_0] - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - S[n'_f, m'_f, n'_K, m'_K, \xi'_K, \zeta'_K; \dots; n'_1, m'_1, n'_{in}, m'_{in}, \xi'_0, \zeta'_0] \right) \right] \\ &F_{QF}[n_k, m_k, n_{k-1}, m_{k-1}] F_{QQ}[n_k, m_k, n_{k-1}, m_{k-1}] F_{QH}[n_k, m_k, n_{k-1}, m_{k-1}] \end{aligned} \quad (2)$$

where

$$S[n_f, m_f, n_K, m_K, \xi_K, \zeta_K; \dots; n_1, m_1, n_{in}, m_{in}, \xi_0, \zeta_0] = \sum_{k=1}^{K+1} S[l_k, n_k, l_{k-1}, n_{k-1}, \xi_{k-1}, \zeta_{k-1}]$$

and  $S[n_k, m_k, n_{k-1}, m_{k-1}; \xi_{k-1}, \zeta_{k-1}]$  is dimensionless action of two qubits in energy state representations, where in initial time moment  $t_{k-1}$  qubits have  $n_{k-1}$  and  $m_{k-1}$  states, in final time moment  $t_k$  qubits have  $n_k$  and  $m_k$ .

$F_{QF}[n_k, m_k, n_{k-1}, m_{k-1}]$  is influence functional which describe interaction between qubits and one mode electromagnetic field,  $F_{QH}[n_k, m_k, n_{k-1}, m_{k-1}]$  is influence functional which describe interaction between qubits and a thermostat,  $F_{QQ}[n_k, m_k, n_{k-1}, m_{k-1}]$  is influence functional which describe dipole-dipole interaction between qubits.

In the path integral approach we describe the entanglement of two identical qubits model by the use of Peres-Horodecki parameter. We will make numerical calculations of the Peres-Horodecki parameter in the proposed model depending on the time, the interaction parameters of the qubits, the external electromagnetic field and temperature of the thermostat.

The results of the numerical experiments indicate, that the interaction parameters of qubits, interaction with the thermal field and the external electromagnetic field has a significant impact on the dynamics of entanglement. The choice of interaction parameters allows to increase the time of the confused state of two qubits. However, when the intensity of interaction (Rabi frequency) with the thermal field does not exceed the intensity of interaction with the driven laser field, the effect of thermal noise can be neglected.

## References

1. Horodecki, R. Quantum entanglement / R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki // Rev. Mod. Phys.— 2009.— Vol. 81. — P. 865–942.
2. Biryukov, A. A. Selective rotational excitations of molecular isotopes by an ultrashort laser pulse sequence / A. A. Biryukov, M. A. Shleenkov // Proc. of SPIE—2015.—Vol. 9448.— P. 94481Z.
3. Biryukov, A. A. Sustainable entangled state of two qubits with time-dependent dipole-dipole interaction under coherent electromagnetic field influence / A. A. Biryukov, M. A. Shleenkov // Proc. of SPIE — 2017.— Vol. 10337.— P. 103370B.

# ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ЭКСПРЕСС ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СРОКА СЛУЖБЫ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

В.В. Близнюк<sup>1,\*</sup>, А.В. Долгов<sup>1</sup>, В.А. Паршин<sup>1</sup>, А.Г. Ржанов<sup>2</sup>,  
О.И. Семенова<sup>1</sup>, А.Е. Тарасов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет «МЭИ»  
111250, Москва, ГСП-1, ул. Красноказарменная, 14*

<sup>2</sup> *Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова  
119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр.2*

\*e-mail 4059541@mail.ru

Рассматривается оптико-электронный комплекс, обеспечивающий подготовку к проведению экспресс прогнозирования срока службы торцевых полосковых одномодовых лазерных диодов, и само прогнозирование. Показано, что для этого комплекс должен состоять из четырех функциональных блоков: блока входного контроля; блока измерений спектральных характеристик излучения; блока прогнозирования срока службы лазеров и блока аппаратной обработки цифровых сигналов с выхода этих блоков. Использование такого комплекса позволяет проводить работы по определению качества и вероятного времени штатной работы лазерных диодов по их спектральным характеристикам на начальном этапе эксплуатации.

**Ключевые слова:** лазерный диод, спектр излучения, прогнозирование срока службы, диаграмма направленности, одномодовый режим генерации.

Концепция, используемая при конструировании ОЭК, базируется на необходимости измерений и численного анализа как диаграммы направленности, так и спектра излучения ЛД в начальной стадии их эксплуатации, то есть при наработке, не превышающей 200 часов.

Согласно этой концепции, разработан оптико-электронный комплекс (ОЭК), состоящий из четырех функциональных блоков. Три из них обеспечивают натурные измерения энергетических, пространственно-энергетических и спектральных параметров и характеристик излучения ЛД, а четвертый – аппаратную обработку результатов этих измерений.

Блок входного контроля предназначен для отбраковки ЛД со скрытыми дефектами, измерений их ВАХ и ВтАХ, а также диаграммы направленности излучения. В его состав входят три испытательных стенда и климатическая камера СМ-30/100-80 ТХ.

На первом стенде отбраковываются ЛД со скрытыми дефектами. Стенд состоит из четырех частей, каждая из которых представляет собой две квадратные панели с размерами 280x280 мм, что с учетом размеров входного окна климатической камеры позволяет устанавливать панели в камеру в вертикальном положении. Диагностируемые ЛД закрепляются в посадочных гнездах базовых панелей первого стенда, а фотодиоды – в посадочных гнездах вспомогательных панелей. Посадочные места вспомогательных панелей выполнены таким образом, что при подсоединении вспомогательных панелей к базовым панелям фотодиоды располагаются строго напротив ЛД.

В качестве контролируемого параметра используется мощность излучения ЛД. Она измеряется при комнатной температуре дважды: при первом включении и после 60 часов пребывания в климатической камере при температуре, превышающей комнатную температуру на 20 градусов, что эквивалентно наработке в 200 часов при нормальных условиях эксплуатации. Для проведения одновременных измерений мощности излучения каждого ЛД его лазерный пучок коллимируется и направляется на расположенный перед ним датчик мощности излучения – калиброванный фотодиод. Калибровка фотодиодов осуществляется с помощью планарного термоэлектрического первичного измерительного преобразователя прибора ИМО-4. Защиту фотодиода от паразитной засветки обеспечивает установленный перед ним тубус цилиндрической формы с черной внутренней поверхностью.

Глубина климатической камеры позволяет загружать в нее до ста ЛД и калиброванных фотодиодов. При этом, как показывают тепловые расчеты, не превышает допустимый уровень неравномерности температуры окружающей среды, обусловленной паразитными тепловыми потоками, исходящими от лазеров.

В качестве источника питания ЛД используется универсальный блок питания УБП. На выходе УБП формируется постоянное напряжение до 15 вольт при токе до 5 ампер, что позволяет обеспечить одновременную накачку всех ЛД, которые можно разместить в климатической камере. Относительная нестабильность напряжения – 0,01%.

Отбраковываются те экземпляры ЛД, у которых мощность излучения после испытаний в климатической камере уменьшается не менее чем на 10% по сравнению с мощностью при первом включении.

Результаты натуральных измерений мощности излучения ЛД при их первом включении и после 60 часов пребывания в климатической камере в виде аналоговых сигналов поступают на платы АЦП I и АЦП II, а с выхода этих плат – на вход I и II соответственно блока автоматической обработки цифровых сигналов (АОЦС). Уже непосредственно в блоке АОЦС сигналы поступают на компаратор со звеном отбраковки ЛД по уровню мощности.

Лазерные модули, прошедшие отбраковку, остаются на базовой панели, а не прошедшие извлекаются и дальнейшим испытаниям не подвергаются. После этого базовая и вспомогательная панели устанавливаются на второй стенд. При этом к ЛД подсоединяются приборы измеряющие ток их накачки и напряжение на лазерных модулях. Измерения ВАХ и ВтАХ всех ЛД проводятся при нормальных условиях с использованием классических методик. Полученные в результате измерений аналоговые сигналы подаются на АЦП III, АЦП IV и АЦП V, а затем на входы III, IV и V АОЦС. По обработанным сигналам автоматически определяются границы пологой части ВАХ, а также диапазон линейности ВтАХ и значение порогового тока накачки. Графическое изображение ВАХ и ВтАХ всех ЛД выводится на монитор персонального компьютера – конечного звена блока АОЦС. После измерений ВАХ и ВтАХ коллимирующая оптика снимается со всех ЛД.

Третий испытательный стенд предназначен для измерений диаграмм направленности сильно расходящегося лазерного излучения в плоскости, перпендикулярной плоскости р-п-перехода, и в плоскости р-п-перехода. Для измерений диаграммы направленности используются узел контроля стабильности мощности и оси диаграммы направленности излучения ЛД, узел позиционирования ЛД и узел сканирования пучка излучения. Сканирование осуществляется путем поворота корпуса лазерного модуля вокруг оси, расположенной в плоскости выходного зеркала ЛД и проходящей через центр пятна излучения на зеркале параллельно и перпендикулярно плоскости р-п-перехода соответственно [1,2]. В качестве приемников излучения используются фотодиоды.

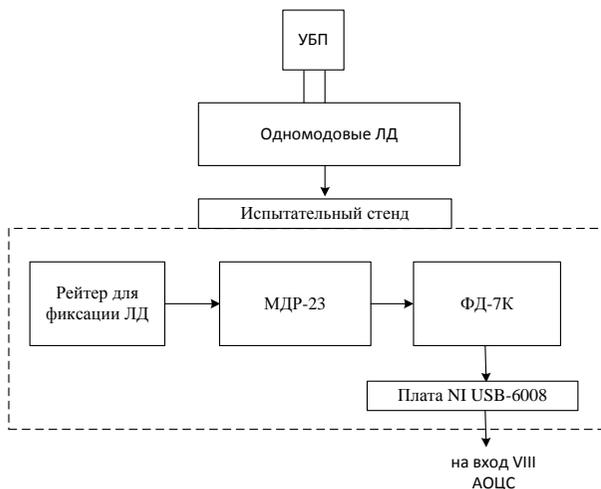
На завершающем этапе юстировки оптической части стенда центры диафрагм пяти фотодиодов устанавливаются в плоскости, параллельной поверхности плиты, на которой монтируется ОЭК. С учетом того, что приборная ось и находящийся на ней фотодиод располагаются в горизонтальной плоскости, для реализации такого расположения фотодиодов их держатель поворачивается вокруг приборной оси до тех пор, пока выходные сигналы фотодиодов, расположенных симметрично этой оси не станут равными и не примут максимальных значений. Под приборной осью понимается ось, проходящая через центр пятна излучения на зеркале ЛД параллельная поверхности плиты, на которой монтируется ОЭК.

Для измерения диаграммы направленности излучения лазерного диода в плоскости, перпендикулярной р-п-переходу, лазерный модуль поворачивается в горизонтальной плоскости. После этого лазерный модуль поворачивают вокруг приборной оси на угол 90°. Затем измеряется диаграмма направленности излучения ЛД в плоскости, параллельной р-п-переходу, путем поворота оси лазерного пучка в горизонтальной плоскости.

Результаты измерений диаграмм направленности излучения ЛД в виде массивов чисел поступают на АЦП VI и АЦП VII, а с них на входы VI и VII блока АОЦС. Режим генерации исследуемых ЛД на фундаментальной моде определяется путем обработки полученных сигналов в соответствии с методикой, описанной в [2]. После завершения измерений

диаграммы направленности ЛД на лазерные модули вновь устанавливается коллимирующая оптика.

ЛД, работающие в одномодовом режиме, поочередно закрепляются в рейтере перед входной щелью монохроматора МДР-23 – основного звена блока измерения спектральных характеристик (рис. 1).



**Рис. 1.** Блок для измерений спектральных характеристик ЛД: УБП – универсальный блок питания; МДР-23 – монохроматор с дифракционной решеткой, ФД-7К – кремниевый фотодиод

Поступающее на входную щель монохроматора излучение раскладывается в спектр, который анализируется с шагом 0,1 нм. Скорость поворота решетки регулируется устройством развертки спектра. Это позволяет получать общую картину спектра излучения в широком диапазоне длин волн или подробную, но в узком диапазоне длин волн. Оптический сигнал с выхода монохроматора поступает на приемную площадку фотодиода, после чего на АЦП VIII, в качестве которого используется плата NI USB-6008, а с нее на вход VIII АОЦС. В блоке АОЦС проводится количественный анализ натурно измеренных спектральных характеристик ЛД путем использования спектрального интегрального параметра  $A$ , который рассчитывается по формуле [3]:

$$A = 1 - \int_{\nu_{1/2\min}}^{\nu_{1/2\max}} \frac{|D(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}) - 1| d\nu}{\Delta\nu}, \quad (1)$$

где  $\nu_{1/2\max}$  и  $\nu_{1/2\min}$  – границы частотного диапазона, в пределах которого анализируется спектральная характеристика, а

$$D\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right) = \frac{f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)}{f_G\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)}, \quad (2)$$

где  $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$  и  $f_G\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$  – функция, описывающая спектральную характеристику ЛД и нормированная гауссова функция с центральной частотой  $\nu_0$ .

В результате анализа определяется интегральный параметр  $A$ , с использованием которого прогнозируется срок службы отдельных экземпляров ЛД из партии приборов, изготовленных по единой технологии. Из (1) и (2) видно, что при  $A \rightarrow 1$   $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$  практически совпадает с  $f_G\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ . Это является подтверждением того, что имеет место одномодовый режим генерации.

Эксперименты, проведенные на описанном ОЭЖ, показывают, что ЛД с большими значениями параметра  $A$  имеют большой срок службы.

### Литература

1. Тарасов А.Е. // Оптические методы исследования потоков: Труды XIV Международной научно-технической конференции. [Электронный ресурс] — М.: Издательство Перо, 2017. С. 364.
2. Близнюк В.В., Коваль О.И., Паршин В.А. и др. // Сборник трудов X Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2018». Санкт-Петербург. 15-19 октября 2018 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. – СПб: Университет ИТМО, 2018. С. 32.
3. Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г. и др. // Сборник трудов XVII Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова («Волны-2019»). Секция «Когерентные и нелинейные волновые явления». [Электронный ресурс] - М.: Издательство МГУ. 2019. С. 29.

## OPTOELECTRONIC COMPLEX FOR EXPRESS LASER DIODES LIFETIME PREDICTION

V.V. Bliznyuk<sup>1,\*</sup>, A.V. Dolgov<sup>1</sup>, V.A. Parshin<sup>1</sup>, A.G. Rzhanov<sup>2</sup>, O.I. Semenova<sup>1</sup>,  
A.E. Tarasov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*National Research University "Moscow Power Engineering Institute"  
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya, 14*

<sup>2</sup>*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics  
119991, Moscow, Leninskiye Gory, 1-2*

\*e-mail: 4059541@mail.ru

This paper presents the optoelectronic complex, which provides both preparations for carrying out an express lifetime prediction of edge emitted strip single-mode laser diodes. It is shown that for this purpose the complex should consist of four operational units: an input control unit; a spectral radiation characteristics measurement unit; a laser lifetime forecasting unit and automatic processing hardware unit. The use of this complex makes it possible to predict the lifetime of a laser diode according to their spectral characteristics at the initial stage of its operation.

**Key words:** laser diode, radiation spectrum, lifetime prediction, radiation pattern, single-mode generation mode.

# (3D+1) ОПТИЧЕСКИЕ ВИХРЕВЫЕ СОЛИТОНЫ В ВОЛНОВОДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

С.В. Сазонов, А.А. Калинович, М.В. Комиссарова, Б.С. Брянцев

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2  
e-mail: brisbryantsev@mail.ru

В данной работе представлены результаты численных экспериментов по наблюдению вихревых солитонов в квадратичной среде в присутствии волновода с параболическим профилем показателя преломления в случае нормальной дисперсии.

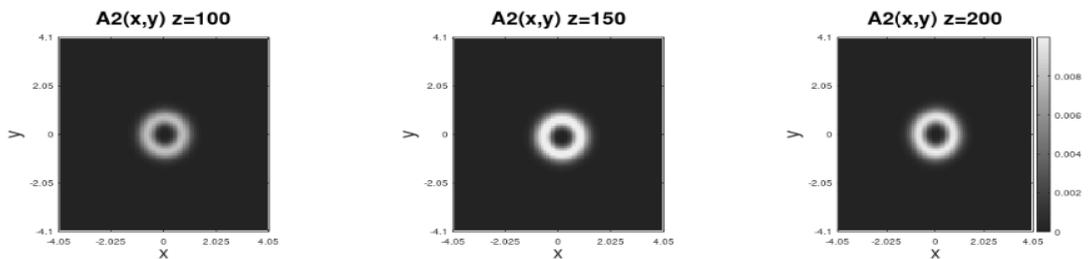
**Ключевые слова:** нелинейная оптика, квадратичная нелинейность, вихрекс-солитоны

В последние десятилетия внимание исследователей, работающих в области лазерной физики, когерентной и нелинейной оптики, привлекли необычные свойства вихревых - электромагнитных полей с винтовой формой волнового фронта. Впервые фазовые дислокации, близкие по топологической структуре некоторым типам дефектов в кристаллах, были рассмотрены в работе, написанной Наем и Берри в 1974 году [1]. Вихревые солитоны, т.е. локализованные структуры с сингулярностью фазы, весьма неустойчивы и легко распадаются на несколько безвихревых составляющих [2]. Однако, в присутствии нескольких противодействующих процессов, стабильные вихревые солитоны все-таки могут существовать. Устойчивые вихревые солитоны наблюдаются в средах с нелинейностями второго и третьего [3] или третьего и пятого порядков [4], в средах с модуляцией нелинейности [5,6], в присутствии граничных эффектов [7], в жидких кристаллах [8] и волноводных массивах [9].

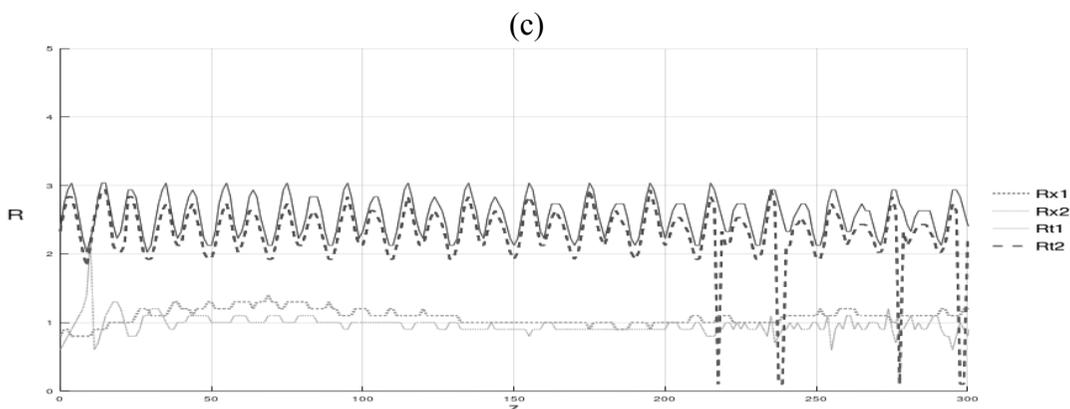
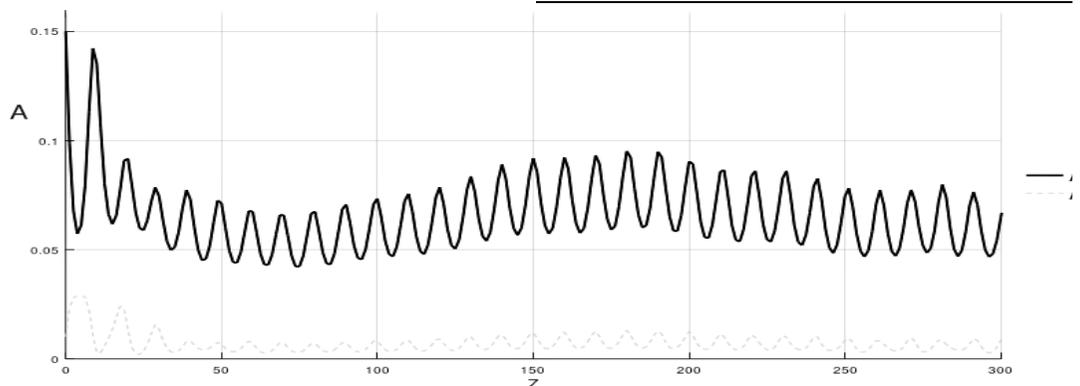
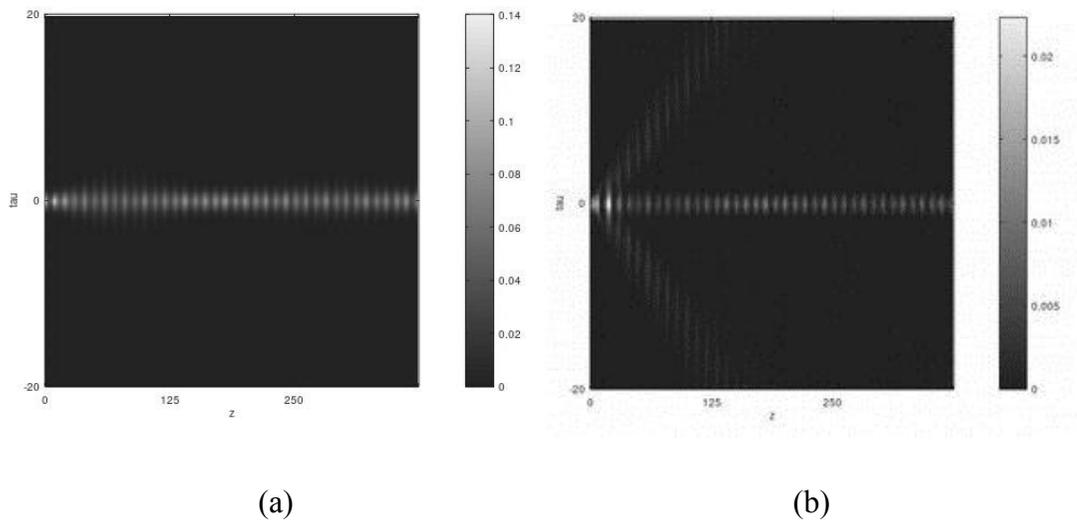
В работе [10] авторами была исследована стабильность вихревых солитонов в аксиально симметричном волноводе с квадратичным поперечным профилем показателя преломления для случая аномальной дисперсии и получен интервал значений полной энергии импульса, при которых солитон стабилен.

В настоящей работе представлены результаты численных экспериментов по исследованию вихревых солитонов в квадратичной среде в присутствии волновода с параболическим профилем показателя преломления в случае нормальной дисперсии.

В ходе работы было выяснено, что вихрекс-солитоны могут формироваться и устойчиво распространяться в квадратично-нелинейном волноводе в режиме генерации второй оптической гармоники (Рис.1,2). При этом импульсы в волноводе сохраняли не только свою солитонную, но и вихревую структуру при распространении, что подтверждает факт наблюдения именно вихрекс-солитонов.



**Рис.1** Распределение модуля амплитуды для второй ( $A_2$ ) гармоники в поперечном сечении для  $z= 100,150, 200$  Лнл.



**Рис.2** Продольный  $zt$ -профиль вихрево-солитона для основной (a) и второй (b) гармоники. Зависимость импульсных характеристик (c,d) от распространения вдоль оси  $Z$ . Единица по оси  $Z$  соответствует одной нелинейной длине.

Процесс формирования и трасса устойчивого распространения вихрево-солитонов напрямую зависят от силы захватывающего потенциала, а именно, при значениях больше четверти максимальных значений, использованных в работе, наблюдается линейный рост

расстояния распространения с увеличением силы потенциала. В среде с меньшей силой потенциала солитон не формируется, то есть для существования вихрекс-солитона в квадратично –нелинейной среде в случае нормальной дисперсии необходимо наличие фокусирующего волновода. Важное значение наличия волновода в процессе формирования вихрекс-солитона также было показано в работе [11].

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 17-11-01157).

### Литература

1. J.F. Nye, M.V. Berry Dislocations in wave trains // Proc. R. Soc. Lond. A. 1974. V. 336. P. 165-190.
2. Torres J.P., Soto-Crespo J. M., Torner L., Petrov D.V. Solitary-wave vortices in quadratic nonlinear media // J. Opt. Soc. Am. B, 1998 т. **15**, № 2, с. 625-628
3. Tristram J. A. and Buryak A. V. and Kivshar Yu. S. Stabilization of dark and vortex parametric spatial solitons // Opt. Lett., 1998, т. **23**, № 9, с. 670-672
4. Reyna A.S., De Araújo C. B., Guiding and confinement of light induced by optical vortex solitons in a cubic–quintic medium // Opt. Lett., 2016, т. **46**, № 1, с. 191-194
5. Lutsky V., Malomed B.A., One- and two-dimensional solitons supported by singular modulation of quadratic nonlinearity // Phys. Rev. A., т. **91**, с. 023815
6. Lutsky V., Malomed B.A., Multi-soliton states under triangular spatial modulation of the quadratic nonlinearity // Eur. Phys. J. Special Topics, 2018, т. **227**, № 5, с. 533-549
7. Chen M., Zhang T., Li W., Lu D., Guo Q., Hu W., Boundary enhanced effects on the existence of quadratic solitons // Opt. Communications, 2018, т. **415**, с. 18-24
8. Izdebskaya Y. V., , Shvedov V. G., , Jung P. S., , Krolikowski W., Stable vortex soliton in nonlocal media with orientational nonlinearity // Opt. Lett., 2017, т. **43**, № 1, с. 66-69
9. Fleischer J.W., Bartal G., Cohen O., Schwartz T., Manela O., Freedman B., Segev M., Spatial photonics in nonlinear waveguide arrays // Opt. Express, 2005, т. **13**, № 6, с. 1780-1796
10. Sakaguchi H., Malomed B.A., Vortical light bullets in second-harmonic generating media supported by a trapping potential // Opt. Express, 2013, т. **21**, № 8, с. 9813-9823
11. Zakharova Irina G., Kalinovich Aleksey A., Komissarova Maria V., Sazonov Sergey V., Multi-step Iterative Algorithm for Mathematical Modeling of Light Bullets in Anisotropic Media // Lecture Notes in Computer Science, 11386, 651 - 659 (2019).

## (3D+1) OPTICAL VORTEX SOLITONS IN WAVEGUIDES WITH QUADRATIC NONLINEARITY

S.V. Sazonov, A.A. Kalinovich, M.V. Komissarova, B.S. Bryantsev

*Lomonosov Moscow state University,  
119991, Moscow, Leninskiye Gory, 1-2  
e-mail: brisbryantsev@mail.ru*

This paper presents results of numerical experiments on the observation of vortex solitons in a quadratic medium in the presence of a waveguide with a parabolic refractive index profile in the case of normal dispersion.

**Keywords:** nonlinear optics, quadratic nonlinearity, vortex solitons

# ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ СРЕДЕ С РЕЗОНАНСНЫМИ ЦЕНТРАМИ

А.Н. Бугай<sup>1,\*</sup>, С.В. Сазонов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований  
141980 Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, пл. акад. Курчатова 1  
\*e-mail: bugay\_aleksandr@mail.ru

Предсказана возможность высокоэффективной генерации широкополосного терагерцового излучения методом оптического выпрямления в системе резонансных центров с постоянными дипольными моментами, когда такая среда является оптически плотной.

**Ключевые слова:** терагерцовое излучение, двухуровневая система.

Разработки механизмов эффективной генерации излучения терагерцового диапазона частот в последнее время приобрели существенную научную и практическую значимость [1]. Оптический метод генерации терагерцового излучения в квадратично-нелинейных средах, основанный на эффекте оптического выпрямления [2], является одним из наиболее эффективных. Поскольку данный эффект основан на нерезонансном взаимодействии излучения со средой, возникает вопрос о возможности генерации в условиях резонанса с целью повышения эффективности процесса.

В работе [3] был предложен механизм генерации терагерцового излучения в резонансной среде в условиях реализации режима самоиндуцированной прозрачности (СИП) оптического фемтосекундного импульса. При этом предполагается наличие у резонансного перехода постоянного дипольного момента (ПДМ), что порождает нелинейность, являющуюся причиной генерации терагерцового излучения в резонансном режиме. Поскольку поляризационный отклик среды пропорционален концентрации резонансных центров, то при ее значительном увеличении возможно ожидать роста эффективности генерации. В данных условиях влияние резонансных центров друг на друга может дополнительно повлиять на эффективность, что ведет к необходимости учета поправки Лоренца. Теоретическому исследованию генерации терагерцового излучения в плотной резонансной среде и посвящена настоящая работа.

Пусть лазерный импульс с электрическим полем  $E$  распространяется вдоль оси  $z$  в среде из  $N$  двухуровневых резонансных квантовых центров (полярных молекул, несимметричных квантовых ям и т.п.). Взаимодействие рассматривается в рамках полуклассического подхода, когда поле  $E$  мощного лазерного импульса описывается классическими уравнениями, а поляризация среды  $P$  определяется квантовыми уравнениями для соответствующих элементов матрицы плотности  $\hat{\rho}$ .

Учет влияния локального поля проведем феноменологическим образом путем замены  $E \rightarrow E + \frac{4\pi\sigma}{3}P$ , что в итоге приведет к следующей модификации системы уравнений Максвелла-Блоха:

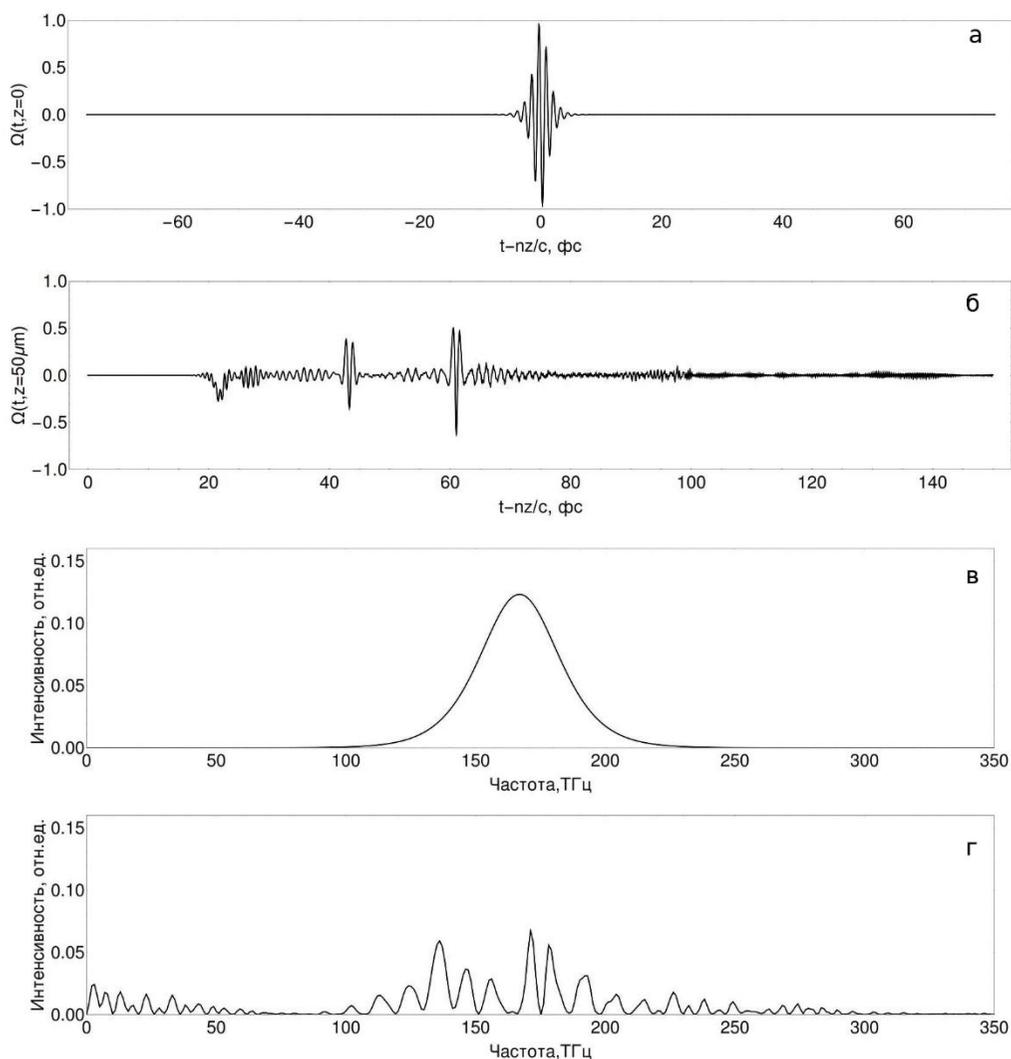
$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2} - \frac{c^2}{n^2} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} = \frac{\eta}{n^2} \frac{\partial^2 R}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} = -(1 - \mu(\Omega + \Omega_L R) + (1 + \mu^2)\Omega_L W)R - ((1 + \mu^2)\Omega - \mu)W, \quad (2)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = (\Omega + \Omega_L R) \frac{\partial R}{\partial t}. \quad (3)$$

Здесь  $\omega_0$  - частота резонансного перехода,  $R = \rho_{12} + \rho_{21} + \mu(\rho_{22} - \rho_{11})$  - эффективный поляризационный отклик,  $W = \rho_{22} - \rho_{11}$  - разность населенностей квантовых уровней резонансного перехода,  $\Omega = 2dE/\hbar\omega_0$  - безразмерная частота Раби лазерного импульса,  $\Omega_L =$

$\sigma\eta/3$  - безразмерная частота Лоренца, характеризующая взаимодействие резонансных центров друг на друга, где  $\eta = 8\pi N d^2 / (\epsilon \omega_0)$ ,  $\sigma$  - форм-фактор, учитывающий геометрию распределения резонансных центров,  $\mu = (d_{22} - d_{11})/2d$  - относительная величина ПДМ.



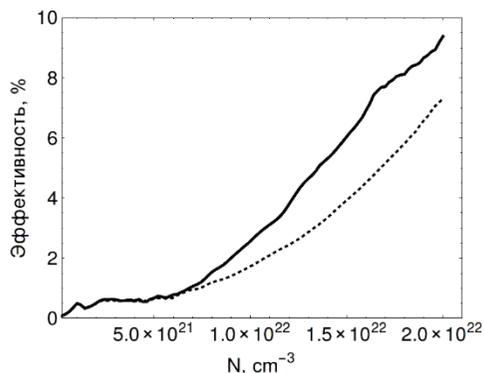
**Рис.1** Эволюция поля лазерного импульса (а), (б) и соответствующих спектров (в), (г) при распространении  $z=50\text{мкм}$  в плотной резонансной среде. Расчет приведен в случае  $N = 1 \cdot 10^{22}\text{см}^{-3}$  и  $\mu = 0.4$ .

Из (2) и (3) следует, что лазерный импульс вызывает переходы между квантовыми уровнями, индуцируя у молекулы дипольный момент. В свою очередь, частота данных переходов динамически изменяется посредством влияния как ПДМ, так и локального поля. За счет данного эффекта и становится возможной генерация излучения на разностной частоте, попадающей в терагерцовый диапазон.

Условие синхронизма для генерации терагерцового излучения при оптическом выпрямлении служит равенство групповой скорости оптического импульса накачки и фазовой

скорости терагерцового излучения. Реализация данного условия в оптически плотной среде требует использовать в качестве оптической накачки предельно короткие импульсы с длительностью порядка нескольких колебаний поля.

Динамика системы (1)-(3) исследовалась путём численного моделирования. В среду подавался предельно короткий лазерный импульс, огибающая которого задавалась как гиперболический секанс, а центральная частота спектра совпадала с резонансной частотой перехода. В случае небольшой концентрации резонансных центров лазерный импульс входит в режим СИП, порождая один или несколько солитонов, а также генерируя сигналы терагерцовой частоты и набор гармоник на суммарных и разностных частотах (рис.1). При повышении плотности среды или величины ПДМ данный процесс протекает все более эффективно, так что значительная часть излучения выходит из резонанса, формируя континуум в спектральной области. При этом амплитуда низкочастотного сигнала может быть столь значительной, что происходит образование солитонов в терагерцовом диапазоне. Отметим также, что при входе лазерного импульса в оптически плотную резонансную среду он будет испытывать сильное отражение от границы, причем часть отраженного сигнала лежит в терагерцовом диапазоне.



**Рис.2.** Расчет влияния концентрации резонансных центров на энергетическую эффективность генерации терагерцового излучения при учете (сплошная линия) и без учета (пунктир) локального поля.

Энергетическая эффективность генерации терагерцового излучения в среде растет нелинейно в зависимости от концентрации резонансных центров, достигая порядка 10% по относительной величине (рис.2). Причем вклад локального поля положительно сказывается на росте эффективности. Отметим, что рекордная эффективность генерации в нерезонансном режиме в квадратично-нелинейных кристаллах достигает  $\sim 4\%$ , что требует высоких интенсивностей и охлаждения кристалла до криогенных температур [4]. Процесс преобразования частоты оптического импульса в рассматриваемой среде может быть использован также как механизм генерации спектрального суперконтинуума, захватывающего ближний и дальний ИК-диапазоны частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-02-00234).

### Литература

1. Rostami A., Rasooli H., Baghban H. Terahertz Technology: Fundamentals and Applications. N.Y.: Springer, 2011. 246 p.
2. Kitaeva G.Kh. // Laser Physics Letters 2008. V.5. № 8. P.559-576.
3. Бугай А.Н., Сазонов С.В. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т.92. № 4. С. 260-266.
4. Huang S.W., Granados E., Huang W.R. et al. // Opt. Lett. 2013. V.38. P. 796.

# THZ GENERATION IN AN OPTICALLY DENSE MEDIUM WITH RESONANT CENTERS

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

<sup>1</sup>*Joint Institute for Nuclear Research,  
6 Joliot Curie St., Dubna 141980, Russia*  
<sup>2</sup>*National Research Centre Kurchatov Institute,  
1 Kurchatov Sq., Moscow 123182, Russia*  
\*e-mail: bugay\_aleksandr@mail.ru

The possibility of highly efficient generation of broadband terahertz radiation by the method of optical rectification on a system of resonant centers with permanent dipole moments is predicted when such a medium is optically dense.

**Key words:** terahertz radiation, two-level system.

# ПОЗИЦИОННО-ЗАВИСИМАЯ КРИПТОГРАФИЯ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ И КЛАССИЧЕСКИХ СХЕМ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ МНОГОЗНАЧНО-ЛОГИЧЕСКИЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ

А.Ю. Быковский

ФИАИИ им. П.Н. Лебедева РАН  
119991, Москва, Ленинский пр-т, 53  
e-mail: bykovskiy@lebedev.ru

Обсуждаются методы позиционно-зависимой криптографии, т.е. конфиденциальной сетевой передачи данных мобильному агенту со строго определенным местоположением. Известные схемы квантовой и классической верификации местоположения проверяемого абонента основаны на измерениях временной задержки сигналов отклика и не позволяют добиться безусловной криптостойкости, поскольку злоумышленник может обмануть проверяющих с помощью набора достаточно производительных источников ложных сигналов. Для повышения относительного уровня защиты целесообразно комбинировать квантовый протокол верификации местоположения, разработанный D.Unruh, и методы многозначно-логической обработки.

**Ключевые слова:** позиционно-зависимая криптография, верификация местоположения абонента, квантовая криптография, многозначная логика, многозначно-логическая цифровая карта, схема невозможности отказа от обязательств.

Современные сети квантового распределения ключа (КРК) с длиной ВОЛС до 100 км реализованы на уровне нишевых систем, т.е. специализированных разработок, где достаточно обеспечить небольшую скорость наработки ключа и ограниченное число доверенных коммутирующих узлов [1]. Одна из тенденций развития сетей КРК заключается в их интеграции с сетевыми и мультиагентными системами [1], что привело к созданию комбинированных коммуникационных сетей, использующих усложненные архитектуры и технологии искусственного интеллекта. В числе подобных систем можно указать разработки Лос-Аламосской национальной лаборатории (США) для защиты критической структуры электроэнергетики и японские проекты фотонных (т.е. чисто оптических) телекоммуникационных сетей. Проводятся также исследования космических и авиационных устройств КРК.

Для успешного внедрения квантовых технологий в сферу сетевых и мультиагентных систем необходимо решить целый ряд задач интеллектуальной и логической обработки информации. Однако, как отмечено в обзоре [2], существующие методы квантовой криптографии пока что не обеспечивают даже решения таких известных задач традиционной криптографии, как:

- позиционно-зависимая криптография (position-based cryptography),
- случайный предсказатель (random oracle),
- невозможность отказа от обязательств (bit commitment).

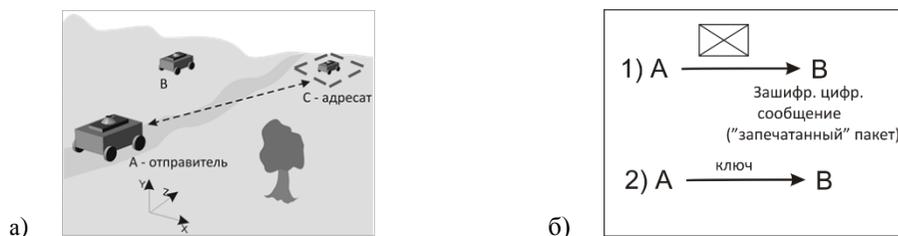
**Целью данной работы** является обсуждение возможных подходов к решению указанных выше задач путем комбинирования схем КРК и классических схем многозначной логики.

Задача позиционно-зависимой криптографии [2], см. рис.1 а), заключается в передаче конфиденциального сообщения абоненту С, расположенному в строго определенном месте (выделенном квадрате), при этом следует исключить расшифровку сообщения любым абонентом В с иным местоположением. Перед отправкой сообщения предполагается независимая верификация местоположения проверяемого абонента проверяющими устройствами.

Случайный предсказатель – это идеальный “черный ящик”, который реализует идеальную хэширующую функцию и по запросу любого абонента, т.е. при вводе произвольного набора из  $n$  бит, выдает случайный набор из  $m$  бит, имеющий строго равномерное распределение 0 и

1. Существенно, что случайный предсказатель воспроизводит хэш при повторном вводе данных, т.е. обладает памятью и его нельзя заменить генератором случайных чисел.

Схема невозможности отказа от обязательств, см. рис. 1 б), предполагает получение и хранение абонентом закодированного пакета, последующая передача ключа к которому позволяет получить в результате декодирования однозначный результат.



**Рис. 1.** а) Задача позиционно-зависимой криптографии. б) Схема невозможности отказа от обязательств.

Схемы позиционно-зависимой криптографии хорошо изучены [2] для метода триангуляции в мобильной телефонии, в котором несколько проверяющих узлов совместно оценивают расстояние до проверяемого узла, измеряя временные задержки его ответного отклика на тестовые сигналы. Однако, нечестный проверяемый абонент всегда может обмануть проверяющие узлы, разместив между ними и собой дополнительные источники ложных сигналов. Как показано в [2,3], в известных схемах квантовой криптографии не удастся достичь безусловной криптостойкости, поскольку злоумышленник может обмануть проверяющих, если его источники ложных сигналов будут генерировать в случайные моменты времени достаточно большое число ложных кубитов. Но в статье D.Unruh [3] было теоретически обосновано, что относительно более защищенный вариант схемы верификации обеспечивается для протокола со случайным предсказателем. Такой протокол был исследован для так называемой игры (соревнования) проверяемых и проверяющих абонентов, в которой один и тот же случайный предсказатель используется всеми участниками в качестве идеального источника последовательностей случайных чисел.

Протокол D.Unruh [3] включает в себя совместную отправку проверяющими узлами набора чисел проверяемому абоненту, который выполняет ряд вычислений и с учетом полученного результата выполняет квантовые измерения. Далее проверяемый с помощью источника запутанных фотонных пар одновременно отправляет результат квантовых измерений двум проверяющим, оценивающим его местоположение. Такой протокол привлекателен для построения усложненных схем верификации, так как использование в нем запутанных фотонных пар облегчает синхронизацию работы аппаратных устройств. Но поскольку реализовать идеальную хэширующую функцию в принципе невозможно, то в обзоре [2] протокол D.Unruh был охарактеризован как интересная теоретическая разработка, далекая от практики.

Однако, для того чтобы практически использовать протокол D.Unruh, в работе [4] автором был предложен метод реализации аппаратного устройства случайного предсказателя, для которого в качестве сравнительного критерия криптостойкости однокаскадных устройств можно непосредственно использовать показатели прохождения известных статистических тестов для так называемых криптографических хэширующих функций.

Реализация версии случайного предсказателя [4] требует применения компактных версий квантово-оптического генератора случайных чисел (например, производства IdQuantique), необходимого для формирования многозначно-логических функций со случайно заданными параметрами. В этих целях следует модифицировать алгоритмы построения криптографической односторонней МЗЛ функции, предложенные ранее в [5] для реализации аналога метода “одноразового шифроблокнота” с помощью программной эмуляции операторов многозначной алгебры Аллена – Живона с числом дискретных уровней истинности

от  $k = 256$  и выше. При этом полная система логических операторов, не сводимых к операторам булевой логики, включает в себя константы  $C = \{1, \dots, k - 1\}$  и операторы  $MINIMUM(x_1, x_2)$ ,  $MAXIMUM(x_1, x_2)$ , а также оператор LITERAL, обозначаемый  $X(a, b)$ . МЗЛ функция может быть задана в виде таблицы истинности, либо в виде эквивалентного выражения:

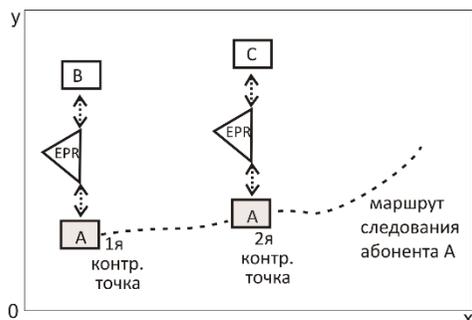
$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = 1 * X_1(a_{11}, b_{11}) * X_2(a_{12}, b_{12}) * \dots * X_n(a_{1n}, b_{1n}) + \dots + (k - 1) * X_1(a_{k-1,1}, b_{k-1,1}) * X_2(a_{k-1,2}, b_{k-1,2}) * \dots * X_n(a_{k-1,n}, b_{k-1,n}), \quad (1)$$

где  $*$  обозначает  $MINIMUM$  и  $+$  обозначает  $MAXIMUM$ . В процедурах кодирования удобнее записывать МЗЛ функцию в виде индексированных констант  $c$  и пар параметров  $(a, b)$ :

$$A_u = \begin{pmatrix} a_{11} & \dots & a_{1n} \\ \dots & \dots & \dots \\ a_{k-1,1} & \dots & a_{k-1,n} \end{pmatrix}, B_u = \begin{pmatrix} b_{11} & \dots & b_{1n} \\ \dots & \dots & \dots \\ b_{k-1,1} & \dots & b_{k-1,n} \end{pmatrix}, C = \begin{pmatrix} c_{11} & \dots & c_{1q} \\ \dots & \dots & \dots \\ c_{k-1,1} & \dots & c_{k-1,q} \end{pmatrix} \quad (2).$$

Для создания аппаратных версий случайного предсказателя применимы два подхода [4], первый из которых основан на формальном описании отклика генератора случайных чисел и последовательном добавлении к имеющейся МЗЛ функции (1) соответствующих логических выражений. Этот способ требует затратной минимизации логических выражений. Второй, более сложный метод, не требует логической минимизации и предполагает заполнение случайными данными набора матриц (2).

На базе протокола D.Unruh [3] и методики построения случайного предсказателя [4] предлагается способ проверки следования мобильного абонента по заданному маршруту и тестирования целостности данных, хранящихся в его памяти, см. рис.2.



**Рис. 2.** Схема формирования массивов контрольных данных в процессе посещения контрольных точек.

Для этого в контрольных точках маршрута следует установить модули с источниками запутанных фотонных пар (обозначены EPR), или, в более дешевом варианте, схемы случайного предсказателя, генерирующие по запросу проверяемого два идентичных массива случайных данных. Эти массивы записывают в память контрольных модулей (В, С, ...) и в память абонента А, следующего по маршруту. Для проверки целостности данных о времени и точках посещения достаточно сравнить данные, записанные в А и в удаленных контрольных модулях.

Алгоритм невозможности отказа от обязательств также может быть интегрирован в указанную выше МЗЛ схему контроля следования по маршруту. Варианты его реализации основаны на пересылке набора пакетов случайных и специально подготовленных данных, а также на предварительном кодировании данных с помощью МЗЛ функций специального вида. Единственность результата декодирования “секретного пакета” обеспечивается свойствами периодической МЗЛ функции, закодированной с помощью случайных перестановок.

Чтобы управлять временной сеткой приема тестовых сигналов и числом регистрируемых кубитов, а также вынудить злоумышленника неприемлемо увеличивать частоту отправки ложных сигналов, целесообразно использовать многопараметрическую МЗЛ модель (т.е. цифровую карту местности). Входными переменными для такой функции  $F(x_1, \dots, x_n)$  кроме координат и времени могут быть длины волн оптических сигналов  $\lambda$ , временные интервалы  $\Delta t$ , радиочастоты  $f$  и другие параметры. Преимущество логической МЗЛ модели заключается в удобном описании причинно-следственных связей для произвольных наборов параметров и усложненных вариантов “прыгающих кодов”. В МЗЛ цифровой карте можно выделить в виде отдельной функции  $F_2$  секретные фрагменты, которые можно независимо шифровать.

Многопараметрическая цифровая МЗЛ карта позволяет описывать пространственно-временные характеристики кода с любой необходимой точностью за счет использования независимых переменных, одновременно задающих один и тот же параметр с разным масштабом. Указанная модель всегда позволяет добавить новые данные, поскольку по определению любая МЗЛ функция размерности  $F(x_1, \dots, x_n)$  всегда может быть преобразована в функцию большей размерности  $F(x_1, \dots, x_n, x_{n+1})$  путем добавления во все ее логические выражения нового оператора  $X_{n+1}(a, b)$  с соответствующими наборами параметров  $a, b$ .

Таким образом, возможности схем позиционирования с использованием методик КРК и протокола верификации D.Unruh можно значительно расширить за счет методов многозначной логики, облегчающих применение технологий искусственного интеллекта. Интерес к МЗЛ кодированию также обусловлен актуальностью проблематики сетцентрических систем и технологий “big data”, для которых выгодно использовать высокую информационную емкость МЗЛ моделей. В случаях, когда скрытая квантовая связь по атмосферным (беспроводным) каналам проблематична вследствие преднамеренного увеличения оптических потерь или создания рассеянной фоновой засветки с помощью дыма, пыли, газов и аэрозолей, то можно непосредственно использовать алгоритмы МЗЛ кодирования [5].

### Литература

1. Быковский А.Ю., Компанец И.Н. Квант. электроника. 2018. Т.48. N 9. С.777.
2. Broadbent A. et.al. Designs, Codes and Cryptography. 2016. V.78. N.1. P.351.
3. Unruh D. In Proc. of EUROCRYPT 2014. 2014. P.1.
4. Bykovsky A.Yu.. J. of Rus. Laser Res. 2019. V.40. N.2. P.130.
5. Antipov A.L., Bykovsky A.Yu. et.al. J. of Rus. Laser Res. 2006. V.27. N.5. P.492.

## POSITION-BASED CRYPTOGRAPHY BY MEANS OF QUANTUM AND CLASSICAL SCHEMES, USING MULTIPLE-VALUED LOGIC COMPUTING

**A.Yu. Bykovsky**

*Lebedev Physical Institute, RAS  
119991, Moscow, Leninskii prospect, 53  
e-mail: bykovskiyay@lebedev.ru*

Methods of position-based cryptography are discussed, which suppose the network data transfer of confidential data to a mobile agent with strictly localized space position. Known quantum and classical schemes of position verification, which are to approve an agent's position, are based on time-delay measurements of response signals and can't provide unconditional security, as the eavesdropper can cheat the verifiers with the help of the set of sources of false signals. In order to raise the relative level of security, it is reasonable to combine the position verification protocol by D. Unruh with multiple-valued logic data processing methods.

**Key words:** position-based cryptography, abonent's space position verification, quantum cryptography, multiple-valued logic, multiple-valued logic digital map, bit commitment.

# ВЛИЯНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ЗАРЯДА НА САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

Е.В. Васильев<sup>1,2\*</sup>, С.А. Шленов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Международный учебно-научный лазерный центр МГУ имени М.В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские горы, 1

\*e-mail: vasilyev.evgeniy@physics.msu.ru

Рассмотрено самовоздействие фемтосекундных оптических вихрей в кристалле LiF в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Проанализировано влияние топологического заряда на пространственно-временную динамику импульса и пиковые значения интенсивности при формировании кольцевых световых пульс.

**Ключевые слова:** фемтосекундный импульс, филаментация, самовоздействие, фторид лития, аномальная дисперсия групповой скорости, оптический вихрь, вихревой пучок, фазовая сингулярность, топологический заряд.

Самовоздействие фемтосекундного излучения в нелинейной среде может сопровождаться явлением филаментации, когда при распространении импульса формируется филамент - длинная тонкая нить светового поля с высокой пространственно-временной локализацией световой энергии [1, 2]. На распространение фемтосекундного филамента оказывает влияние дисперсия групповой скорости (ДГС) импульса. В условиях аномальной ДГС происходит укручение заднего фронта импульса, самокомпрессия излучения во времени и формирование устойчивых пространственно-временных образований – т.н. «световых пульс» [3]. Фемтосекундная филаментация, сопровождающаяся появлением световых пульс, широко исследована на примере гауссовских пучков [4, 5]. Значительно меньше анализировалось распространение кольцевых пучков с фазовой дислокацией – оптических вихрей, в которых винтовой волновой фронт препятствует локализации излучения на оптической оси, что приводит к повышению критической мощности самофокусировки, которая увеличивается с возрастанием топологического заряда [6]. Потенциальные приложения таких пучков связаны с микромодификацией показателя преломления кольцевой формы [7].

Самовоздействие фемтосекундных вихрей в конденсированных средах исследовалось как в условиях нормальной ДГС [8], так и в условиях аномальной ДГС [9, 10]. Был выполнен анализ пространственно-временной динамики оптических вихрей с заданным топологическим зарядом, предсказано появление многофокусной структуры излучения, получены количественные характеристики возникающих в процессе распространения световых пульс, и была произведена численная оценка трансформации спектральной энергии в стоксову и антистоксову частотные области.

Цель данной работы заключается в анализе влияния топологического заряда оптического вихря на пространственно-временную картину его самовоздействия в кристалле LiF, включая оценку параметров, возникающих в процессе распространения фемтосекундного импульса световых пульс.

Численное моделирование самовоздействия фемтосекундных оптических вихрей проводилось с помощью решения замкнутой нелинейной системы уравнений (1)-(2) относительно медленно меняющейся комплексной амплитуды светового поля  $A(r, t, z)$  и концентрации плазмы  $N_e(r, t)$ , где  $r$  – радиальная координата в плоскости, перпендикулярной направлению распространения вихря  $z$ ,  $t$  – время, бегущее с групповой скоростью импульса. Поправка, учитывающая самоукручение волнового фронта импульса в процессе

самовоздействия, описывалась оператором волновой нестационарности  $\hat{T} = \mathbf{1} + \mathbf{i}/\omega_0 \times \partial/\partial t$  [11]:

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \left[ \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{m^2}{r^2} \right) A \right] + \hat{T}^{-1} \hat{D}[A] + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} \Delta n_k A - \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} \Delta n_{pl} A +$$

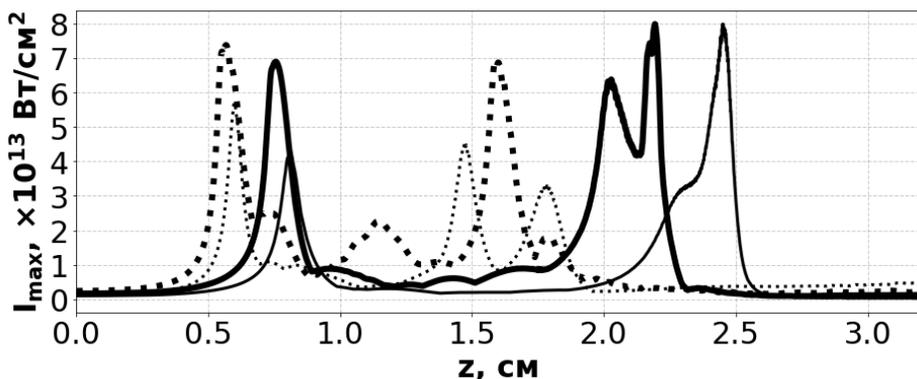
$$+ i\hat{T}^{-2} \sigma A - ik_0(\alpha + \delta)A,$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R_E(N_0 - N_e) + N_e(\nu_i - \beta). \quad (2)$$

Комплексная амплитуда вихрей с топологическим зарядом  $m$  на входе в кристалл LiF задавалась в следующем виде:

$$A^{(m)}(r, t, z = 0) = A(r, t, z = 0) \exp\{im\varphi\} = A_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^m \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2} \right\} \exp \left\{ -\frac{t^2}{2t_0^2} \right\} \exp\{im\varphi\},$$

где  $r_0$  и  $t_0$  – характерные пространственный и временной масштабы вихря,  $\varphi = \arctan(x/y)$ . Рассматривались вихревые пучки с топологическими зарядами  $m = 1$  и  $m = 2$  на двух центральных длинах волн -  $\lambda_0 = 1800$  нм и  $\lambda_0 = 3000$  нм, соответствующих умеренной ( $k_2 \simeq -39$  фс<sup>2</sup>/мм) и сильной ( $k_2 \simeq -239$  фс<sup>2</sup>/мм) аномальной ДГС. Параметры  $r_0$  и  $t_0$  были выбраны таким образом, что на обеих длинах волн дифракционная длина пучка  $z_{diff} = k_0 r_0^2$  равнялась дисперсионной длине импульса  $z_{disp} = t_0^2/|k_2|$  и составляла 4 см. Пиковая мощность импульсов  $P_0$  превышала критическую мощность  $P_V^{(m)}$ , соответствующую заданному топологическому заряду  $m$ , в пять раз.



**Рис. 1.** Зависимость пиковой интенсивности оптических вихрей с топологическими зарядами  $m = 1$  (сплошные линии) и  $m = 2$  (точечные линии) от расстояния вдоль направления распространения импульса  $z$  при самовоздействии в кристалле LiF на центральных длинах волн  $\lambda_0 = 1800$  нм (тонкие линии) и  $\lambda_0 = 3000$  нм (толстые линии).

Выполненные расчеты показали, что пространственно-временная картина распространения оптических вихрей с различными топологическими зарядами качественно схожа и в ней можно выделить несколько этапов самофокусировки. В начале распространения пятикратное превышение пиковой мощности над критической приводит к пространственной самофокусировке вихря в кольцо, которая сопровождается одновременной самокомпрессией импульса во времени, вызванной аномальной дисперсией групповой скорости. В результате формируется локализованный в пространстве и времени волновой пакет – кольцевая световая пуля. При дальнейшем распространении импульса линейная дифракция и плазменная

нелинейность останавливают обусловленный самофокусировкой рост интенсивности в кольце, после чего энергия излучения начинает перетекать по направлению к оптической оси пучка. Процесс радиального сужения кольца сопровождается появлением второй кольцевой пули, которая имеет меньший радиус и энергию, чем первая световая пуля, но примерно такую же длительность. Наличие фазовой дислокации на оси в конечном итоге останавливает сужение кольца и в этот момент формируется третья световая пуля. Дальнейшее распространение излучения сопровождается расплыванием в пространстве и времени.

На Рис. 1 изображена зависимость пиковой интенсивности от трассы при распространении рассматриваемых оптических вихрей. Видно, что первый нелинейный фокус каждого из пучков расположен в диапазоне от 0.5 см до 1.0 см. Поскольку превышение пиковой мощности над критической одинаково, для фиксированного топологического заряда расстояния до первого фокуса на различных длинах волн практически совпадают (сплошные линии – для  $m = 1$ , точечные линии – для  $m = 2$ ). Нелинейный фокус у вихрей с топологическим зарядом  $m = 1$  расположен на расстоянии около 0.75 см, в то время как у вихрей с  $m = 2$  первый нелинейный фокус располагается в окрестности  $z = 0.6$  см, т.е. ближе. Одним из объяснений этому может быть то, что больший топологический заряд способствует самофокусировке излучения в кольцо, в большей степени препятствуя перетеканию энергии к оси пучка и обеспечивая более быстрый рост интенсивности. При этом пиковое значение интенсивности в первом нелинейном фокусе у оптических вихрей с  $m = 2$  немного выше, чем у вихрей с  $m = 1$ , поскольку дифракции и плазменной нелинейности при увеличении топологического заряда становится сложнее остановить лавинообразный рост интенсивности.

Последняя (третья) кольцевая световая пуля формируется в тот момент, когда устанавливается баланс между дифракционным перетеканием энергии к оптической оси и отталкиванием этой энергии фазовой дислокацией. Радиус последней пули пропорционален топологическому заряду, и в приведенных расчетах у вихрей с  $m = 1$  радиус в три раза меньше, чем при  $m = 2$ . На Рис. 1 видно, что в оптических вихрях с  $m = 1$  глобальный максимум интенсивности достигается в последнем нелинейном фокусе, а у вихрей с  $m = 2$  – в первом. Таким образом, увеличение топологического заряда затрудняет появление приосевых световых пуль и препятствует увеличению пиковой интенсивности в нелинейном фокусе по мере распространения импульса.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ (проект №18-02-00624) с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

### Литература

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. // Квант. Эл. 2009. Т. 39. №3. С. 205-228.
2. Couairon A., Mysyrowicz A. // Physics Reports. 2007. V. 441. № 47. P. 47-190.
3. Berge L., Skupin S. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 065601.
4. Сметанина Е.О., Компанец В.О. и др. // Квант. эл. 2012. Т. 42. №10. С.913-919.
5. Chekalin S.V., Dokukina A.E. et al. // V.P., J. of Physics B. 2015. V. 48, №19.
6. Kruglov V.I., Logvin Yu.A., Volkov V.M. // J. of Modern Optics. 1992. V. 39, №11, P. 2277
7. Watanabe W., Asano T. et al. // Optics Letters. 2003. V.28, №24, P.2491-2493.
8. Васильев Е.В., Шленов С.А.// Квант. Эл. 2016. Т. 46. №11. С. 1002-1008.
9. Vasilyev E.V., Shlenov S.A., Kandidov V.P. // Laser Phys. Lett. 2018. V. 15, P. 115402-115407
10. Васильев Е.В., Шленов С.А., Кандидов В.П. // Опт. и спектр. 2018. Т. 126. №1. С. 24-31
11. Brabec T., Krausz F. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78, P. 3282.

# TOPOLOGICAL CHARGE INFLUENCE ON SELF-ACTION OF FEMTOSECOND OPTICAL VORTICES IN PRESENCE OF ANOMALOUS GROUP VELOCITY DISPERSION

E.V. Vasilyev<sup>1,2\*</sup>, S.A. Shlenov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics at Lomonosov Moscow State University*

<sup>2</sup>*International Laser center at Lomonosov Moscow State University*

*11991, Moscow, Leninskie Gory, 1*

\*e-mail: vasilyev.evgeniy@physics.msu.ru

The self-action of femtosecond optical vortices in LiF under conditions of anomalous group velocity dispersion is considered. The influence of the topological charge on the spatio-temporal dynamics of the pulse, as well as the values of the peak parameters during beam propagation, are analyzed.

**Key words:** filamentation, self-action, condensed medium, anomalous group velocity dispersion, optical vortex, vortex beam, phase singularity, topological charge.

# ТОЧНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРИ ПОМОЩИ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТНЫХ ГРЕБЕНОК

А.С. Волошин<sup>1,\*</sup>, С.Е. Агафонова<sup>1,2</sup>, Г.В. Лихачев<sup>1</sup>, С. Коптяев<sup>3</sup>, И.А. Биленко<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр

121205, Москва, Большой бульвар, д. 30, стр. 1

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт  
141701, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

<sup>3</sup>Исследовательский Центр Самсунг

127018, Москва, ул. Двинцев, 12, стр. 1

<sup>4</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

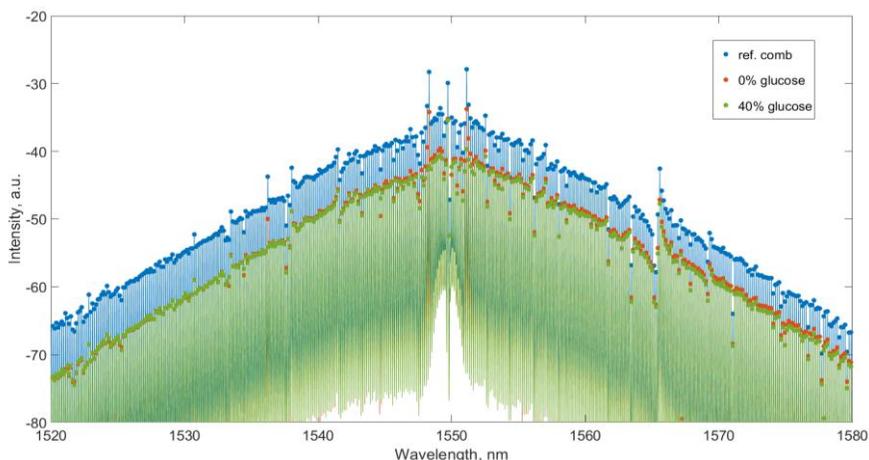
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

\*e-mail: a.voloshin@rqc.ru

Мы разработали компактный источник оптической частотной гребенки, основанный на микрорезонаторах с большой керровской нелинейностью. Использование эффекта затягивания позволило значительно уменьшить его размеры. Таким образом, количество областей науки и техники, в которых такой источник может применяться, значительно увеличивается. Мы продемонстрировали использование такого источника для спектроскопии поглощения различных жидкостей и определения их концентраций.

**Ключевые слова:** оптические частотные гребёнки, микрорезонаторы, интегральная оптика, спектроскопия, лазерные диоды, диодные лазеры.

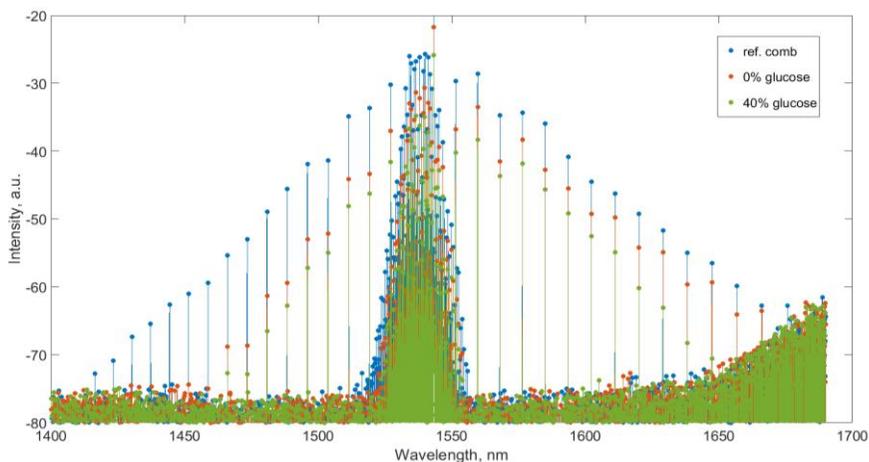
Оптические частотные гребенки являются инструментом, который произвел революцию в области оптических измерений. Оптическая частотная гребенка состоит из большого числа (сотни и тысячи) линий излучений (Рис. 1), обладающих большой стабильностью за счет высокой взаимной когерентности. Такие гребенки находят применение во многих областях науки и техники: прецизионных оптических измерениях, определении секунды СИ, широкополосной телекоммуникации, измерении расстояний (ЛИДАР), спектроскопии, квантовой оптики [1-2].



**Рис. 1.** Спектры оптических гребенок из источника типа 1 после прохождения через дистиллированную воду (0%), 40% глюкозу и пустую кювету (Ref. comb).

Взаимная когерентность линий гребенки, т.е. фиксированные фазовые соотношения между ними, дает возможность проводить быстрые когерентные измерения, например, так называемую, двух-гребеночную спектроскопию. Этот метод позволяет измерять оптические спектры веществ в режиме реального времени за миллисекунды [3]. Оптические частотные гребенки впервые были исследованы в фемтосекундных лазерах в режиме синхронизации мод. Такие устройства являются используются чаще всего для научных приложений из-за больших габаритов и высокой стоимости. Расстояние между линиями, т.е. частота повторения, таких гребенек составляет от 10 МГц до 1 ГГц, что недостаточно для многих приложений, например, для калибровки астрономических спектрометров или для телекоммуникации со спектральным уплотнением каналов.

В последнее время разрабатываются другие методы генерации оптических гребенек [4]. Часто используются электрооптические гребенки, в которых частота лазера накачки смещается при помощи модулятора (электрооптического или акустооптического) в кольцевом резонаторе с усилителем. Разрабатываются методы прямой генерации частотных гребенек в полупроводниковых и квантово-каскадных структурах на основе пассивной синхронизации мод. Одним из наиболее перспективных методов является использование микрорезонаторов с высокой добротностью, что позволяет значительно уменьшить стоимость и размер источников оптических гребенек. Именно такой источник мы демонстрируем в данной работе и применяем его для спектроскопических измерений.



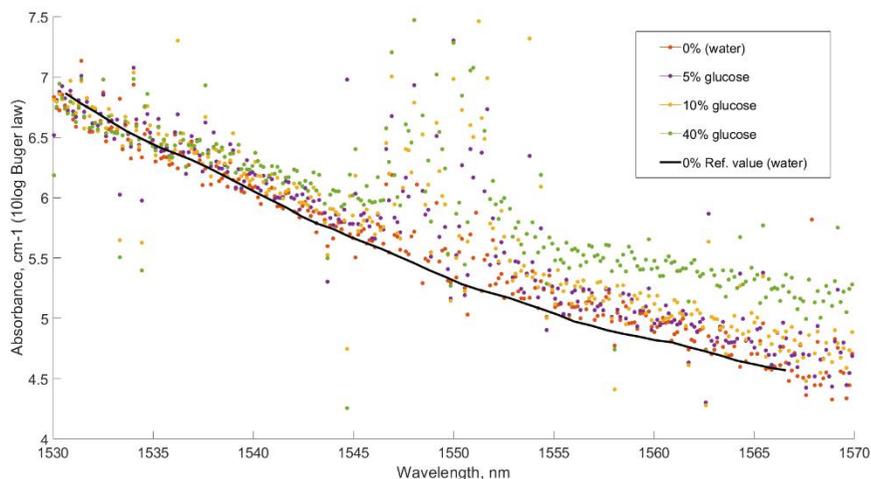
**Рис. 2.** Спектры оптических гребенек из источника типа 3 после прохождения через дистиллированную воду (0%), 40% глюкозу и пустую кювету.

Множество линий оптической гребенки может быть использовано вместо одночастотного лазера в методе, называемом «спектроскопия поглощения при помощи перестраиваемого диодного лазера» (tunable diode laser absorption spectroscopy - TDLAS) [3]. Мы демонстрируем три различных исполнения компактного источника оптической гребенки. В первом случае, источник (тип 1) основан на ультра-стабильном лазере (Koheras Adjustik), стабилизированном при помощи метода Паунд-Драйвера-Холла и электронной схемы обратной связи [2] на кристаллический микрорезонатор из фторида магния с добротностью  $10^9$  (Рис. 1). Во втором случае (тип 2), этот же микрорезонатор используется совместно с лазерным диодом (Semineх, 1535 nm, 100 mW). Эффект затягивания приводит к стабилизации лазерного диода, сужению его линии до 1 кГц [5] и последующей генерации оптической частотной гребенки. Такой подход позволяет значительно уменьшить габариты источника гребенки, но не сократить их кардинально, так как в нем используется микрорезонатор с диаметром 5 мм. Третье исполнение (тип 3) основано на использовании этого лазерного диода и интегрального микрорезонатора, изготовленного из нитрида кремния, с добротностью  $10^7$ . Последний подход

позволил перейти к полностью интегральным КМОП-совместимым элементам [6-7]. Это кардинально уменьшает размер источника оптической гребенки, что позволит таким устройствам найти применение во многих научных и промышленных областях, а также в носимых устройствах, например, следящих за биометрическими параметрами человека.

В данной работе мы демонстрируем возможность применения таких компактных генераторов оптических частотных гребенок для определения концентрации различных веществ в водном растворе в схеме на пропускание. Экспериментальный стенд состоял из генератора оптической гребенки на основе микрорезонатора в различном исполнении, оптических волокон, волоконных делителей, коллиматоров, кварцевой кюветы и оптического спектроанализатора. Выходное излучение источника гребенки делилось на нормировочное излучение и излучение, которое проходило через кварцевую кювету с исследуемым образцом. Для вывода оптической гребенки из оптического одномодового волокна в свободное пространство был использован Thorlabs Achromatic FiberPort PAFA-X-4-C, такой же коллиматор PAFA-X-4-C был использован для обратного ввода излучения, прошедшего через кювету, в одномодовое волокно. Излучение, прошедшее по этим двум путям, анализировалось при помощи оптического спектроанализатора OSA Yokogawa AQ6370D.

Были исследованы следующие вещества и их водные растворы: ацетон, дистиллированная вода, глюкоза, метанол. Для каждого образца проводится измерение оптического спектра при помощи оптического спектроанализатора. Пример спектров источника гребенки 1 типа представлены на рис. 1 (для пустой кюветы, кюветы с дистиллированной водой и 40% глюкозой). Такой же график для источника гребенки 3 типа представлен на рис. 2. Оказалось, что такой метод позволяет определить абсолютное значение коэффициента поглощения исследуемого вещества в зависимости от длины волны (спектр поглощения) в широком диапазоне, совпадающем с шириной оптической гребенки.



**Рис. 1.** Спектры поглощения в зависимости от длины волны для различных концентраций раствора глюкозы в воде (0%, 5%, 10%, 40%).

Рассчитанные примеры таких спектров поглощения для дистиллированной воды и водных растворов глюкозы с различной концентрацией приведены на рис. 3. Полученные данные совпадают с табличными значениями. Точность определения концентрации глюкозы составила 5% для источника типа 1, а после применения статистических алгоритмов обработки данных ее можно было улучшить до 1%. Для источника типа 3, основанного на интегральном микрорезонаторе, точность определения составила 10%, что связано с меньшей добротностью таких микрорезонаторов по сравнению с кристаллическими. Дальнейшая оптимизация оптической схемы интегрального источника гребенки, а также более глубокое понимание

эффекта затягивания лазерного диода на интегральный микрорезонатор позволит значительно повысить стабильность таких гребенок, что увеличит точность спектроскопических измерений.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №17-02-00522).

### Литература

1. Del'Haye, P., Schliesser A., Arcizet O. et al. // Nature. 2007. V. 450. P. 1214.
2. Kippenberg T.J., Gaeta A.L., Lipson M., Gorodetsky M.L. // Science. 2018. V. 361, P. 6402.
3. Coddington I., Newbury N., Swann W. // Optica. 2016. V. 4. P. 414.
4. Mantsevich S.N., Voloshin A.S., Yushkov K.B. // Phys. Rev. A. 2019.V. 100. P. 013829.
5. Kondratiev N.M., Lobanov V.E., Cherenkov A.V. et al. // Opt. Express. 2017. V. 25. No. 23P. 28167.
6. Raja A.S, Voloshin A.S., Guo H. et al. // Nat. Com. 2019. V. 10. P. 680.
7. Agafonova S., Voloshin A., Gorodnitskiy A. et al. // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). 2018. P. 443.

## PRECISION OPTICAL SPECTROSCOPY USING THE COMPACT SOURCE OF OPTICAL FREQUENCY COMBS

A.S. Voloshin<sup>1</sup>, S.E. Agafonova<sup>1,2</sup>, G.V. Lihachev<sup>1</sup>, S. Koptyaev<sup>3</sup>, I.A. Bilenko<sup>1,4</sup>

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

*121205, Moscow, Skolkovo IC, Bolshoy Bulvar, 30, bld. 1*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology*

*141700, Moscow reg., Dolgoprudny, Institutskiy per., 9*

<sup>3</sup>*Samsung R&D Institute Russia, SAIT-Russia Laboratory*

*127018, Moscow, Ulitsa Dvintsev, 12, building 1*

<sup>4</sup>*Faculty of Physics M.V. Lomonosov Moscow State University*

*119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2*

\*e-mail: a.voloshin@rqc.ru

We developed the compact source of optical frequency combs based on microresonators with high Kerr nonlinearity. The effect of self-injection locking allowed decreasing the dimensions of such source drastically. Thus, application areas of Kerr frequency combs are significantly increased. We utilized it for absorption spectroscopy of different liquids.

**Key words:** optical frequency combs, microresonators, integrated optics, spectroscopy, laser diode, diode lasers.

# ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ЧАСОВОГО ПЕРЕХОДА В АТОМЕ ТУЛИЯ

А.А. Головизин<sup>1,\*</sup>, Д.О. Трегубов<sup>1</sup>, Е.С. Федорова<sup>1,2</sup>, Н.Н. Колачевский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН  
119991, Москва, Ленинский проспект, 53

<sup>2</sup>Российский квантовый центр  
121205, Москва, Сколково, Большой бульвар, 30, стр.1  
\*e-mail: artem.golovizin@gmail.com

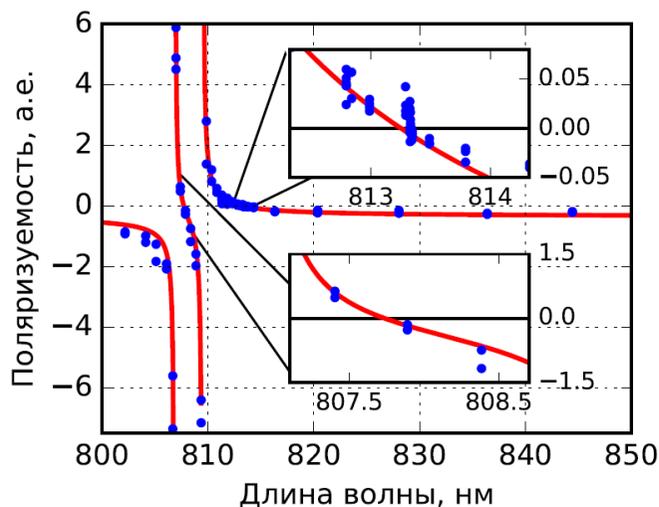
При разработки оптических часов знание дифференциальной поляризуемости уровней часового перехода атома необходимо как для определения магической длины волны оптической решетки, удерживающей атомы, так и для учета сдвига частоты часового перехода под влиянием внешних электрических полей, в том числе теплового излучения. В представленной работе мы измерили спектр дифференциальной поляризуемости часового перехода (1.14 мкм) в атомах тулия в области длин волн 800-850 нм, из которого определили положение двух магических длин волн 807.7 нм и 813.3 нм.

**Ключевые слова:** оптические часы, атомная поляризуемость, тулий, магическая длина волны.

Оптические атомные часы являются одним из наиболее точных инструментов современной физики демонстрируя полную относительную погрешность и нестабильность лучше  $1\text{E}-18$  [1]. В настоящее время наиболее точные оптические часы основываются либо на одиночных ионах в радиочастотных ловушках, либо на ансамблях нейтральных атомов, удерживаемых в оптической решетке. В то время как некоторые одиночные ионы обладают отличными характеристиками с точки зрения контроля сдвигов частоты, системы на нейтральных атомах демонстрируют на 1-2 порядка меньшую нестабильность вследствие одновременного опроса большого числа частиц (несколько тысяч). В оптических часах на нейтральных атомах основные систематические сдвиги связаны с взаимодействием атомов с электрическими полями, в частности с полем удерживающего потенциала оптической решетки и тепловым излучением. Так, в атомах стронция (Sr) и иттербия (Yb), на основе которых созданы лидирующие оптические часы на нейтральных атомах [2], сдвиг частоты вследствие взаимодействия с тепловым излучением при комнатной температуре оказывается порядка  $1\text{E}-15$  в относительных единицах, соответственно в таких системах необходим точный контроль температуры окружения атомов. Помимо этого, для контроля сдвига частоты часового перехода вызванного излучением оптической решетки необходимо стабилизировать его частоту с точностью лучше 1 МГц.

Внутриоболочечный переход на длине волны 1.14 мкм в атомах тулия (магнитодипольный, естественная ширина 1.2 Гц) обладает уникально низкой чувствительностью к электрическим полям вследствие экранировки 4f электронов внешними 5s и 6s заполненными электронными оболочками [3]. Нашей группой было выполнено лазерное охлаждение атомов тулия в двухступенчатой конфигурации магнито-оптической ловушки, регистрация часового перехода по потерям атомов в магнито-оптической ловушке, а также захват атомов в оптическую решетку с использованием непрерывного перестраиваемого лазера на титан-сапфире и усиливающего резонатора (коэффициент усиления 8.5). Для экспериментального определения магической длины волны нами был измерен спектр дифференциальной поляризуемости часового перехода в диапазоне длин волн 800-850 нм (Рис.1). Дифференциальная поляризуемость определялась по наклону зависимости смещения частоты часового перехода от интенсивности в пучностях оптической решетки в исследуемом диапазоне длин волн. Из полученных данных было определено положение двух магических длин волн оптической решетки 807.7 нм и 813.3 нм. Вторая точка является предпочтительной по следующим причинам: 1) в ее окрестности более пологий склон поляризуемости, что снижает требования

к точности стабилизации частоты излучения, формирующего оптическую решетку, 2) она расположена дальше от атомных резонансов, что приводит к меньшей скорости рассеяния фотонов решетки, тензорной поляризуемости и гиперполяризуемости. Сплошная линия на рисунке 1 является аппроксимацией экспериментальных данных с учетом суммы вкладов всех известных дипольных переходов с часовых уровней и 3 свободных параметров: вероятностей переходов с длинами волн 807 нм и 809 нм и общего оффсета, связанного с неизвестными переходами в коротковолновой области спектра. Полученные значения параметров равны  $6880 \text{ с}^{-1}$ ,  $409 \text{ с}^{-1}$  и  $-0.08 \text{ а.е.}$ , соответственно.



**Рис. 1.** Спектр дифференциальной поляризуемости часовых уровней в атоме тулия. На вставках показаны области вблизи магических длин волн.

Экстраполяция дифференциальной скалярной поляризуемости к  $\lambda \rightarrow \infty$  позволяет найти статическую дифференциальную скалярную поляризуемость часового перехода, которая определяет чувствительность частоты часового перехода к постоянным электрическим полям и тепловому излучению. Для атомов тулия эта величина составила  $-0.063 \text{ а.е.}$  [3], что соответствует относительному сдвигу частоты часового перехода тепловым излучением при комнатной температуре всего  $2.3\text{E}-18$ . Этот сдвиг более чем на 2 порядка меньше чем в атомах Sr и Yb [2]; меньшим значением обладает только ион лютеция (Lu) [4].

Таким образом, возможно создание высокоточных оптических атомных часов на переходе  $1.14 \text{ мкм}$  в атомах тулия. В особенности перспективным выглядит создание транспортируемого стандарта на атомах тулия вследствие малой чувствительности частоты перехода к внешним электрическим полям, что значительно снижает требования к контролю окружения атомов. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №19-12-00137).

### Литература

1. Brewer S. M., Chen, J. S., Hankin, A. M. et al. // arXiv:1902.07694. 2019.
2. Ludlow, A., Boyd, M., Ye, J. et al. // Rev. Mod. Phys. 87, 637. 2015.
3. Golovizin, A., Fedorova, E., Tregubov, D. et al. // Nat. commun., 10(1), 1724. 2019.
4. Arnold, K. J., Kaewuam, R., Roy, A. et al. // Nat. commun., 9(1), 1650. 2018.

# MEASUREMENTS OF THE DIFFERENTIAL POLARIZABILITY SPECTRA OF THE CLOCK TRANSITION IN Tm

A.A. Golovizin<sup>1,\*</sup>, D.O. Tregubov<sup>1</sup>, E.S. Fedorova<sup>1,2</sup>, N.N. Kolachevsky<sup>1,2</sup>

*<sup>1</sup>P.N. Lebedev Physical Institute,  
119991, Moscow, Leninskiy prospekt, 53*

*<sup>2</sup>Russian Quantum Center  
121205, Moscow, Skolkovo, Bolshoy bulvar, 30, b.1*

\*e-mail: artem.golovizin@gmail.com

Knowledge of differential polarizability of atomic levels of a clock transition is vital for development of an optical lattice clock, in particular for determination of a magic wavelength of an optical lattice and for correction of clock transition frequency shifts due to external electric fields, including blackbody radiation. We measured polarizability spectra of the 1.14  $\mu\text{m}$  clock transition in Tm in a wavelength range of 800-850 nm. We found two magic wavelengths at 807.7 and 813.3 nm.

**Key words:** optical clocks, atomic polarizability, thulium, magic wavelength.

# ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ АНОМАЛИИ СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СМЕШАННЫХ КРИСТАЛЛОВ $\text{LiY}_{1-x}\text{Lu}_x\text{F}_4$ С ПРИМЕСЬЮ ИОНОВ $\text{Pr}^{3+}$

В.Г. Гориева<sup>1,\*</sup>, А.А. Ляпин<sup>2</sup>, С.Л. Кораблева<sup>1</sup>, П.А. Рябочкина<sup>2</sup>, В.В. Семашко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, Казань, Кремлевская, 18*

<sup>2</sup>*Институт физики и химии, Национальный исследовательский Мордовский  
государственный университет*

*430005, Саранск, Большевикская, 68*

*\*e-mail: ekorre\_v@mail.ru*

Приведены результаты исследований пространственного распределения спектрально-кинетических свойств, в том числе спектроскопии поглощения из возбужденных состояний ионов  $\text{Pr}^{3+}$  в смешанных кристаллах  $\text{LiY}_{1-x}\text{Lu}_x\text{F}_4$ , выращенных методом Бриджмена.

**Ключевые слова:** редкоземельные ионы; твердотельные лазеры; лазеры видимого диапазона; спектроскопия; поглощение из возбужденных состояний; флюоридные кристаллы

Диэлектрические кристаллы и стекла, такие как  $\text{LiYF}_4$ ,  $\text{LiLuF}_4$ ,  $\text{LiY}_{0.3}\text{Lu}_{0.7}\text{F}_4$ ,  $\text{LiGdF}_4$ ,  $\text{KYF}_4$ ,  $\text{KY}_3\text{F}_{10}$ ,  $\text{LaF}_3$ ,  $\text{BaY}_2\text{F}_8$ ,  $\text{YAlO}_3$ ,  $\text{SrAl}_2\text{O}_9$ , ZBLAN и ZBLA, активированные ионами  $\text{Pr}^{3+}$ , являются перспективными материалами для создания на их основе лазеров видимого диапазона с использованием  $4f^2 - 4f^2$  переходов ионов  $\text{Pr}^{3+}$  [1-5], а также для последующего достижения лазерной генерации в УФ диапазоне путем внутривибрационного удвоения частоты [2, 6-9].

Большинство публикаций посвящено матрицам  $\text{LiYF}_4$  и  $\text{LiLuF}_4$  матрицам, обеспечивающим наилучшие генерационные характеристики.

Потребность в развитии лазерной техники этих диапазонов очевидна. Только лишь приложения в областях медицины и биологии являются впечатляющими: в офтальмологии для лечения сосудистых заболеваний и поражений сетчатки; в дерматологии для лечения аллергических дерматитов, псориаза, пиодермии, васкулитов и проч.; в косметологии для удаления волос, татуировок, доброкачественных пигментов и т.д.; для внутривенного лазерного облучения крови (ВЛОК); в стоматологии для выявления кариеса; в хирургии; в кардиологии для удаления атеросклеротических бляшек; в биологии для антимикробной фотодинамической терапии, идентификации бактерий и т.д. [10-14].

Как известно, ключевыми параметрами, определяющими эффективность достижения лазерной генерации, являются сечения поглощения из основного (ПОС) и возбужденных (ПВС) состояний примеси, сечения стимулированного излучения, кинетики и квантовый выход люминесценции, коэффициент распределения примеси, оптическое качество кристалла и т.д. На практике, существенную роль при выборе кристаллической матрицы играет стоимость химических компонентов и технологические затраты выращивания одного активного элемента.

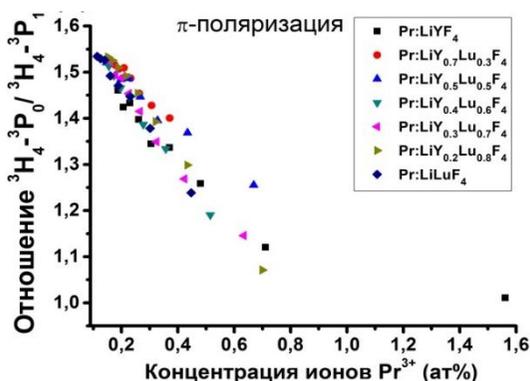
Для достижения баланса между коэффициентом распределения, который выше для  $\text{LiYF}_4$  матрицы, стоимостью химических компонентов, которая ниже для  $\text{LiYF}_4$ , технологическими преимуществами и оптическим качеством, которые лучше для  $\text{LiLuF}_4$  и обусловлены конгруэнтным плавлением этого соединения [15-18], могут быть использованы смешанные кристаллы  $\text{LiY}_{1-x}\text{Lu}_x\text{F}_4$ , с изменяемым параметром «х» химической формулы матрицы.

В настоящей работе мы исследовали серию кристаллов  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiY}_{1-x}\text{Lu}_x\text{F}_4$ , где параметр «х» меняется от 0 до 1. Кроме того, все спектрально-кинетические исследования были проведены вдоль направления роста кристаллических бул. Это связано с тем, что, при проведении анализа работ различных авторов [19-22], мы выявили существенные различия в публикуемых

спектрах поглощения кристаллов Pr:LiYF<sub>4</sub> и Pr:LiLuF<sub>4</sub>, заключающиеся в отличии формы спектров поглощения из основного состояния  $^3H_4 \rightarrow ^3P_J$  ионов Pr<sup>3+</sup>, а также изменении интенсивностей линий  $^3H_4 \rightarrow ^3P_J$  поглощения вдоль роста кристаллических булей состава Pr:LiY<sub>0.3</sub>Lu<sub>0.7</sub>F<sub>4</sub> и Pr:LiYF<sub>4</sub> [23], что, возможно, имеет концентрационную зависимость вследствие неравномерного распределения ионов Pr<sup>3+</sup> в образцах. Это определило необходимость проведения подробных исследований серии Pr<sup>3+</sup> - активированных LiY<sub>1-x</sub>Lu<sub>x</sub>F<sub>4</sub> кристаллов в настоящей работе.

Для выявления каких-либо аномалий в спектрах ПОС, ПВС, люминесценции и кинетиках  $^3P_0 \rightarrow ^3H_4$  люминесценции ионов Pr<sup>3+</sup>, мы изучили их в различных точках вдоль направления роста в 7 кристаллах Pr:LiY<sub>1-x</sub>Lu<sub>x</sub>F<sub>4</sub> (x=0, 0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1) с концентрацией примеси 1 ат.% и 1 кристалле Pr:LiY<sub>0.3</sub>Lu<sub>0.7</sub>F<sub>4</sub> с концентрацией примеси 0.1 ат.% при комнатной температуре.

При проведении исследований ПОС, люминесценции и кинетик люминесценции было выявлено концентрационно-зависимое уширение и изменение  $^3H_4 - ^3P_J$  спектров, а также укорочение времени жизни  $^3P_0$  состояний ионов Pr<sup>3+</sup> для всех изучаемых образцов (рис.1.).



**Рис. 1.** Отношения интегральных интенсивностей спектров поглощения из основного состояния для различных межмультиплетных переходов ионов Pr<sup>3+</sup> в кристаллах Pr:LiY<sub>1-x</sub>Lu<sub>x</sub>F<sub>4</sub>.

Экспериментально оценены сечения поглощения из возбужденных  $^3P_J$  и  $^1D_2$  состояний ионов Pr<sup>3+</sup>. Спектры ПВС не проявили никаких концентрационных или пространственных зависимостей.

Исследования люминесценции и кинетик люминесценции были проведены за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (Проект № 3.1156.2017/4.6 и № 3.5835.2017/6.7). Абсорбционная спектроскопия была выполнена за счет средств Российского фонда фундаментальных исследований (Грант № 53/15-15) и проводилась в Мордовском государственном университете. Модернизация установки роста кристаллов и разработка соответствующих методов были выполнены за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров (Соглашение № 02.A03.21.0002). Также выражаем благодарность Б.Н. Казакову за помощь в анализе результатов спектроскопических исследований.

## Литература

1. Gorieva V.G., Lyapin A.A., Korableva S.L. et al. // Journal of Alloys and Compounds. 2017. V. 720. P. 1–7.
2. Sugiyama N., Fujita S., Hara Y., Tanaka H., Kannari F. // Optics Letters. 2019. V. 44. P. 3372.
3. Okamoto H., Kasuga K., Kubota Y. // Optics Letters. 2011. V. 36. P. 1470.

4. Nizamutdinov A. S., Morozov O. S., Korableva S. L. et al. // Journal of Applied Spectroscopy. 2019. V. 86. P. 220–225.
5. Olivier M., Doualan J.-L., Camy P. et al. // Optics Express. 2012. V. 20. P. 25064.
6. Ostroumov V., Seelert W. // Proc. of SPIE. 2007. V. 6451. P. 645104.
7. Niu N., Pu S., Chen Q. et al. // Applied Optics. 2018. V. 57. P. 9798-9802.
8. Huber G., Richter A., Heumann E. et al. // Proc. of SPIE. 2007. V. 6451. P. 645102.
9. Dong Y., Li S.T., X.H. Zhang // Laser Phys. Lett. 2012. V. 9. P. 116–119.
10. Gianfaldoni S., Tchernev G., Wollina U. et al. // Open Access Macedonian Journal of Medical Sciences. 2017. V. 5. P. 526–530.
11. Pauker V.I., Thoma B.R., Grass G. et al. // Journal of Clinical Microbiology. 2018. V. 56. P. e01900-17.
12. Briggs T., Blunn G., Hislop S. et al. // Lasers in Medical Science. 2018. V. 33. P. 523–532.
13. Pudovkin M., Zelenikhin P., Shtyрева V. et al. // Journal of Nanotechnology. 2018. V. 2018. P. 8516498.
14. Bishop B., Geffen Y., Plaut A. et al. // Clinical Microbiology and Infection. 2018. V. 24. P. 171–174.
15. Richter A., Heuman E., Huber G., et al. // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 5172–5178.
16. Cornacchia F., Richter A., Heumann E. et al. // Optic Express. 2007. V. 15. P. 992–1002.
17. Ranieri I. M., Morato S. P., Courrol L. C. et al. // Journal of Crystal Growth. 2000. V. 209. P. 906-910.
18. Yokota Y., Yamaji A., Yanagida T. et al. // Journal of Crystal Growth. 2013. V. 362. P. 243–246.
19. Knowles D. S., Zhang Z., Gabbe D. et al. // Journal Of Quantum Electronics. 1988. V. 24. P. 1118–1123.
20. Sottile A., Zhang Z., Veronesi S. et al. // Optical Materials express. 2016. V. 6. P. 1964–1972.
21. Khiari S., Velazquez M., Moncorgé R. et al. // Journal of Alloys and Compounds. 2008. V. 451. P. 128–131.
22. Damiano E., Shu J., Sottile A., Tonelli M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 135107.
23. Lyapin A., Gorieva V., Korableva S., S. Artemov, P. Ryabochkina, V. Semashko // Laser Physics Letters. 2016. V. 13. P. 125801.

## **SPATIAL ANOMALIES IN SPECTRAL-KINETIC PROPERTIES OF Pr<sup>3+</sup> - DOPED LiY<sub>1-x</sub>Lu<sub>x</sub>F<sub>4</sub> MIXED CRYSTALS**

**V.G. Gorieva<sup>1,\*</sup>, A.A. Lyapin<sup>2</sup>, S.L. Korableva<sup>1</sup>, P.A. Ryabochkina<sup>2</sup>, V.V. Semashko<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Kazan Federal University  
420008, Kazan, Kremlevskaja, 18*

<sup>2</sup>*Institute of Physics and Chemistry, National Research Mordovia State University  
430005, Saransk, Bol'shevitskaya, 68*

\*e-mail: ekorre\_v@mail.ru

We present the spectral-kinetic including excited state absorption spatial-dependent features of Pr<sup>3+</sup> - doped LiY<sub>1-x</sub>Lu<sub>x</sub>F<sub>4</sub> mixed crystals grown by Bridgeman technique.

**Key words:** rare earth ions; solid state lasers; visible lasers; spectroscopy; excited-state absorption; fluoride crystals

# РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ СТАТИСТИКИ ФОТООТСЧЕТОВ ДЛЯ МАЛОФОТОННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

П.П. Гостев<sup>1\*</sup>, С.А. Магницкий<sup>1</sup>, А.С. Чиркин<sup>1</sup>, А.В. Демин<sup>2</sup>, А.А. Стифуткин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова;  
Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр (МЛЦ МГУ).  
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62.

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений,  
119361, г.Москва, ул.Озёрная, д.46

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ.  
115409, Москва, Каширское ш., д. 31

\*e-mail: fongostev@gmail.com

В работе предлагается численный алгоритм восстановления статистики фотонов для малофотонных импульсных лазерных источников. Алгоритм устойчив и дает контролируемый уровень средней ошибки статистики фотонов и фотоотсчетов. Показана корректная работа алгоритма на экспериментальных и модельных данных со средним уровнем ошибки 3.1% и 0.01% соответственно.

**Ключевые слова:** малофотонные источники, статистика фотоотсчетов, статистика фотонов, обратная задача, задача оптимизации.

Задача характеристики импульсных малофотонных лазерных источников сейчас актуальна для многих областей квантовых технологий: квантовой криптографии [1], производства нанолазеров [2], квантовых каскадных лазеров [3]. Подобные устройства необходимы как для фундаментальной науки, так и для развития технологии, а значит должны быть строго охарактеризованы. В этой работе мы обращаем внимание на технику измерения энергетических характеристик малофотонных импульсных лазерных источников через статистику фотоотсчетов, и предлагаем алгоритм, позволяющий достаточно точно оценить энергетический спектр – статистику фотонов исследуемого источника.

Как известно, статистика числа фотонов в импульсах идеального импульсного лазера подчиняется статистике Пуассона [4]:

$$P_{sig}^{(ph)}(n) = e^{-\langle n \rangle} \langle n \rangle^n / n! \quad (1)$$

Здесь  $n$  – количество фотонов в отдельном импульсе,  $\langle n \rangle$  – среднее число фотонов в импульсе. За счет внутренних шумов, нестабильности параметров и спонтанной люминисценции активной среды статистика может искажаться. Удобно принять модель независимого аддитивного шума, при которой распределение  $P_{\Sigma}^{(ph)}(n)$  описывается сверткой парциальных распределений сигнала  $P_{sig}^{(ph)}(n)$  и шума  $P_{nse}^{(ph)}(n)$ :

$$P_{\Sigma}^{(ph)}[\langle n_{\Sigma} \rangle] = P_{sig}^{(ph)}[\langle n_{sig} \rangle] * P_{nse}^{(ph)}[\langle n_{\Sigma} \rangle - \langle n_{sig} \rangle] \quad (2)$$

Мы считаем, что 1)  $\langle n_{sig} \rangle > \langle n_{\Sigma} \rangle - \langle n_{sig} \rangle = \langle n_{nse} \rangle$ , то есть лазер обладает определенной стабильностью, 2) шум является непурассоновским и 3) так как шум обладает тепловой статистикой, второй нормированный момент интенсивности  $g_0^{(2)}(P_{\Sigma}^{(ph)}) > 1$  [5] (можно показать, что при увеличении  $\langle n_{nse} \rangle$   $g_0^{(2)}$  растет, все дальше отходя от 1).

По сравнению с существующими техниками характеристики энергетического спектра лазерных источников, анализ статистики фотоотсчетов позволяет получить гораздо больше информации о поле. Например в сравнении с методикой оценки источника через параметр Грангьера [6] (то есть  $g_0^{(2)}$ ), принятой в стандарте ETSI по квантовой криптографии [1], метод статистики фотоотсчетов снимает неопределенность, существующую принципиально при

измерении  $g_0^{(2)}$  за счет неоднозначности этой характеристики: известно, что первых двух моментов недостаточно, чтобы охарактеризовать распределение полностью и однозначно, за исключением распределений Гаусса и Пуассона. При конечной квантовой эффективности детектирования  $\eta < 1$  статистика фотонов в общем случае отличается от статистики фотоотсчетов, однако связана с ней через биномиальное распределение [7]:

$$P^{(e)}(m) = \sum_{n=m}^{\infty} C_n^m \eta^m (1-\eta)^{n-m} P^{(ph)}(n) \quad (3)$$

Формулу (3) можно преобразовать к матричному виду:

$$P^{(e)}(m) = T_{mn} P^{(ph)}(n), \text{ здесь } T_{mn} = C_n^m \eta^m (1-\eta)^{n-m} \quad (4)$$

Так как в общем случае характеристики распределений  $P^{(e)}(m)$  и  $P^{(ph)}(n)$  различны, то при попытке анализа полученной статистики фотоотсчетов естественным образом возникает обратная задача.. Эта задача, то есть поиск  $P^{(ph)}(m)$  по известному  $P^{(e)}(n)$ , сводится к аналогичному (4) матричному виду:

$$P^{(ph)}(m) = T_{mn}^{-1} P^{(e)}(n) \quad (5)$$

Эта задача не является хорошо обусловленной [5], что делает невозможным её решение аналитическими методами в общем случае. Однако решение может быть получено итеративно как функция  $p^{ph}$ , минимизирующая функционал невязки:

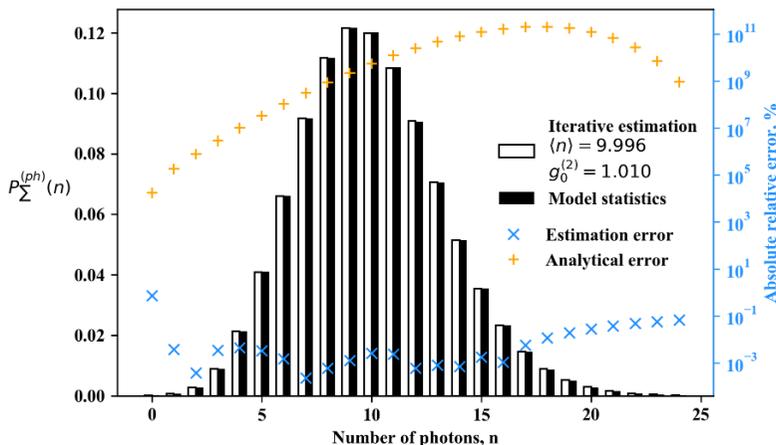
$$S(p^{ph}) = \|T_{mn} p^{ph} - P^{(e)}\|^2 \quad (6)$$

Здесь  $P^{(e)}$  – известная статистика фотоотсчетов. Ограничения на область поиска оптимальной оценки  $p^{ph}$  накладываются из следующих соображений:

1.  $\langle n_{\Sigma} \rangle = \langle m_{\Sigma} \rangle / \eta$ . Это следует из связи факториальных моментов распределений [8]
2.  $g_0^{(2)}(P^{(e)}) = g_0^{(2)}(P^{(ph)})$ . Также следует из [8].
3. Т.к.  $g_0^{(2)}(P_{\Sigma}^{(ph)}) \geq 1$  и существует некоторая нижняя граница среднего шума  $\langle n_{nse} \rangle$ , ниже которой не существует оптимального решения, то при поиске оптимального решения можно ограничить пространство решений:

$p^{ph} \in \left[ \min \left( P_{sig}^{(ph)}[\langle n_{\Sigma} \rangle], P_{sig}^{(ph)}[\langle n_{sig} \rangle] * P_{nse}^{(ph)}[\langle n_{nse} \rangle] \right), \max \left( P_{sig}^{(ph)}[\langle n_{\Sigma} \rangle], P_{sig}^{(ph)}[\langle n_{sig} \rangle] * P_{nse}^{(ph)}[\langle n_{nse} \rangle] \right) \right]$

Такие ограничения позволяют найти приемлемое с физической точки зрения решение, а подобрав правильное значение  $\langle n_{nse} \rangle$  -- получить хорошее приближение для статистики фотонов.



**Рис. 1.** Результат работы алгоритма на модельных данных. Показано исходное и восстановленное алгоритмом распределения  $P_{\Sigma}^{(ph)}$  и ошибки восстановления по предлагаемому алгоритму (Estimation error) и по формуле (5) (Analytical error).

Алгоритм реализован на языке Python3 с использованием оптимизационного фреймворка ruomo и нелинейного оптимизатора ipopt [9] с решателем HSL MA97 [10]. Исходя из характера шума, возникающего в рассматриваемых источниках,  $P_{nse}^{(ph)}$  аппроксимируется распределением Бозе-Эйнштейна [5].

Для проверки корректности алгоритма была использована модельная статистика фотонов – свертка пуассоновского ( $\langle n \rangle = 9$ ) и теплового ( $\langle n \rangle = 1$ ) распределений. Для моделирования экспериментальной ситуации из неё была рассчитана статистика фотоотсчетов по формуле (3), и все значения  $P^{(e)}(m \geq 15)$  были обнулены, и в распределение был добавлен шум амплитудой  $5 \times 10^{-5}$ . Это соответствует описанной ниже экспериментальной ситуации, когда за время измерения электрические импульсы с SiPM, соответствующие большому числу фотоотсчетов, не регистрируются. Результат приведен на рис. 1. Видно, что в отличие от аналитической формулы, алгоритм дает корректные значения с высокой точностью. Средняя относительная ошибка для численно восстановленного распределения составляет  $10^{-2}$  %, для аналитически полученного решения порядка  $5 \times 10^{10}$  %.

В эксперименте была измерена статистика фотоотсчетов смеси излучения импульсного лазера с тепловым излучением ксеноновой лампы. В качестве импульсного когерентного источника использовался полупроводниковый лазер InTech PLS-405/660, работающий на длине волны 405 нм и генерирующий последовательность импульсов с частотой 2.5 МГц и длительностью 40 пс. Для искажения статистики использовалась ксеноновая лампа Ocean Optics HPX-2000, излучение которой проходило через монохроматор с шириной спектра пропускания 13.4 нм с центром на длине волны 405 нм. Статистика фотонов измерялась с помощью многопиксельного счетчика фотонов (MPPC) Hamamatsu S13360-1350PE с рабочим напряжением  $V_{br} + 3 = 57.87V$  и подключенным усилителем с коэффициентом усиления 30. Данные собирались осциллографом LeCroy WaveRunner 620Zi с полосой 2 ГГц и частотой дискретизации 20 Гс/с. Для построения статистики фотоотсчетов измерялась амплитудная гистограмма 100000 лазерных импульсов. По статистике фотоотсчетов лазера была рассчитана вероятность оптической связи ячеек SiPM (процедура описана, например, в [11]), которая оказалась равной 2.02%, что близко к паспортной характеристике прибора (3%).

Восстановленная статистика фотонов зашумленного лазерного излучения представлена на рис. 2. Ошибка оценивалась по разнице между известной статистикой  $P^{(e)}(m)$  и распределением, полученным по формуле (3) из найденной алгоритмом оптимальной статистики фотонов. Средняя ошибка порядка 3.1%; большая относительная ошибка при  $m > 8$  обусловлена малостью  $P^{(e)}(m)$ : абсолютная ошибка в этих точках не превышает  $10^{-4}$ . Дальнейшее увеличение точности не представляет собой непреодолимой проблемы.

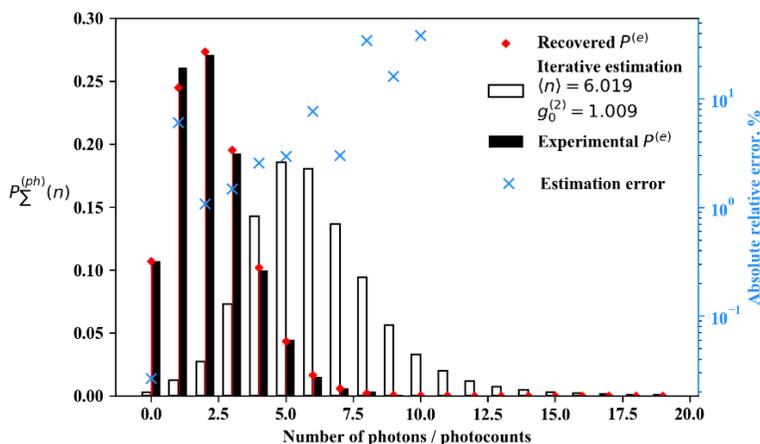


Рис. 2. Статистики фотоотсчетов и фотонов импульсного лазера, зашумленного тепловым излучением ксеноновой лампы

Предлагаемый метод восстановления статистики фотонов по известной статистике фотоотсчетов для малофотонных импульсных лазерных источников может быть полезен при дальнейшем расширении методов характеристики таких источников для квантовых применений. Например, из статистики фотонов можно восстановить статистику избыточных шумов лазера, которая может дать информацию о процессах, их вызывающих. Также методика может быть модифицирована для работы с источниками неклассических состояний.

### Литература

1. Chunnillal C. J. Standard: ETSI - GS QKD 011. "Quantum Key Distribution (QKD); Component characterization: characterizing optical components for QKD systems" (European Telecommunications Standards Institute). 2016.
2. Wei E. Fabrication and Characterization of Quantum-Well and Quantum-Dot Metal Cavity Surface-Emitting Nanolasers. Senior Thesis in Electrical Engineering. University of Illinois at Urbana-Champaign. 2013.
3. Korti M. et al. Quantum-Dash semiconductor laser characterization using continuous tuning optical swept source // *Adv. Solid State Lasers*. Opt. Soc. of America, 2018. C. AM6A. 23.
4. Bondurant R. S. et al. Photon-counting statistics of pulsed light sources // *Optics letters*. 1982. V. 7. №. 11. C. 529-531.
5. Klyshko D. N., Chekhova M., Kulik S. Physical foundations of quantum electronics. World Scientific, 2011.
6. Grangier P., Roger G., Aspect A. Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interferences // *EPL*. 1986. V. 1. №. 4. C. 173.
7. Scully M. O., Willis E., LAMB J. R. Quantum theory of an optical maser. III. Theory of photoelectron counting statistics // *Physical Review*. 1969. V. 179. №. 2. C. 368.
8. Kaminishi K. et al. Investigation of photon statistics and correlations of a dye laser // *Phys. Rev. A*. 1981. V. 24. №. 1. C. 370.
9. Curtis F. E. et al. A note on the implementation of an interior-point algorithm for nonlinear optimization with inexact step computations // *Math. Prog.*. 2012. V. 136. №. 1. C. 209-227.
10. Hogg J. D., Scott J. A. HSL\_MA97: a bit-compatible multifrontal code for sparse symmetric systems. Science and Technology Facilities Council. 2011.
11. Kalashnikov D., Krivitsky L. Measurement of photon correlations with multipixel photon counters // *JOSA B*. 2014. V. 31. №. 10. C. B25-B33.

## SOLUTION OF PHOTOCOUNTING STATISTICS INVERSE PROBLEM FOR FEW-PHOTON PULSED LASER SOURCES

P.P. Gostev<sup>1,\*</sup>, S.A. Magnitskiy<sup>1</sup>, A.S. Chirkin<sup>1</sup>, A.V. Demin, A.A. Stifutkin<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Department of Physics and International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russia*

<sup>2</sup>*The All-Russian Research Institute for Optical and Physical Measurements Ozyornaya Ulitsa, 46, Moscow, 119361, Russia*

<sup>3</sup>*National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409 Russia*  
\*e-mail: fongostev@gmail.com

We present a numerical procedure for recovering of photon statistics of few-photon pulsed laser sources. It provides controlled level of mean error for both of photon and photocounting statistics. It's shown that procedure is correct for experimental and model data with average error level of 3.1% and 0.01% respectively.

**Key words:** low-photon laser source, photon statistics, photocounting statistics, inverse problem, optimization problem

# ПЛАЗМОННЫЙ ВОЛНОВОД ОТКРЫТОГО ТИПА

А.С. Калмыков<sup>1,2\*</sup>, П.Н. Мелентьев<sup>1,2</sup>, А.А. Кузин<sup>1,3</sup>, Д.В. Негров<sup>3</sup>, В.В. Климов<sup>4,5</sup>,  
**В.И. Балыкин<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии Российской академии наук  
108840, Москва, Троицк, Физическая, 5*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
101000, Москва, Мясницкая, 20*

<sup>3</sup>*Московский физико-технический институт  
141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский переулок, д.9.*

<sup>4</sup>*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ  
115409, Москва, Каширское ш., 31*

<sup>5</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Ленинский проспект, 53*

\*e-mail: kalmykov\_100@mail.ru

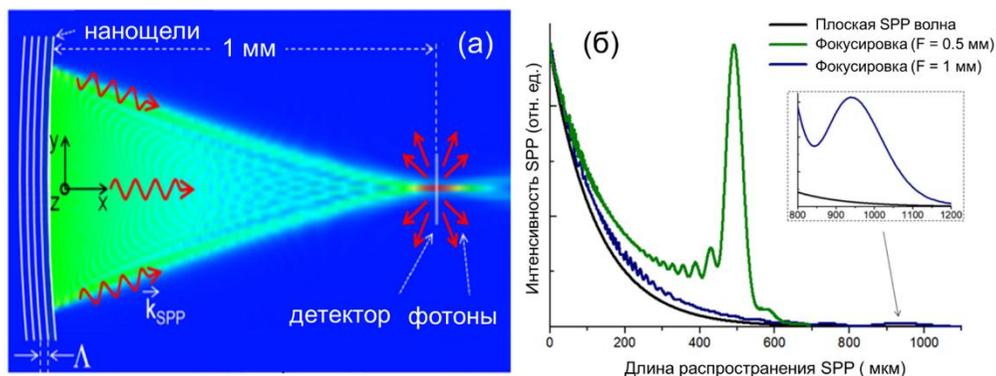
Потери в металле значительно сокращают длину распространения поверхностных плазмон-поляритонов на поверхности металлических пленок, что в свою очередь ограничивает различные применения плазмонной оптики. В настоящей работе мы демонстрируем плазмонный волновод нового типа - открытый плазмонный волновод, имеющий эффективную длину распространения плазмонной волны равную 1 мм (при длине волны 780 нм), что почти на порядок больше характерной длины распространения плазмонной волны на поверхности плёнки серебра. Проведенные измерения показали рекордно высокую ширину полосы амплитудной модуляции в таком волноводе равную 3.5 ТГц и ограниченную дисперсией групповой скорости плазмонных волн в волноводе. Полученные результаты открывают новые возможности для использования плазмонных волн в различных областях плазмоники и фотоники.

**Ключевые слова:** плазмоника, NIR-плазмоника, серебряные нанопленки, фокусировка SPP, плазмонные волноводы, высокоскоростные межсоединения

Интеграция оптических схем в существующие электронные устройства является актуальной задачей, решающей проблему повышения производительности вычислительных устройств. Плазмоника подходит для этого как нельзя лучше, благодаря более высокой локализации электромагнитного поля. Однако, высокие потери поверхностных плазмонных волн в металле ограничивают спектр возможных применений плазмоники [1]. Было показано [2], что максимально большое значение длины распространения плазмонной волны (SPP) ограничено джоулевыми потерями в металле и реализуется только при использовании монокристаллических серебряных пленок (теоретически ограниченный предел) и равен 200 мкм при возбуждении плазмонной волны излучением длиной волны 780 нм. Малые длины распространения плазмонной волны накладывают ограничения на использование плазмонных структур в различных приложениях фотоники, полупроводниковой схемотехники, сенсорики. Если переходить от свободно распространяющихся плазмонных волн к плазмонным волнам распространяющимся в плазмонных волноводах, то из-за сильной поперечной локализации плазмонной волны потери возрастают ещё сильнее, при этом эффективная длина распространения значительно уменьшается [3]. Таким образом разработка плазмонных волноводов, реализующих большие длины распространения плазмонных волн, является ключевой для развития плазмоники и её многочисленных приложений.

В данной работе предлагается волновод нового типа – открытый плазмонный волновод. По аналогии с открытым резонатором для лазера предложенным Прохоровым [4], Шавловым и Таунсом [5], независимо друг от друга, такой резонатор имеет значительно меньшие потери связанные с отсутствием поперечной локализации волноводных мод, по сравнению с закрытым резонатором, что приводит к значительному увеличению добротности этих мод.

В предлагаемой схеме открытого плазмонного волновода возбуждаются плазмонные волны сходящейся геометрии, при этом отсутствуют элементы ограничивающие возбуждаемые плазмонные волны в поперечном направлении. Открытый плазмонный волновод образован периодически расположенными плазмонными нанощелями с определенной кривизной, которые также служат для возбуждения плазмонных волн сходящейся геометрии [6]. В предлагаемой схеме плазмонная волна фокусируется в ходе распространения на расстоянии определяемом радиусом кривизны щелей. Подобная схема помогает убрать один из каналов потерь для плазмонных волн связанный с поперечной локализацией. Это, в свою очередь, позволяет значительно (почти на порядок!) повысить эффективную длину распространения.



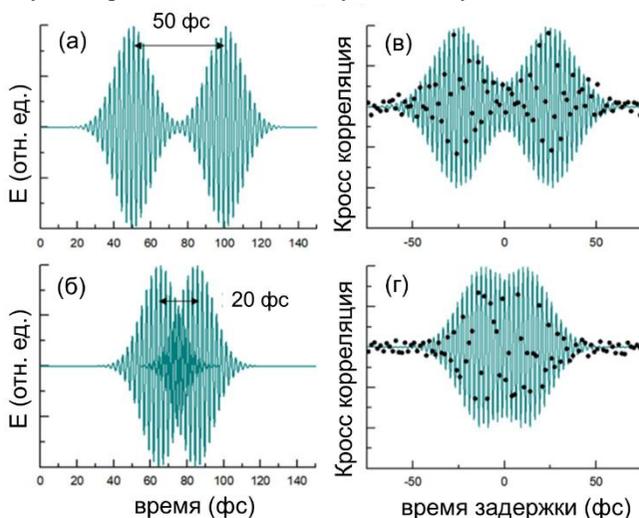
**Рис. 1.** (а) Схема плазмонного волновода открытого типа (масштаб по оси  $x$  и  $y$  отличается), цветом показано распределение интенсивности SPP, (б) Срез по оси  $x$  рисунка (а) для разных радиусов возбуждающих щелей и в случае плоской SPP волны. Рисунок взят из работы [8] с разрешения правообладателя, American Chemical Society (2019).

На рисунке 1(а) представлена схема плазмонного волновода открытого типа и расчет распределения интенсивности SPP, радиус щелей составляет 1 мм, размер нанощели составляет  $47 \mu\text{m} \times 120 \text{nm}$ . Щели изготовлены методом ионно-лучевой литографии в пленке поликристаллического серебра толщиной 100 нм. На рисунке 1(б) представлен срез рисунка 1(а) по оси  $x$ , важно отметить, что область максимальной интенсивности SPP находится ближе геометрического фокуса щели, это происходит из-за потерь плазмонной волны. Подобная фокусировка позволяет повысить в 25 раз интенсивность плазмонной волны на расстоянии 1 мм, по сравнению с интенсивностью плоской плазмонной волны.

По аналогии с фотонной оптикой ширина полосы амплитудной модуляции такого плазмонного волновода ограничена дисперсией групповой скорости спектральных компонент плазмонной волны. Дисперсия групповой скорости приводит к удлинению импульса по мере распространения [7] и по нашим оценкам удлинение лазерного импульса с центральной длиной волны 780 нм на расстоянии 1 мм составляет 15 фс.

Измерения ширины полосы амплитудной модуляции проводились с использованием кросскорреляционной техники, для это был создан сдвоенный интерферометр Майкельсона. Интерферометр позволил разделить лазерный импульс на три, задержка между этими импульсами определялась длиной плеч интерферометра. Два импульса имели фиксированную задержку, задержка третьего импульса менялась в ходе эксперимента и позволяла сканировать его во времени, для наблюдения интерференции с первым или вторым импульсом. Для измерения были выбраны две фиксированные задержки между первым и вторым импульсом равные 50 и 20 фс. На рисунке 2 представлены измерения и расчет кросскорреляционной функции первого порядка, видно, что при задержке между первым и вторым импульсом 50 фс присутствуют два хорошо различимых максимума и задержка между ними 50 фс, при задержке 20 фс импульсы сливаются и становятся не различимы. Таким образом можно утверждать, что

созданная линия передачи информации пропускает пару импульсов с задержкой между ними 50 фс, что соответствует ширине полосы амплитудной модуляции 3.5 ТГц.



**Рис. 2.** Результаты измерения и расчета кросс корреляционной функции первого порядка. SPP импульсы в рассматриваемом волноводе возбуждаются лазерными импульсами длиной 16 фс. Задержка между импульсом  $E_1(t)$  и  $E_2(t)$  составляет 50 фс (а,в) и 20 фс (б,г). Третий импульс имеет изменяемую задержку  $E_3(t-\tau)$ . (а,б) Временная зависимость поля лазерных импульсов  $E_1(t)$  и  $E_2(t)$  при разных задержках; (в,г) Измеренная (черные точки) и рассчитанная (линии) кросс корреляционная функция первого порядка для SPP импульсов возбужденных лазерными импульсами  $E_1(t)$ ,  $E_2(t)$  и  $E_3(t-\tau)$ . Рисунок взят из работы [8] с разрешения правообладателя, American Chemical Society (2019).

В данной работе продемонстрирован новый тип плазмонного волновода - плазмонный волновод открытого типа. Измеренная длина распространения плазмонной волны в таком волноводе составила значение в 8 раз больше, чем длина распространения плоской плазмонной волны по поверхности серебряной пленки. Кроме этого, впервые измерена ширина полосы амплитудной модуляции для плазмонного волновода, она составила значение 3,5 ТГц. Измеренные характеристики плазмонного волновода открытого типа открывают новые перспективы для приложений плазмоники.

Данная работа поддержана проектом (№19-04-033) в рамках Программы «Научный фонд Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ)» в 2019– 2020 гг. и в рамках государственной поддержки ведущих университетов Российской Федерации "5-100".

### Литература

1. Khurgin J. B., Sun G. In search of the elusive lossless metal //Applied Physics Letters. – 2010. – Т. 96. – №. 18. – С. 181102.
2. Baburin, A. S., Kalmykov, A. S., Kirtaev, R. V., Negrov, D. V., Moskalev, D. O., Ryzhikov, I. A., Melentiev, P. N., Rodionov, I. A., Balykin, V. I. Toward a theoretically limited SPP propagation length above two hundred microns on an ultra-smooth silver surface //Optical Materials Express. – 2018. – Т. 8. – №. 11. – С. 3254-3261.
3. Verini P. Figures of merit for surface plasmon waveguides //Optics Express. – 2006. – Т. 14. – №. 26. – С. 13030-13042.
4. Prokhorov A. M. Molecular amplifier and generator for submillimeter waves //Начало лазерной эры в СССР. – 1958. – С. 36.

5. Townes C. H., Schawlow A. L. Infrared and optical Masers //Phys. Rev. – 1958. – T. 112. – №. 6. – C. 1940-1949.
6. Melentiev P. N., Kuzin A. A., Balykin V. I. Control of SPP propagation and focusing through scattering from nanostructures //Quantum Electronics. – 2017. – T. 47. – №. 3. – C. 266.
7. Lemke C. , Schneider, C.; Leiner, T.; Bayer, D.; Radke, J.; Fischer, A.; Melchior, P.; Evlyukhin, A.; Chichkov, B.; Reinhardt, C.; Bauer, M.; Aeschlimann, M. Spatiotemporal characterization of SPP pulse propagation in two-dimensional plasmonic focusing devices //Nano letters. – 2013. – T. 13. – №. 3. – C. 1053-1058.
8. Melentiev, P. N., Kalmykov, A., Kuzin, A., Negrov, D., Klimov, V., Balykin, V. I. . Open-type SPP waveguide with ultra-high-bandwidth up to 3.5 THz // ACS Photonics. – 2019. - T. 6. – №. 6. – C. 1425-1433

## OPEN-TYPE PLASMON WAVEGUIDE

**A.S. Kalmykov<sup>1,2,\*</sup>, P.N. Melentiev<sup>1,2</sup>, A.A. Kuzin<sup>1,3</sup>, D.V. Negrov<sup>3</sup>, V.V. Klimov<sup>4,5</sup>,  
V.I. Balykin<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup>*National Research University, Higher School of Economics  
Moscow 101000, Russia*

<sup>3</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology  
Moscow reg., Dolgoprudny, 141700, Russia*

<sup>4</sup>*National Research Nuclear University MEPhI  
Kashirskoe shosse, 31, Moscow 115409, Russia*

<sup>5</sup>*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences  
Leninskiy Prospekt, 53, Moscow 119991, Russia*

\*e-mail: kalmykov\_100@mail.ru

Losses in the metal significantly reduce the propagation length of surface plasmon polaritons on the surface of metal films and limits the use of plasmon optics applications. In this paper, we demonstrate the new type of plasmon waveguide - an open type plasmon waveguide, having an effective plasmon wave propagation length up to 1 mm at a wavelength of 780 nm. This result is achieved by focusing of plasmonic waves. Also in the work, the amplitude modulation bandwidth of such a waveguide was measured and it equals 3.5 THz. The obtained results open up new possibilities for using focused plasmon waves in various fields of plasmonics and photonics.

**Key words:** plasmonics, NIR plasmonics, silver nanofilms, SPP focusing, highspeed interconnects

# ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ МИКРОРЕЗОНАТОРА НА ЭФФЕКТ ЗАТЯГИВАНИЯ

Н.М. Кондратьев<sup>1,\*</sup>, А.С. Городницкий<sup>1,2</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Российский квантовый центр

121205, г. Москва, Территория ИЦ «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

\*e-mail: noxobar@mail.ru

В работе рассматривается эффект затягивания частоты лазера на нелинейный резонатор. Показано, что в системе возникает дополнительная отстройка, зависящая от мощности накачки. Данный эффект может способствовать генерации оптических гребёнок в режиме затягивания, что позволит повысить стабильность генерируемого сигнала

**Ключевые слова:** микрорезонатор, затягивание, керровская нелинейность, стабилизация лазера.

Оптические частотные гребёнки имеют большое значение для многих современных приложений в науке и технике. Еще больший интерес к этой области возник, когда было показано, что они существуют в микрорезонаторах с модами шепчущей галереи (МШГ) [1]. Одной из наиболее важных тем, связанных с частотными гребёнками на основе микрорезонаторов, является диссипативный керровский солитон (ДКС) [2], представляющий собой когерентную частотную гребёнку с гладким спектральным профилем. ДКС может существовать только в том случае, если накачка отстроена в красную область от резонанса МШГ для компенсации керровского сдвига частоты. Обычно это может быть достигнуто путем перестройки частоты лазера накачки с синего на красный склон резонансной кривой.

Предыдущие работы [2] показывают, что генерация солитонов происходит в определенном диапазоне частот накачки. Если перейти к отстройкам частоты генерации от собственной частоты микрорезонатора, нормированным на полуширину линии микрорезонатора  $\kappa/2$ ,  $\zeta = 2(\omega - \omega_\mu)/\kappa$ , то солитоны могут существовать в диапазоне  $\zeta \in \left[-\frac{\pi^2 f^2}{8}; -\sqrt{3}\right]$ , причем верхняя граница является критерием бистабильности, что необходимо для существования солитонов, а нижняя определяет границу области существования при заданной нормированной амплитуде накачки  $f$ .

Проблема заключается в падении температуры, которое возникает в резонаторе, когда лазер накачки переходит из синей области расстроек (высокая внутрирезонаторная мощность) в красную (более низкая внутрирезонаторная мощность). Это внезапное падение температуры приводит к синему смещению резонансной частоты и потере солитонного состояния. С другой стороны, когда настройка в состоянии солитона слишком быстрая, резонатор все еще холодный, и его последующий нагрев снова приведет к потере солитонного состояния. Эта проблема была первоначально решена путем настройки на солитонный режим подбором идеальной промежуточной скорости сканирования частоты, таким образом, чтобы резонатор достиг состояния солитона в тепловом равновесии, то есть не слишком горячим и не слишком холодным. Более простой и эффективный метод, предложенный в [3] и реализованный в [4], – это использование эффекта затягивания лазера накачки высокочастотным микрорезонатором. Этот эффект затягивания возникает из-за рассеяния Рэлея внутри микрорезонатора и последующей обратной волны, которая возвращается к лазеру, обеспечивая резонансную обратную связь (см. Рис. 1). В [3] было показано, что частота затянутого лазера будет следовать за частотой резонатора, тем самым компенсируя отстройку, вызванную тепловыми эффектами.

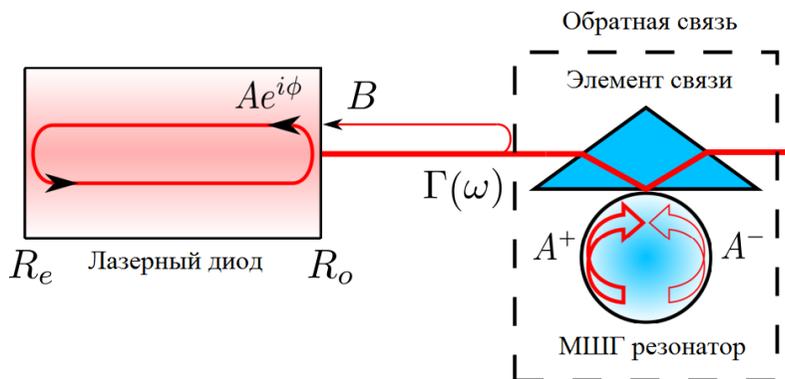


Рис. 1. Схема затягивания лазера высокочастотным микрорезонатором.

Однако, исходя из этой модели, можно показать, что отстройки, обеспечиваемые в режиме затягивания, слишком малы, чтобы обеспечить генерацию солитонов, что противоречит экспериментальным наблюдениям, описанным в [4]. Максимальное абсолютное значение отстройки оказывается  $< 2.4$  для малых коэффициентов связи прямой и обратной волн  $\beta$ . Дополнительные исследования для больших значений  $\beta$  показали, что абсолютное значение отстройки ограничено величиной  $\beta + (\beta^2 + 1)^2/2$  (то есть  $< 4.5$  для разумных значений  $\beta$ ). Чтобы решить эту проблему, отметим, что генерация гребенки предполагает наличие нелинейности в микрорезонаторе и необходимо модифицировать разработанную ранее теорию затягивания с учетом нелинейности микрорезонатора.

Рассмотрим уравнения для прямой и обратной волны в микрорезонаторе МШГ, аналогичные [3] с нелинейным членом из [2] в стационарном режиме с произвольной накачкой:

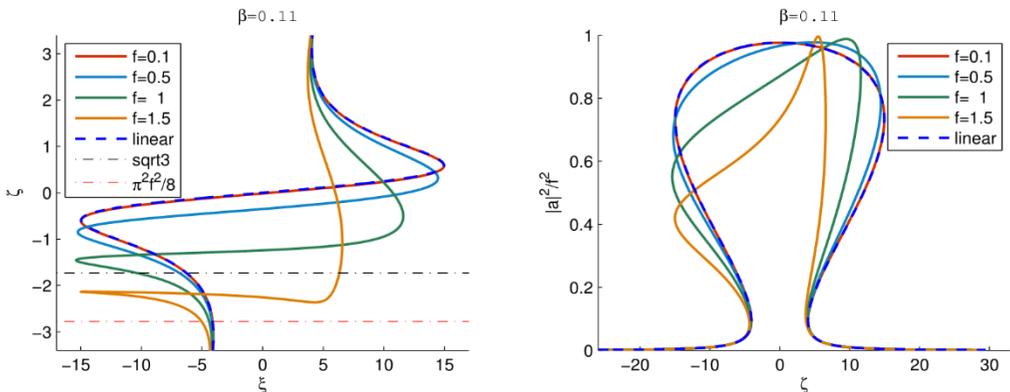
$$\begin{aligned} f &= (-1 + i\zeta)a^+ + i\beta a^- + ia^+(|a^+|^2 + 2\alpha_x|a^-|^2) \\ 0 &= (-1 + i\zeta)a^- + i\beta a^+ + ia^-(|a^-|^2 + 2\alpha_x|a^+|^2) \end{aligned}$$

Здесь мы ввели коэффициент  $\alpha_x$ , который получается из интегралов перекрытия мод и близок к 1 для мод с одинаковой поляризацией и близок к 1/3 для разных поляризаций. Можно показать, что при учете тепловых эффектов и перенормировке амплитуды мы можем получить ту же форму уравнения с  $\alpha_x \rightarrow \frac{2\alpha_x + \alpha_\theta}{2 + 2\alpha_\theta}$ , где  $\alpha_\theta$  - это комбинация тепловых времён релаксации и постоянных системы. Мы показали, влияние нелинейности микрорезонатора можно описать заменой отстройки  $\zeta$  и коэффициента связи  $\beta$  на функции, зависящие от мощности накачки. При этом введение нелинейной отстройки и нелинейной связи, так что  $\zeta \rightarrow \bar{\zeta} = \zeta + \delta\zeta_{nl}$ ,  $\beta^2 \rightarrow \bar{\beta}^2 = \beta^2 + \delta\beta_{nl}^2$ , сохраняет те же уравнения для описания эффекта затягивания в нелинейном микрорезонаторе, что и в [3], и все выводы для этих новых переменных  $\bar{\zeta}$  и  $\bar{\beta}^2$  сохраняются. В итоге для эффективной отстройки генерации получим нелинейную поправку в виде

$$\zeta = \bar{\zeta} - \frac{2\alpha_x - 1}{2} |f|^2 \frac{1 + \bar{\zeta} + 2\zeta\delta\beta_{nl} + \bar{\beta}^2}{(1 + \bar{\beta}^2 - \bar{\zeta}^2)^2 + 4\bar{\zeta}^2}$$

Полученные уравнения были решены численно, чтобы получить представление о перестроенных кривых и резонансных кривых в нелинейном режиме (см. Рис. 2) для исходных отстроек. Было подтверждено, что нелинейность обеспечивает отстройку, необходимую для генерации солитонов (см. Рис. 2, слева).

Мы также сравнили численные оценки с экспериментальными данными. Интегральные микрорезонаторы из нитрида кремния с областью свободной дисперсии 150 ГГц и миллионной добротностью накачивались полупроводниковым лазерным диодом с мощностью 50 мВт на длине волны 1550 нм. Полученные кривые качественно совпали с рассчитанными теоретически.



**Рис. 2.** Перестроечные (слева) и резонансные (справа) кривые нелинейного затягивания при разных амплитудах накачки (непрерывные линии) вместе с кривой для линейного затягивания (штриховая линия). С перестроечными кривыми так же нанесены границы области генерации солитонов (штрих-пунктир).

Таким образом, мы разработали оригинальную модель, описывающую процесс генерации гребенки частоты в режиме затягивания, и провели численное моделирование этого процесса. Мы подтвердили наши прогнозы и показали, что нелинейный сдвиг частоты помогает достичь желаемой отстройки частоты накачки от резонанса и сгенерировать солитонную гребенку в полосе затягивания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 19-72-00173)

### Литература

1. Del'Haye, P., Schliesser A., Arcizet O. et al. // Nature. 2007. V. 450. P. 1214.
2. Herr T., Brasch V., Jost J. D. et al. // Nat. Photon. 2014. V. 414. P. 145.
3. Kondratiev N. M., Lobanov V. E., Cherenkov A. V. et al. // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 28167.
4. Pavlov N. G., Koptyaev S., Lihachev G. V. et al. // Nat. Photon. 2018. V. 12. P. 694.

## MODIFICATION OF THE SELF-INJECTION LOCKING EFFECT DUE TO THE MICRORESONATOR NONLINEARITY

N.M. Kondratiev<sup>1,\*</sup>, S.E. Agafonova<sup>1,2</sup>, A.S. Voloshin<sup>1</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Russian Quantum Center  
121205, Moscow, Skolkovo IC, Bolshoy Bulvar, 30, bld. 1  
<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology  
141700, Moscow reg., Dolgoprudny, Institutskiy per., 9  
\*e-mail: noxobar@mail.ru

The effect of self-injection locking of a laser to a nonlinear microresonator is considered. It is shown that an additional detuning arises in the system, depending on the pump power. This effect can contribute to the generation of optical combs in the pull mode, which will increase the stability of the generated signal.

**Key words:** microresonator, self-injection locking, Kerr nonlinearity, laser stabilization.

# ПОИСК ОПТИМАЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ КЛАСТЕРНОГО СОСТОЯНИЯ, ИСПОЛЪЗУЕМОГО ДЛЯ УНИВЕРСАЛЬНЫХ ОДНОНАПРАВЛЕННЫХ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

С.Б. Королев\*, Т.Ю. Голубева, Ю.М. Голубев

*Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9  
\*e-mail: Sergey.Koroleev@gmail.com*

В нашей работе производился поиск конфигураций графов квантовых кластерных состояний, которые пригодны для универсальных однонаправленных квантовых вычислений. Все найденные конфигурации были сравнены между собой с целью обнаружения тех из них, которые дают минимальную ошибку при вычислениях.

**Ключевые слова:** Квантовые вычисления, Однонаправленные вычисления, Кластерные состояния.

Одной из приоритетных задач нашего времени является создание квантового компьютера. Квантовый компьютер, благодаря заложенным в него принципам квантового параллелизма и методу сверхплотного кодирования, может решать задачи экспоненциального класса сложности (факторизация больших чисел, моделирование квантовых систем и т.д.) за приемлемые промежутки времени, что невозможно для классических компьютеров. В настоящее время существуют различные модели квантовых компьютеров. В данной работе нас будут интересовать однонаправленные квантовые компьютеры [1]. Вычисления на таких компьютерах основываются на проведении локальных измерений физической системы, находящейся в квантовом кластерном состоянии [1]. Каждый отдельный элемент такой системы связан с одним или несколькими другими элементами системы посредством квантовой перепутанности так, что все вместе они образуют сложную физическую структуру. Эту структуру можно описать с помощью графа, узлами которого являются сами элементы физической системы, а ребрами выступают квантовые перепутанности между ними. От конфигурации графа зависит тип преобразования, которое получается в результате вычислений. Чем больше узлов и связей в кластере, тем больше типов преобразований над входными состояниями можно получить. Однако, в реальных физических условиях, каждый узел будет вносить ошибку в результат вычислений, поэтому большое количество узлов может негативно сказаться на преобразованиях. В данной работе было найдено несколько конфигураций кластерных состояний, которые подходят для универсальных квантовых вычислений и дают наименьшую ошибку по сравнению с другими конфигурациями.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант 18-32-00255 мол\_а.

## Литература

1. Raussendorf R., Briegel H. // Phys. Rev. Lett., 2001, Т. 86, с. 5188-5191.

## SEARCH FOR THE OPTIMAL CONFIGURATION OF THE CLUSTER STATE FOR AN UNIVERSAL ONE-WAY QUANTUM COMPUTATION

S.B. Korolev\*, T.Yu. Golubeva, Yu.M. Golubev

*St. Petersburg State University  
199034, St. Petersburg, Universitetskaya nab. 7/9  
\*e-mail: Sergey.Koroleev@gmail.com*

In our work, we searched for configurations of graphs of quantum cluster states that are suitable for universal one-way quantum computation. All found configurations were compared with each other in order to detect those that give the minimum error in the computations.

**Key words:** Quantum Computation, One-way computation, Cluster states.

# НАБЛЮДЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА НА ОПАЛОПОДОБНОМ ПЛАЗМОН-ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

А.В. Корюкин\*, А.А. Ахмадеев, М.Х. Салахов

*Казанский федеральный университет, Институт физики  
420008, Казань, улица Кремлевская 16а  
Академия наук Республики Татарстан, Институт прикладных исследований  
420111, Казань, улица Баумана 20*

\*e-mail: akoryukin@gmail.com, Artem.Koryukin@kpfu.ru.

Появление гибридных плазмон-фотонных кристаллов (ГПФК) расширило возможности фотонных кристаллов для управления светом на наномасштабах. Они обладают экстраординарным пропусканием и позволяют возбуждение новых типов плазмонов, названных таммовскими. Мы впервые экспериментально продемонстрировали влияние света на распределение поверхностного электростатического потенциала на ГПФК. Полученные результаты открывают новые возможности для применения МЗК на новых фотонных структурах.

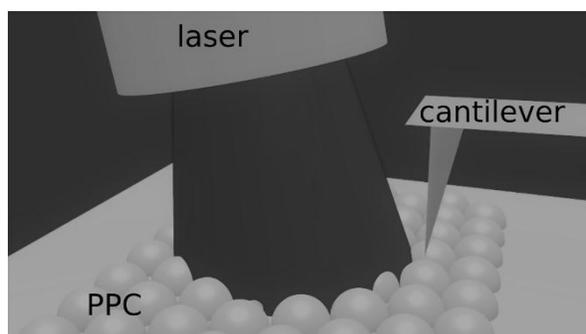
**Ключевые слова:** Фотонные кристаллы, плазмон-фотонные кристаллы, метод зонда Кельвина.

Гибридные плазмон-фотонные кристаллы (ГПФК) считаются одними из перспективных структур фотоники. Им могут найти применение в интегральных фотонных схемах [1-5], в усилении флуоресценции [6] и комбинационного рассеяния света [7]. ГПФК состоит из фотонного кристалла и металлического слоя. Фотонный кристалл (ФК) – это материал с расположенным периодически показателем преломления [8], характеризующийся наличием фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ). ГПФК имеют различные свойства, одно из них: возбуждение локализованного, поверхностного и таммовского плазмонов в зависимости от размерности ФК (одно-, двух-, трехмерный). Таммовские плазмоны имеют преимущества над другими плазмонными модами. Они возбуждаются напрямую и существуют в обеих поляризациях [9]. Мы будем рассматривать трехмерные ГПФК на основе опалоподобных ФК со слоем золота на поверхности. Метод их изготовления достаточно простой, к тому же они позволяют возбудить все три плазмонных моды [4, 10, 11]. Опалоподобные ГПФК исследовались с помощью спектрофотометрии, АСМ и СЭМ [1-5, 11-13]. Спектры, изображения и моделирование таких структур показали, что золото напыляется в виде шапочек или крышечек. На спектрах пропускания ГПФК не наблюдается характерный пик пропускания на длинах волн ФЗЗ ФК [5, 12, 13]. Вместо классических оптических таммовских состояний одномерных структур, в трехмерных проявляются нетрадиционные оптические состояния [5]. Такой пик пропускания появляется вследствие возбуждения ТПП, что было открыто и продемонстрировано в одномерных ГПФК [9, 14]. В то же время, такой пик присутствует на спектрах ЗМ ГПФК в статье [11], что может свидетельствовать о другой структуре нанесенного металла на поверхность. В качестве дополнительного метода изучения ГПФК и его свойств, нами было предложено использование метода зонда Кельвина (МЗК). Этот метод был использован для изучения плазмонов. [15]. МЗК показывает распределение электростатического потенциала на поверхности структуры, что может дать информацию о плазмонных свойствах ГПФК и структуре золотого слоя.

Образец опалоподобного ГПФК был изготовлен достаточно простым способом в три этапа. Этот метод имеет минимальные требования к ресурсам и оборудованию лаборатории. На первом этапе методом Штобера-Финка-Бона [16] синтезированы частицы диоксида кремния. Суспензия из частиц подготовлена с использованием перемешивающего устройства. Диаметр частиц диоксида кремния – 292 нм. На втором этапе получен опалоподобный ФК с помощью вертикального осаждения частиц под действием капиллярных сил [17]. Опалоподобные пленки

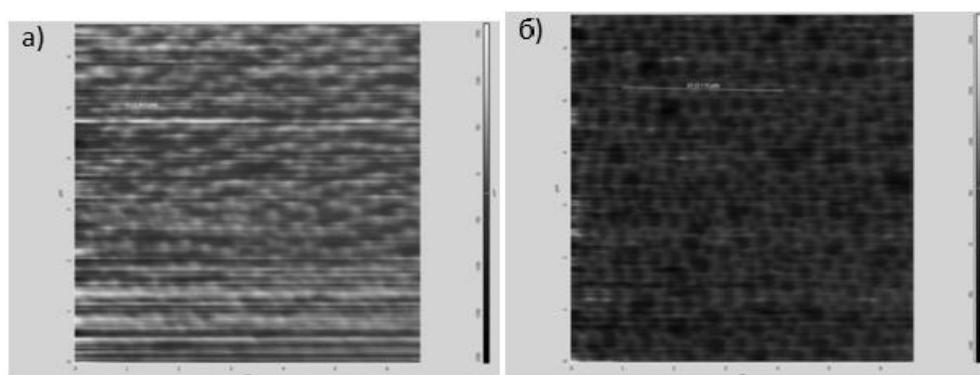
изготовлены при температуре 60° С. На третьем этапе слой золота толщиной 30 нм напылили на поверхность ФК с помощью вакуумного напылителя.

В данной работе использовался мультимодовый зондовый сканирующий микроскоп "Solver-P47 H" (НТ-МДТ). Схема измерения потенциала на поверхности показана на рисунке 1.



**Рис. 1.** Схема получения распределения потенциала на поверхности ГПФК.

Распределение потенциала поверхности ГПФК было получено с помощью двухпроходной методики при обычном освещении и с подсветкой лазером 632 нм. На рисунке 2 представлены изображения, полученные с помощью МЗК.



**Рис. 2.** Распределение потенциала на поверхности ГПФК а) без и б) с лазерной подсветки.

Распределение электростатического поверхностного потенциала изменялось в зависимости от освещения. При обычном свете потенциал был больше на вершине полуоболочек (Рис. 2а), а при подсветке лазером 632 нм, потенциал был больше на стыке полуоболочек (Рис. 2б). Так же заметно, что в целом, потенциал на стыках сфер соединен непрерывно, что может говорить о непрерывности слоя золота.

Изменение поверхностного электростатического потенциала на поверхности опалоподобных ГПФК при разной подсветке связано с зависимостью распределения электрического поля от поляризации падающего излучения. Это может говорить о возбуждении гибридной плазмонной моды в ГПФК. Структуры с такой модой могут быть использованы в интегральных фотонных схемах и сенсорах. Так же с помощью МЗК можно сделать вывод о том, каким образом было нанесено золото, в виде непрерывного слоя или в виде шапочек на сферах ФК.

## Литература

1. Ding B., Pemble M. E., Korovin A. V. et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 9. Art. no. 035119.
2. Ding B., Bardosova M., Pemble M. E. et al. // Adv. Func. Mater. 2011. V. 11. P. 4182.
3. Romanov S. G., Korovin A. V., Regensburger A. et al. // Adv. Mater. 2011. V. 19. P. 2515.
4. Romanova A. S., Korovin A. V., Romanov S. G. // Phys. Solid State. 2013. V. 8. P. 1725.
5. Korovin A. V., Romanov S. G. // Phys. Rev. B. 2016, V. 10. Art. no. 115440.
6. Chen G., Wang D., Hong W. et al. // Small 13. 2017. V. 10. Art. no. 1602612.
7. Tsvetkov M. Y., Khlebtsov B. N., Khanadeev V. A. et al. // Nanoscale Res. Lett. 2013. V. 9. Art. no. 250.
8. Joannopoulos J. D. Photonic crystals: molding the flow of light. PhD Thesis. Princeton: Princeton University, 2008. 168 p.
9. Kaliteevski M., Iorsh I., Brand S. et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 5. Art. no. 165415.
10. Frederich H., Fangfang W., Laverdant J. et al. // Opt. Express. V. 19. P. 24426.
11. Wang Z., Ye Y., Zhang Y. // Appl. Phys. A. 2009. V. 4. P. 225.
12. Lin T., Lin J., Guo J. et al. // Adv. Func. Mater. 2015. V. 6. P. 1470.
13. Robbiano V., Giordano M., Martella C. et al. // Adv. Optical Mater. 2013. V. 8.P. 1.
14. Sasin M. E., Seisyan R. P., Kaliteevski M. A. et al. // Superlattices Microstruct. 2010. V. 6. P. 44.
15. Cohen M., Shavit R., Zalevsky Z. // Sci. Rep. 2014. V. 8. P. 1.
16. Stober W., Fink A., Bohn E. // J. Colloid Interface Sci. 1968. V. 8. P.62.
17. Vlasov Y. A., Bo X.-Z., Sturm J. C. et al. // Nature. 2001. V. 261. P. 289.

## OBSERVING DISTRIBUTION OF THE SURFACE ELECTRIC POTENTIAL AT THE OPAL-LIKE PLASMONIC-PHOTONIC CRYSTALS

**A.V. Koryukin\*, A.A. Akhmadeev, M.Kh. Salakhov**

*Kazan Federal University, Institute of Physics  
Kremlevskaya Str., 18, Kazan, Russia, 420008  
Tatarstan Academy of Sciences, Institute of Applied Research  
Bauman Str., 20, Kazan, Russia, 420111  
\*e-mail: akoryukin@gmail.com, Artem.Koryukin@kpfu.ru.*

The photonic crystals improved by metal allow the control of light at the nanoscale. The plasmonic-photonic crystals (PPC) characterized by an extraordinary transmission and allow of excite the new type of optical states so-called optical Tamm states. Here, for the first time, we use Kelvin probe force microscopy (KPFM) under various optical illumination to image a distribution of the surface electrostatic potential at the PPC. Our results open the path for using KPFM for characterization properties of the PPC.

**Key words:** photonic crystals, plasmonic-photonic crystals, Kelvin Probe Force Microscopy.

# РОЛЬ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В LiF ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А.В. Кузнецов<sup>1,\*</sup>, В.П. Дресвянский<sup>1</sup>, О. Бухцоож<sup>2</sup>, С. Энхбат<sup>2</sup>, Е.Ф. Мартынович<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН  
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а*

<sup>2</sup>*Институт физики и технологий МАН  
Монголия, 210651, Улан-Батор, ул. Энхтайван, 54В*

\*e-mail: a.v.kuznetsov@bk.ru

Теоретически исследована возможность влияния тепловых эффектов на процессы образования центров окраски при лазерной фемтосекундной филаментации в кристалле LiF. Сформулированы условия, при которых влияние тепловых эффектов может быть заметным.

**Ключевые слова:** филаментация, центры окраски, LiF

Работа относится к области исследований процессов генерации дефектов в широкозонных кристаллических средах, с преимущественно экситонным механизмом дефектообразования, при их филаментации фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона, энергия квантов которого на порядок меньше энергии межзонных переходов.

Процессы дефектообразования рассматриваются в рамках интерстициал-вакансионной модели, включающую высоконелинейную генерацию электронно-дырочных пар в области прохождения световых филаментов, рекомбинацию электронов и дырок с образованием анионных экситонов, распад экситонов на френкелевские дефекты, их перезарядку с последующей миграцией подвижных компонент нейтральных и ионизованных френкелевских дефектов, ассоциацию анионных вакансий с F центрами с образованием подвижных  $F_2^+$  центров, их преобразование в процессе прыжковой диффузии в стабильные агрегатные  $F_2$  и  $F_3^+$  центры.

Теоретический анализ диффузии тепла, образующегося в области филаментации, с использованием уравнения теплопроводности показал, что в режиме единичной филаментации следует ожидать заметного влияния нагрева вещества на филаментацию и образование центров окраски при частотах повторения импульсов порядка  $10^6$  Гц и выше. В режиме множественной филаментации возможно существенное накопление тепла и при меньших частотах повторения импульсов.

Работа выполнена в рамках проектов СО РАН П.10.1.2 и РФФИ 17-52-44015 Монг\_а.

## THE ROLE OF HEAT EFFECTS IN THE PROCESS OF FORMATION OF COLOR CENTERS IN LiF DURING FILAMENTATION OF FEMTOSECOND LASER PULSES

A.V. Kuznetsov<sup>1,\*</sup>, V.P. Dresvyansky<sup>1</sup>, O. Bukhtsoozh<sup>2</sup>, S. Enkhbat<sup>2</sup>, E.F. Martynovich<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Irkutsk branch of the Institute of Laser Physics SB RAS  
664033, Russia, Irkutsk, Lermontova str. 130a*

<sup>2</sup>*Institute of Physics and Technology, Mongolian Academy of Science  
210651, Mongolia, Ulaanbaatar, Enkhtaivan av., 54B*

\*e-mail: a.v.kuznetsov@bk.ru

The possibility of the influence of thermal effects on the formation of color centers during laser femtosecond filamentation in a LiF crystal has been investigated theoretically. The conditions are formulated under which the influence of thermal effects can be noticeable.

**Key words:** filamentation, color centers, LiF

# СВОЙСТВА ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ВОЛНОВОДЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ НИМИ

А.С. Курапцев\*, И.М. Соколов

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая улица, 29*

\*e-mail: aleksej-kurapcev@yandex.ru

Разработана последовательная квантовая теория взаимодействия ансамблей неподвижных атомов с электромагнитным полем в волноводе. В качестве конкретного примера применения развитой общей теории решена задача о спонтанном распаде атомного возбуждения. Изучен как одноатомный спонтанный распад, так и влияние межатомного диполь-дипольного взаимодействия на динамику распада возбужденного атома. Показано, что волновод может существенно изменять характер спонтанного распада. В частности, продемонстрирована возможность неполного распада в одномодовом волноводе даже в случае одного атома, а также перенос энергии возбуждения между двумя атомами в условиях, когда частота атомного перехода меньше частоты отсечки волновода.

**Ключевые слова:** волновод, атомы, спонтанный распад, диполь-дипольное взаимодействие, коллективные эффекты.

Начиная с пионерской работы Парселла [1], изучение взаимодействия излучения с атомами, помещенными в резонатор или волновод, является одним из важных направлений в современной квантовой электродинамике. Резонаторы и волноводы, модифицируя пространственную структуру мод электромагнитного поля, модифицируют также излучательные свойства атомов, в частности, скорость спонтанного распада [2]–[7]. Данный эффект открывает ряд возможностей для создания систем с заданными оптическими свойствами. Эти исследования находят практическое применение в различных областях квантовой физики, в частности, в квантовой информатике [8], [9].

Модификация структуры полевых мод вызывает изменение не только одночастичных характеристик, но также и характера обмена фотонами между различными атомами. В свою очередь это приводит к изменению межатомного диполь-дипольного взаимодействия [10]–[15], а также связанных с ним кооперативных эффектов [16]–[20]. Причем в волноводе эти модификации приводят к принципиально новым эффектам, таким как, например, дальнедействующий характер диполь-дипольного взаимодействия [13], а также существенное подавление переноса излучения между атомами при условии, когда частота атомного перехода меньше частоты отсечки волновода [14].

Настоящая работа посвящена разработке последовательной квантовой микроскопической теории взаимодействия атомных систем с электромагнитным полем в волноводе. Общий подход основан на решении нестационарного уравнения Шредингера для объединенной системы, состоящей из ансамбля атомов и слабого электромагнитного поля. Разработанная теория позволяет с единых позиций описать как одноатомные эффекты, такие как спонтанный распад возбужденного атома в волноводе, так и эффекты, обусловленные межатомным диполь-дипольным взаимодействием.

В качестве примера практического применения разработанной теории решена задача о спонтанном распаде атомного возбуждения в волноводе. Обнаружено, что даже в случае одного атома, в волноводе может иметь место явление неполного спонтанного распада, когда лишь часть энергии атомного возбуждения уходит в полевую подсистему. Изучено влияние межатомного диполь-дипольного взаимодействия на характер спонтанного распада возбужденного атома. Показано, что дальнедействующий характер диполь-дипольного взаимодействия в волноводе обуславливает существенное заселение далеко расположенных атомов вследствие спонтанного излучения возбужденного атома, и соответственно, изменения динамики распада. Продемонстрирована возможность переноса энергии возбуждения между

близко расположенными атомами через нерезонансное ближнее поле в случае, когда резонансная частота атомного перехода меньше частоты отсечки волновода.

Изучены многоатомные кооперативные эффекты в волноводе, в частности, пленение излучения. Продемонстрировано, что в одномодовом волноводе время пленения излучения экспоненциально возрастает с ростом продольного размера атомного ансамбля. Это является одним из признаков Андерсоновской локализации света.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект №17-12-01085).

### Литература

1. Purcell E. M. // Proceedings of the American Physical Society. 1946. V. 69. P. 681.
2. Agarwal G. S. // Phys. Rev. A. 1975. V. 12. P. 1475.
3. Kleppner D. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 233.
4. Соколов И. В. // Опт. и Спектр. 1982. Т. 53, № 1. С. 9.
5. Barut A. O., Dowling J. P. // Phys. Rev. A. 1987. V. 36. P. 649.
6. Dowling J. P. // Foundations of Physics. 1993. V. 23. P. 895.
7. Ораевский А. Н. // УФН. 1994. Т. 164. С. 415.
8. Petrosyan D., Fleischhauer M. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. 170501.
9. Li P.-B., Gu Y., Gong Q.-H., Guo G.-C. // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. 042339.
10. Kobayashi T., Zheng Q., Sekiguchi T. // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. P. 2835.
11. Goldstein E. V., Meystre P. // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 5135.
12. Agarwal G. S., Gupta S. D. // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. P. 667.
13. Jiang Y. // J. Phys. Commun. 2018. V. 2. 055002.
14. Fiscelli G., Rizzuto L., Passante R. // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. 013849.
15. Курапцев А. С., Соколов И. М. // ЖЭТФ. 2018. Т. 154. С. 534.
16. Rohlsberger R., Schlage K., Sahoo B., Couet S., Ruffer R. // Science. 2010. V. 328. P. 1248.
17. Zhang Y.-Q., Tan L., Barker P. // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. 043838.
18. Курапцев А. С., Соколов И. М. // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 275.
19. Kuraptsev A. S., Sokolov I. M. // Phys. Rev. A. 2016. V. 94. 022511.
20. Lee M. D., Jenkins S. D., Bronstein Y., Ruostekoski J. // Phys. Rev. A. 2017. V. 96. 023855.

## PROPERTIES OF SINGLE QUANTUM EMITTERS IN A WAVEGUIDE AND THE INTERACTION BETWEEN THEM

**A.S. Kuraptsev\*, I.M. Sokolov**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University  
195251, St. Petersburg, Russia*

\*e-mail: aleksej-kurapcev@yandex.ru

We have developed a consistent quantum theory of the interaction between ensembles of motionless atoms and the electromagnetic field in a waveguide. As a specific example of the application of the developed general theory, the problem of the spontaneous decay of atomic excitation has been considered. We have studied both single-atom spontaneous decay and the influence of the interatomic dipole-dipole interaction on the decay dynamics of the excited atom. It is shown that a waveguide can significantly affect the character of spontaneous decay. In particular, we demonstrate the effect of incomplete spontaneous decay in a single-mode waveguide even in the case of a single atom. Furthermore, we demonstrate the energy between two atoms under condition when the atomic transition frequency is less than the cutoff frequency of a waveguide.

**Key words:** waveguide, atoms, spontaneous decay, dipole-dipole interaction, collective effects.

# ГЕНЕРАЦИЯ И ДИНАМИКА ЧАСТОТНЫХ ГРЕБЕНОК И ДИССИПАТИВНЫХ КЕРРОВСКИХ СОЛИТОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ ПРИ НАЛИЧИИ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

Н.М. Кондратьев\*, В.Е. Лобанов

*Российский Квантовый Центр*

*143025, Московская обл., Одинцовский р-н., дер. Сколково, Новая, 100*

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

Изучено влияние обратной волны на процессы генерации частотных гребенок и диссипативных солитонов в высокодобротных оптических микрорезонаторах. Разработана оригинальная теоретическая модель, описывающая изучаемые процессы, и проведено численное моделирование для случаев аномальной и нормальной дисперсии групповых скоростей.

**Ключевые слова:** микрорезонатор, частотная гребенка, диссипативный солитон.

В последние годы оптические микрорезонаторы, в том числе микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ), нашли широкое применение в различных областях науки и техники. Например, высокодобротные оптические микрорезонаторы представляют собой перспективную платформу для создания миниатюрных, энергоэффективных компонентов оптоэлектроники, фотоники и радиофотоники с беспрецедентным быстродействием. Кроме того, высокая добротность и небольшой эффективный объем локализации оптического поля значительно снижают порог проявления различных нелинейных эффектов, что делает микрорезонаторы МШГ уникальной средой для исследования различных нелинейных оптических эффектов. Важным достижением стало открытие возможности генерации оптических частотных гребёнок и диссипативных керровских солитонов в нелинейных микрорезонаторах [1]. Также было показано, что связь высокодобротного микрорезонатора с лазером способствует стабилизации лазера и уменьшению ширины линии его генерации за счет эффекта затягивания [2, 3]. Недавно была продемонстрирована генерация диссипативных керровских солитонов многочастотным лазером, затянутым на высокодобротный микрорезонатор [4]. Интересно, что без каких-либо дополнительных усилий был получен преимущественно односолитонный режим. Однако нет полной теории этого явления. Эффект затягивания возникает из-за рассеяния Рэлея внутри микрорезонатора и последующей обратной волны, которая возвращается в лазер для обеспечения резонансной обратной связи [5]. Однако эта обратная волна также может нелинейно взаимодействовать с прямой волной и влиять на исследуемую динамику гребенки. Некоторые исследования показали, что в некоторых случаях связь прямой и обратной волны может приводить к подавлению генерации солитонов [6].

В нашей работе мы разработали модель, позволяющую описать влияние обратной волны на процесс генерации частотных гребенок и динамику солитонов, что в дальнейшем может помочь описать процесс генерации солитонов и платиконов в микрорезонаторе в режиме затягивания. Первоначально для анализа использовали подход системы уравнений связанных мод (CMES) [7]. Модифицированная система уравнений была получена из уравнений Максвелла с учетом всех членов взаимодействия, включая перекрестную модуляцию и линейную связь. Показано, что в соответствии с разработанной моделью динамика внутрирезонаторного поля зависит как от коэффициента линейной связи прямой и обратной волн, так и от резкости (finess) микрорезонатора  $F = D_1/\kappa$  (отношение свободного спектрального диапазона микрорезонатора  $D_1$  к полной ширине резонанса на половине максимума  $\kappa$ ). Мы показали, что до некоторого критического значения резкости динамика системы становится более сложной. При превышении этого критического значения поведение системы становится независимым от этого параметра. Помимо системы уравнений для связанных мод, удобной для анализа спектральной динамики, были выведены связанные

уравнения типа Луджиато-Лефевра:

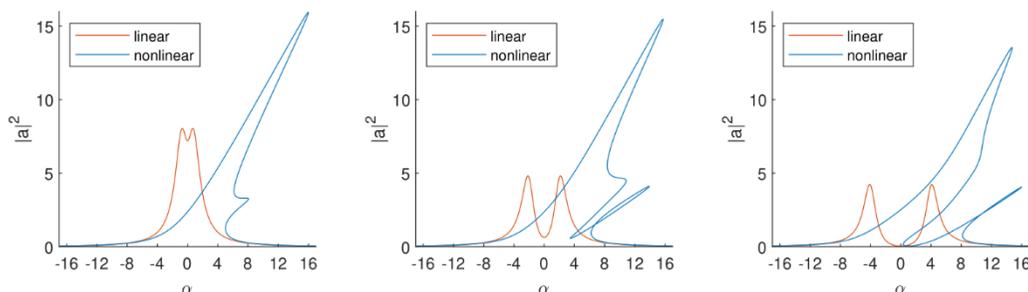
$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{A}}{\partial \bar{\tau}} + \frac{\partial \bar{A}}{\partial \phi} = i \frac{1}{2} \bar{d}_2 \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial \phi^2} + i \left( |\bar{A}|^2 + 2|B|^2 \right) A - \left( \frac{1}{2F} + i\bar{\alpha} \right) \bar{A} + i\bar{\beta} B(-\phi) + \bar{f} \\ \frac{\partial \bar{B}}{\partial \bar{\tau}} - \frac{\partial \bar{B}}{\partial \phi} = i \frac{1}{2} \bar{d}_2 \frac{\partial^2 \bar{B}}{\partial \phi^2} + i \left( |\bar{B}|^2 + 2|\bar{A}|^2 \right) B - \left( \frac{1}{2F} + i\bar{\alpha} \right) \bar{B} + i\bar{\beta} \bar{A}(-\phi) \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\bar{\beta}$  и  $\bar{\alpha}$  – коэффициент линейной связи прямой и обратной волны и отстройка резонанса от частоты накачки – нормированы на межмодовое расстояние  $D_1$ , а время нормировано на время обхода  $\bar{\tau} = D_1 t$ . Проведенный анализ показал, что для больших значений  $F$ , характерных для высокодобротных кристаллических микрорезонаторов систему уравнений (1) можно упростить, перейдя в систему, вращающуюся с частотой  $D_1$  ( $\varphi = \phi - D_1 t$ ), и усреднив члены нелинейного кросс-воздействия по углу. При этом можно перейти от нормировки времени на время обхода к нормировке на время жизни фотона  $\tau = kt/2$ , что позволяет существенно сократить время счета:

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial \tau} = i \frac{1}{2} d_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} + i \left( |A|^2 + 2 \frac{U_B}{2\pi} \right) A - (1 + i\alpha) A + i\beta B(-\varphi) + f \\ \frac{\partial B}{\partial \tau} = i \frac{1}{2} d_2 \frac{\partial^2 B}{\partial \varphi^2} + i \left( |B|^2 + 2 \frac{U_A}{2\pi} \right) B - (1 + i\alpha) B + i\beta A(-\varphi) \end{cases}, \quad (2)$$

где  $U_A = \int_0^{2\pi} |A|^2 d\varphi$ ,  $U_B = \int_0^{2\pi} |B|^2 d\varphi$ . Численное моделирование показало, что такой переход

от системы (1) к системе (2) обоснован при величине  $F$  порядка 50-100 и эта слегка растёт с  $\beta$ . Так как типичное значение  $F$  в высокодобротных кристаллических микрорезонаторах превышает  $10^4$ , мы остановились на использовании на упрощённой модели (2). Для исследования возможных состояний системы были получены и изучены однородные стационарные решения уравнений (2).

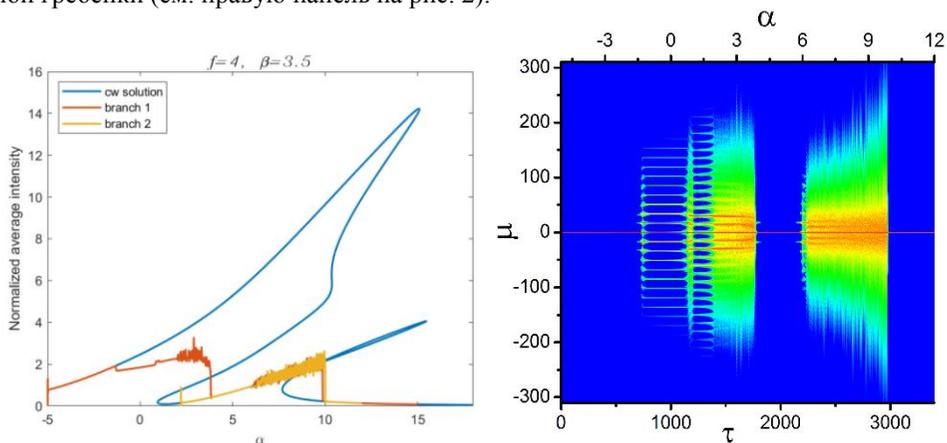


**Рис. 1.** Нелинейный (синяя линия) и линейный (красная линия) резонансы в прямой волне при различных значениях коэффициента связи  $\beta$ .

Известно, что в линейной системе наличие связи между прямой и обратной волной приводит к расщеплению резонанса. Решение системы (2) при условии равенства нулю всех производных показало, что в нелинейной системе расщепление резонанса происходит более сложным образом. Вначале на обычном нелинейном резонансе возникает «полочка» (см. рис. 1, левая панель), на кончике которой при повышении связи образуется петля. Далее петля отделяется от полочки, спускается вниз (см. рис. 1 в центре), и наконец, отщепляется. При дальнейшем увеличении связи полочка исчезает, а петля превращается во второй, более узкий, резонанс (см. рис. 1, правая панель).

Далее были изучены нелинейные процессы, происходящие при сканировании обеих ветвей,

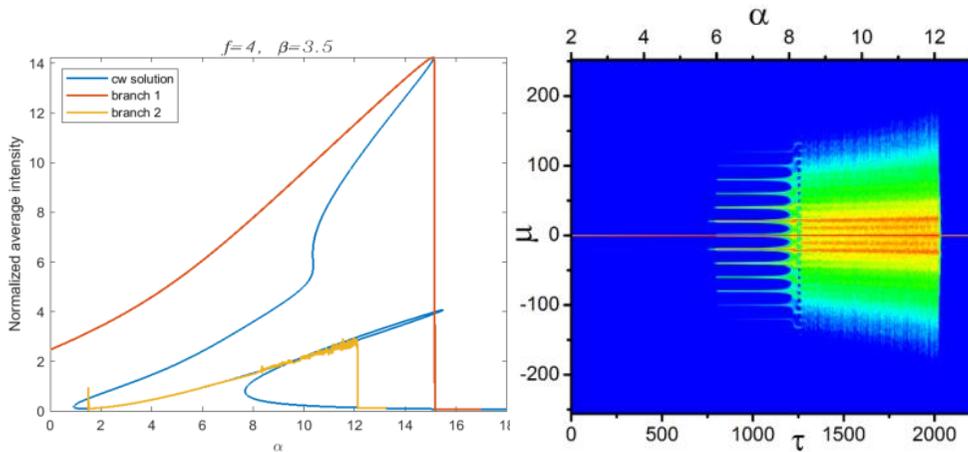
для случая аномальной (см. рис. 2) и нормальной (см. рис. 3) дисперсии групповых скоростей. В случае аномальной дисперсии было показано, что при сканировании верхней ветви (начиная с больших отрицательных значений отстройки  $\alpha$ ) генерация солитонов возможна до некоторого критического значения коэффициента связи  $\beta_{dyn}$ . Для  $f = 4$ ,  $d_2 = 0.02$  это значение порядка  $\beta_{dyn} \sim 1.25$ . При значениях коэффициента связи меньше этого значения влияние обратной волны почти незаметно, но при приближении к этому значению наблюдается уменьшение количества генерируемых солитонов и даже односолитонный режим генерации, а при превышении – отсутствие перехода из хаотического режима в солитонный. При достаточном значении коэффициента связи помимо сканирования верхней ветви возможно сканирование и отщепившейся нижней ветви (см. рис. 2, слева). При этом на нижней ветви наблюдается похожая нелинейная динамика, в том числе и генерация первичных боковых линий и хаотический режим, но генерация солитонов отсутствует. В итоге, если расщепление достаточно велико, а сканирование идет с достаточно больших отрицательных значений отстройки, то можно наблюдать два частотных диапазона, где происходит генерация частотной гребенки (см. правую панель на рис. 2).



**Рис. 2.** Слева – сканирование нелинейного двойного резонанса при аномальной дисперсии: синим – стационарное аналитическое решение, красным и жёлтым – динамическое моделирование с разными начальными условиями. Справа – эволюция спектра.

Отметим, что поиск солитонных решений системы уравнений (2) показал, что солитоны могут существовать при значениях  $\beta > \beta_{dyn}$ , причем предельное значение  $\beta$  увеличивается с ростом отстройки  $\alpha$ . Интересно, также, что из-за интегрального члена, описывающего кросс-воздействие, различаются области существования для различного числа солитонов.

Мы также обнаружили, что в режиме нормальной дисперсии при сканировании основного резонанса не происходит генерации дополнительных спектральных компонентов. В то же время на отщеплённом резонансе наблюдается модуляционная неустойчивость, обеспечивающая новый механизм генерации частотной гребенки (см. рис. 3 слева). При сканировании отщепленной ветви при достижении некоторого значения отстройки  $\alpha$  сначала появляются первые боковые полосы, а затем за счет невырожденного четырехволнового взаимодействия и остальные частотные компоненты. Затем наблюдается хаотический режим, соответствующий генерации некогерентной гребенки, переходящий затем в устойчивый малоинтенсивный одномодовый режим (см. правую панель на рис. 3). Параметры генерируемой частотной гребенки также зависят от линейного коэффициента связи прямой и обратной волн. Этот эффект был исследован для широкого диапазона параметров и найдены пороговые значения  $\beta$ , при которых возникает модуляционная неустойчивость. Также было показано, что расстояние между линией накачки и первыми боковыми полосами увеличивается с ростом коэффициента линейной связи.



**Рис. 3.** Слева – сканирование нелинейного двойного резонанса при нормальной дисперсии: синим – стационарное аналитическое решение, красным и жёлтым – динамическое моделирование с разными начальными условиями. Справа – эволюция спектра (вторая ветвь).

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 17-12-01413).

#### Литература

1. Kippenberg T.J. et al. // Science. 2018. V. 361. Art. no. eaan8083.
2. Kondratiev N.M. et al. // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 28167.
3. Galiev R.R. et al. // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 30509.
4. Pavlov N.G. et al. // Nature Photonics. 2018. V. 12. P. 694.
5. Gorodetsky M.L. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2000. V. 17. P. 1051.
6. Fujii S. et al. // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 28969.
7. Herr T. et al. // Nature Photonics. 2014. V. 8. P. 145.

## GENERATION AND DYNAMICS OF FREQUENCY COMBS AND DISSIPATIVE SOLITONS IN OPTICAL MICRORESONATORS IN THE PRESENCE OF BACKWARD WAVE

**N.M. Kondratiev\*, V.E. Lobanov**

*Russian Quantum Center  
143025, Russia, Skolkovo, Novaya Str. 100  
\*e-mail: noxobar@mail.ru*

The effect of a backward wave on the generation of frequency combs and dissipative solitons in high-quality-factor optical microresonators is studied. An original theoretical model describing the processes under consideration was developed, and numerical modeling was carried for the cases of anomalous and normal group velocity dispersion.

**Key words:** microresonator, frequency comb, dissipative soliton.

# ЭКСПРЕСС МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ ОПТИЧЕСКИ-НАКАЧАННЫХ ОБРАЗЦОВ

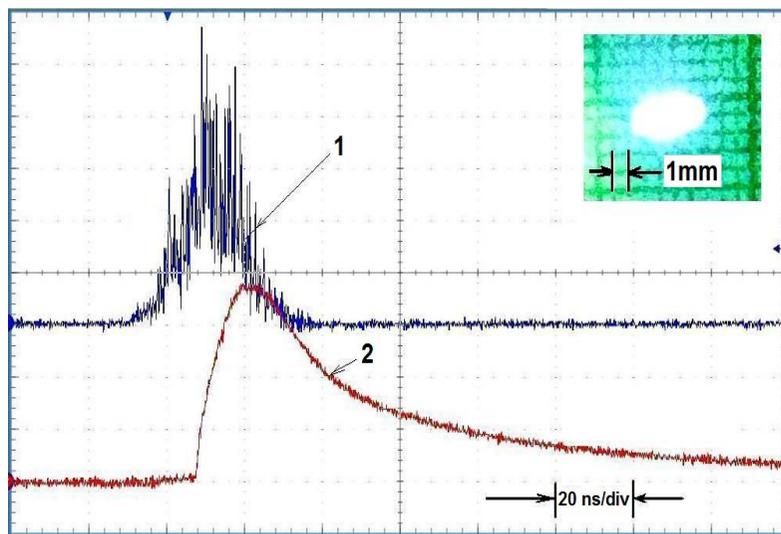
А.В. Ловчев\*, А.К. Наумов, Р.Д. Аглямов, Е.Ю. Целищева

Казанский федеральный университет  
420008, Казань, ул. Кремлевская 18  
\*e-mail: uh4raf@gmail.com

Описано применение явления лазерной искры в целях спектроскопии. Приведены характеристики такого источника света, его преимущества. Приведены примеры использования источника в реальных экспериментах по измерению поглощения из возбужденного состояния различных веществ.

**Ключевые слова:** лазерная искра, спектроскопия, накачка-зондирование.

Для анализа оптических свойств веществ зачастую применяется метод накачка-зондирование (pump-probe). Суть метода состоит в наблюдении изменения пропускания относительно слабого пробного излучения при воздействии на образец сравнительно мощного излучения накачки. Метод позволяет оценить, например, поведение потенциального активного элемента в режиме близком к лазерной генерации, тогда излучение накачки и является собственно накачивающим, а пробное излучение подается в спектральной области предполагаемой генерации.



**Рис. 1.** Оциллограмма интенсивности импульса лазерной искры 1 и задержанного импульса лазера накачки 2. Справа сверху внешний вид лазерной искры.

Однако у метода находится и ряд трудностей в реализации. Так если пробное излучение является непрерывным либо квазинепрерывным, то для импульсной накачки становится проблематично выявить изменение оптических свойств, связанных непосредственно с накачкой, на фоне непрерывного сигнала. Также существует проблема сведения пучков накачки и зондирования, особенно актуальная для образцов со значительной оптической толщиной. Ввиду того что излучения должны пройти сквозь одну область возникает проблема их независимой регистрации (засветка), особенно актуальная при близости длины волны

зондирования и накачки. Для решения высказанных проблем, а также для анализа временной характеристики изменения оптических свойств образца удобно применить импульсное же зондирование, варьируя оптическую линию задержки.

При реализации метода накачка-зондирование не всегда возможно найти подходящий импульсный лазерный источник пробного излучения, осуществить его синхронизацию с устройством накачки. Потому, в случае лазерной накачки образцов в эксперименте, удобно применение лазерной искры[1] в качестве зондирующего излучения. Такой источник сравнительно просто расположить вблизи исследуемого образца, источником энергии может служить ответвленный пучок накачки, интенсивность искры при этом повторяет интенсивность накачивающего излучения, см. Рис 1, спектр такого источника достаточно широк для самых различных задач, а размеры лазерной искры позволяют сфокусировать ее с большой эффективностью. Также возможно возбуждение искры в прозрачной кювете заполненной определенным газовым составом при отличном от атмосферном давлении, что позволяет как повысить яркость такого источника света, так и расширить его спектр.

Так данный метод был апробирован в целом ряде экспериментов, а именно при измерении усиления активных сред, активированных редкоземельными ионами[2-3] и измерении поглощения из возбужденного состояния при различных источниках накачки в различных областях спектра.

#### Литература

1. Tran X. Phuoc // Optics and Lasers in Engineering. – 2005. V. 43. P. 113 -129
2. Gorieva V.G., Korabljeva S. L., and Semashko V. V. // Optical Materials Express. – 2016. V. 6. P. 1146 -1150
3. Аглымов Р. Д. Наумов А. К., Ловчев А В, Кораблева С. Л., Морозов О. А. Вещество для активного светоуправляемого оптического затвора ультрафиолетового диапазона спектра. Пат. РФ № 2654390, кл. G02F 1/355, H01S 4/00. 2017.

## RAPID METHOD OF RECORDING TRANSMISSION SPECTRA OF PUMPED ACTIVE MEDIA SAMPLES

A.V. Lovchev\*, A.K. Naumov, R.D. Aglyamov, E.Yu Tselischeva

*Kazan Federal University  
Russia, Kazan, Kremlyovskaya str, 18  
\*e-mail: uh4raf@gmail.com*

The application of the phenomenon of a laser-induced spark for spectroscopy is described. The characteristics of such a light source, its advantages are given. Examples of using the source in real experiments on measuring absorption from the excited state of various materials are given.

**Key words:** laser-induced spark, spectroscopy, pump-probe.

# ПРИМЕНЕНИЕ ЦЕПОЧЕК ББГКИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПАРНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Н.А. Лозинг<sup>1,2,\*</sup>, Е.А. Смирнова<sup>1,3</sup>, М.Г. Гладуш<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии Российской академии наук*

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

<sup>2</sup>*Высшая школа экономики (НИУ)*

*101000, Москва, ул. Мясницкая, 20*

<sup>3</sup>*Московский физико-технический институт*

*141701, Долгопрудный, Московская область, Институтский переулок, 9*

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

Рассмотрена модель парного излучателя и его оптические свойства. В рамках микроскопического подхода и метода Боголюбова-Борна-Грина-Кирквуда-Ивона получена цепочка зацепляющихся уравнений для редуцированных матриц плотности и корреляционных операторов атомных частиц и мод квантованного поля. Получено управляющее уравнение для материальной матрицы плотности в интегро-дифференциальной форме с учетом эффектов перерассеяния.

**Ключевые слова:** ББГКИ, диполь-дипольное взаимодействие, функция Грина.

В настоящее время активно развиваются способы манипуляции излучателями на одиночном уровне. Существуют различные методы удержания небольших коллективов излучателей, в частности пар, в определенной геометрии, например, в оптическом волокне [1] или резонаторе [2]. Большинство способов удержания частиц в определенном положении подразумевает наличие среды-носителя, а также других частиц в системе. Однако, несмотря на долгую историю изучения свойств парных оптических систем, существующие теоретические методы описания взаимодействующих пар частиц не учитывают такие эффекты как влияние локальных полей и явление перерассеяния [3], [4]. В данной работе мы развиваем квантово-кинетикий формализм, основанный на решении согласованных уравнений для материальной и полевой подсистем, получаемых из цепочки уравнений Боголюбова-Борна-Грина-Кирквуда-Ивона (ББГКИ) для одночастичных матриц плотности и многочастичных корреляционных операторов. Метод цепочки уравнений ББГКИ является наиболее полным и последовательным подходом к изучению систем многих частиц. Главным его преимуществом является возможность изучения свойств 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 [5]. Мы выделяем систему малого ансамбля, а именно пары частиц, взаимодействующих по диполь-дипольному механизму. Экспериментально на примере пары молекул с выраженным двухуровневым переходом в оптическом диапазоне частот продемонстрировано хорошее разрешение интенсивности флуоресценции такой системы в зависимости от лазерной отстройки [6]. Геометрия расположения пары излучателей относительно внешнего излучения и расстояние между ними были изучены в [2] и [7], а теоретическое исследование явления резонансной флуоресценции было проведено, например, в работе [8], где были рассмотрены случаи бегущей и стоящей внешних волн.

В представленной работе цепочка строится для модели двух различных, но близких по частоте и силе перехода, квантовых излучателей и свободного квантованного электромагнитного поля с отдельной модой, представляющей излучение внешнего лазера. Обрыв цепочки производится в рамках обобщенного поляризационного приближения [9], учитывающего корреляции двух атомноподобных квантовых частиц с отдельными модами поля и корреляции бесконечного числа пар полевых мод между собой. Выбранное приближение не является принципиальным ограничением предлагаемого метода, что отличает его от классических методов [3], [4]. Рассматриваемое приближение цепочки содержит

уравнения для редуцированных матриц плотности материальной и фотонной подсистем. Исключение из каждого из них операторов, связанных с другой подсистемой, дает возможность получить независимые уравнения. Мы используем описанный подход ББГКИ для вывода управляющего уравнения для системы из двух материальных частиц, а также выражения для полной интенсивности сигнала фотолюминесценции в произвольном направлении. Полученные результаты согласуются с развитыми ранее подходами, однако получены без использования феноменологических процедур и дополнительно учитывают эффекты перерасеяния фотонов в материальной кооперативной системе в произвольной геометрии взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-72-20266).

### Литература

1. A. F. van Loo, A. Fedorov, K. Lalumière, B. C. Sanders, A. Blais, and A. Wallraff, “Photon-Mediated Interactions Between Distant Artificial Atoms,” *Science* (80-. ), vol. 342, no. 6165, pp. 1494–1496, Dec. 2013.
2. J.-T. Chang, J. Evers, M. O. Scully, and M. Suhail Zubairy, “Measurement of the separation between atoms beyond diffraction limit,” *Phys. Rev. A*, vol. 73, no. 3, p. 031803, Mar. 2006.
3. G. S. Agarwal, “Quantum statistical theories of spontaneous emission and their relation to other approaches,” Springer, Berlin, Heidelberg, 1974, pp. 1–128.
4. Л. Аллен and Д. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*. 1978.
5. M. G. Gladush, D. V. Kuznetsov, and V. K. Roerich, “Emission spectra and intrinsic optical bistability in a two-level medium,” *Eur. Phys. J. D*, vol. 64, no. 2–3, pp. 511–520, 2011.
6. C. Hettich, C. Schmitt, J. Zitzmann, S. Kühn, I. Gerhardt, and V. Sandoghdar, “Nanometer resolution and coherent optical dipole coupling of two individual molecules.,” *Science*, vol. 298, no. 5592, pp. 385–9, Oct. 2002.
7. S. I. Schmid and J. Evers, “Dipole-dipole interaction between orthogonal dipole moments in time-dependent geometries,” *Phys. Rev. A*, vol. 77, no. 1, p. 013822, Jan. 2008.
8. T. G. Rudolph, Z. Ficek, and B. J. Dalton, “Two-atom resonance fluorescence in running- and standing-wave laser fields,” *Phys. Rev. A*, vol. 52, no. 1, pp. 636–656, Jul. 1995.
9. M. Bonitz, *Quantum Kinetic Theory*, 2nd ed. Springer International Publishing, 2016.

## USING BBGKY TO DESCRIBE THE LUMINESCENCE FROM QUANTUM EMITTERS PAIR

N.A. Lozing<sup>1,2,\*</sup>, E.A. Smirnova<sup>1,3</sup>, M.G. Gladush<sup>1,3</sup>

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

<sup>2</sup>*National Research University Higher School of Economics  
101000, Moscow, 20 Myasnitskaya str.*

<sup>3</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology  
141701, Moscow Region, Dolgoprudny, 9 Institutskiy per.*

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

We discuss the model of a paired emitter and its optical properties. Using the microscopic approach and the Bogolyubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon hierarchy a set of connected equations for reduced density matrices and correlations with atomic particles and quantum field was obtained. We present a master equation for the material density matrix taking into account the rescattering effects.

**Key words:** BBGKY, dipole-dipole interaction, Green’s function.

# КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ КАК ИСТОЧНИК ПЕРЕПУТАННЫХ ФОТОННЫХ ПАР

А.С. Лосев\*, Ю.М. Голубев

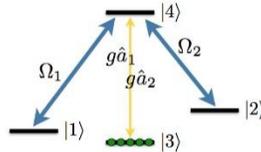
*Санкт-Петербургский государственный университет  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9*

\*e-mail: a.losev@spbu.ru

Обсуждается теоретическая возможность записать в ячейку квантовой триподной памяти два независимых одинаковых однофотонных импульса, а восстановить их таким образом, чтобы получить перепутанную фотонную пару.

**Ключевые слова:** перепутанные фотоны, быстрая квантовая память, триподная схема, резонансное взаимодействие.

Мы рассматриваем в качестве ячейки памяти атомный ансамбль с атомами триподной конфигурации энергетических уровней и переходов (рис. 1). Это могут быть атомы, например, щелочных металлов. С такими атомами резонансно в дипольном приближении взаимодействуют два классических управляющих импульса с частотами Раби  $\Omega_1(t)$ ,  $\Omega_2(t)$  и два квантовых сигнальных импульса  $g\hat{a}_1(z, t)$ ,  $g\hat{a}_2(z, t)$ , где  $g$  – константа связи,  $\hat{a}_1(z, t)$ ,  $\hat{a}_2(z, t)$  – операторы уничтожения сигнального поля. Считается: что все импульсы распространяются коллинеарно вдоль одной оси без учета дифракции, а каждый атом закреплен в определенной точке пространства. В начальный момент времени ансамбль подготовлен так, что все атомы находятся в состоянии  $|3\rangle$ . Используется модель быстрой квантовой памяти, в которой времена записи и считывания меньше времени жизни атомов в возбужденном состоянии  $|4\rangle$ .



**Рис. 1.** Триподная конфигурация атомных уровней и переходов.

Каждая из процедур записи и считывания состоит из двух этапов [1, 2]. Сперва в первую коллективную атомную когерентность, которой соответствует коллективный оператор  $\hat{\sigma}_{31}$ , с помощью только одного управляющего поля  $\Omega_1$  записывается первый однофотонный импульс  $\hat{a}_1$ , затем во вторую когерентность  $\hat{\sigma}_{32}$  с помощью только второго управляющего поля  $\Omega_2$  записывается второй  $\hat{a}_2$ , точно такой же однофотонный импульс. Считывание производится также последовательно: сперва из суммарной  $\hat{\sigma}_{31} + \hat{\sigma}_{32}$ , а затем из разностной  $\hat{\sigma}_{31} - \hat{\sigma}_{32}$  комбинаций данных атомных когерентностей за счет использования двух комбинаций управляющих полей – суммарной и разностной  $\Omega_1 \pm \Omega_2$  соответственно.

Так как запись двух однофотонных импульсов производится в независимые друг от друга когерентности  $\hat{\sigma}_{31}$  и  $\hat{\sigma}_{32}$ , то каждому этапу записи можно сопоставить отдельную систему уравнений Гейзенберга, в первой из которых будут развиваться операторы  $\hat{a}_{in1}(z, t)$  и  $\hat{\sigma}_{31}(z, t)$ , а во второй  $\hat{a}_{in2}(z, t)$  и  $\hat{\sigma}_{32}(z, t)$ . Здесь индексация  $in1$  и  $in2$  обозначает последовательность записываемых сигнальных импульсов.

Гамильтониан взаимодействия  $\hat{V}_j$  имеет одинаковый вид для любого из двух последовательно записываемых квантованных полей  $\hat{a}_j$ , где  $j = in1, in2$

$$\hat{V}_j = i \int_0^L dz (g\hat{a}_j(z, t)\hat{\sigma}_{43}(z, t)e^{ik_j z} + \Omega_1\hat{\sigma}_{41}(z, t)e^{ik_1 z} + \Omega_2\hat{\sigma}_{42}(z, t)e^{ik_2 z}) + H. c.,$$

$L$  – длина ансамбля атомов вдоль направления распространения импульсов;  $k_j, k_1, k_2$  – волновые числа соответственно сигнального и двух управляющих полей;  $\hat{\sigma}_{3i}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) – коллективные атомные переменные, связанные с атомными переходами  $|4\rangle$ - $|1\rangle$ ,  $|4\rangle$ - $|2\rangle$  и  $|4\rangle$ - $|3\rangle$ .

Однофотонное состояние импульса произвольного временного профиля имеет вид

$$|1\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega f_\omega \hat{a}_\omega^\dagger |0\rangle,$$

где  $f_\omega$  – огибающая импульса в спектральном представлении. Мы показываем, что если выбрать  $f_\omega$  определенным образом, но одинаково для обоих некоррелированных между собой записываемых сигнальных импульсов, то при последовательном считывании так, как было описано выше, можно получить перепутанную фотонную пару. Если рассматривать перепутанность по азимутальному числу орбитального углового момента световых импульсов, то состояние суммарного считанного поля имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|l_1\rangle_{out1} |l_2\rangle_{out2} \pm |l_2\rangle_{out1} |l_1\rangle_{out2}),$$

где  $|l_1\rangle$ ,  $|l_2\rangle$  – состояния сигнальных однофотонных импульсов, соответствующих азимутальным числам  $l_1$  и  $l_2$ , индексы *out1* и *out2* определяют первый и второй считываемые импульсы.

Данное исследование было проведено при поддержке РФФИ (гранты №18-02-00648 и №19-02-00204).

### Литература

1. Losev A.S., Golubeva T.Yu. and Golubev Yu.M. // Laser Phys. Lett. 2017. V. 14. P. 055208.
2. Losev A.S. et al. // J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2016. V. 49. P. 195501.

## QUANTUM MEMORY AS A SOURCE OF ENTANGLED PHOTON PAIRS

A.S. Losev\*, Yu.M. Golubev

*Saint Petersburg State University*  
 7/9 Universitetskaya nab., St. Petersburg, 199034 Russia  
 \*e-mail: a.losev@spbu.ru

We demonstrate the theoretical possibility of writing two independent identical single-photon pulses into a quantum tripod-type memory cell and retrieving them in such a way as to obtain a pair of entangled photons.

**Key words:** entangled photons, tripod scheme, high-speed quantum memory, resonant interaction.

# ДИНАМИКА ШИРОКОПОЛОСНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В КВАЗИ-РТ-СИММЕТРИЧНОЙ СРЕДЕ

Д.М. Цветков<sup>1</sup>, В.А. Бушуев<sup>1</sup>, В.В. Конотоп<sup>2</sup>, Б.И. Манцызов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские горы 1

<sup>2</sup>Лиссабонский университет  
1749-016, Лиссабон, Португалия

\*e-mail: bmantsyzov@gmail.com

Теоретически рассмотрена динамика распространения короткого пространственно-локализованного оптического импульса с конечным спектром в квази-РТ-симметричной среде с учетом материальной дисперсии. Показано, что широкополосная квази-РТ-симметрия восстанавливает РТ-симметричные свойства среды для конечного спектрального интервала, если ширина спектра импульса существенно меньше ширины спектральной линии резонансной усиливающей-поглощающей среды. В качестве примера спектральным методом решена граничная задача динамической брэгговской дифракции в геометриях Брэгга и Лауэ для короткого лазерного импульса в диспергирующем фотонном кристалле. Обсуждаются эффекты однонаправленного нулевого брэгговского отражения и однонаправленного дифракционно-индуцированного деления импульса.

**Ключевые слова:** квази-РТ-симметрия, короткие импульсы, материальная дисперсия, однонаправленное отражение и деление импульсов.

В последние годы активно развивается новое направление современной оптики, связанное с исследованием свойств РТ-симметричных сред, или неэрмитова оптика [1, 2]. Изначально, физические системы, инвариантные относительно преобразования четность-время (РТ-симметричные), рассматривались в задачах квантовой механики, где было показано, что в случае неэрмитовых систем с РТ-симметричным комплексным потенциалом могут существовать квантовые состояния с действительной энергией [3]. В РТ-симметричных оптических системах с комплексной знакопеременной диэлектрической проницаемостью, т.е. с усилением и поглощением, были обнаружены новые РТ-симметричные оптические явления: распространение и распад в особой точке РТ-симметричных мод, спектральная сингулярность, однонаправленное брэгговское отражение и другие эффекты [1, 2]. Однако соотношение Крамерса-Кронига, связывающее реальную и мнимую части диэлектрической проницаемости резонансной среды, которое следует из фундаментального принципа причинности, позволяет реализовать условие РТ-симметрии только для дискретного набора частот [4]. Поэтому линейные оптические РТ-симметричные явления изучались, главным образом, для монохроматических волн и пучков. Недавно в работах [5, 6] был предложен способ восстановления РТ-симметричных свойств диспергирующих сред для импульсов с конечным непрерывным спектром. Это возможно в случае широкополосной квази-РТ-симметрии среды, когда ширина неоднородно уширенной спектральной линии значительно превышает ширину спектра импульса. Таким образом, квази-РТ-симметрия позволяет включить задачи динамики коротких пространственно-локализованных оптических импульсов и немонохроматических пучков в число задач неэрмитовой оптики.

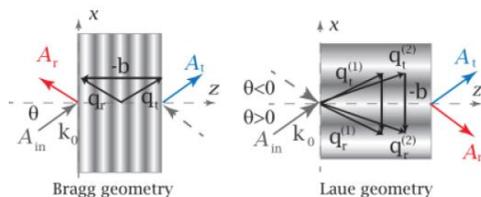
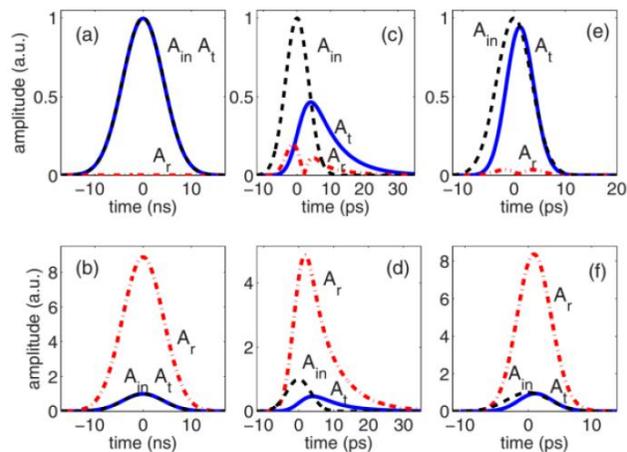


Рис. 1. Схематическое изображение дифракционных схем Брэгга и Лауэ;  $b = 2\pi/d$ ,  $d$  – период.

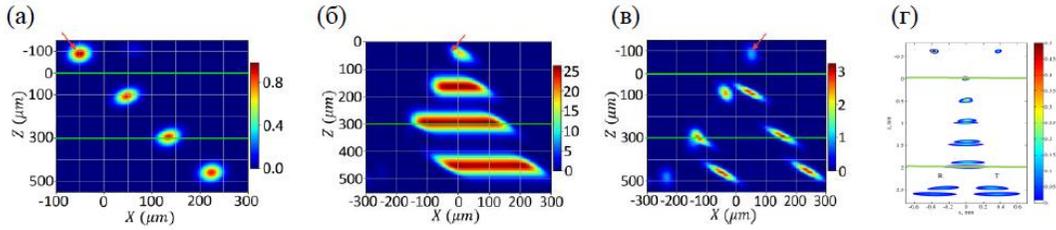
В настоящей работе теоретически исследована динамика коротких пространственно-локализованных оптических импульсов в квази-РТ-симметричной среде с учетом материальной дисперсии. На примере распространения короткого импульса в РТ-симметричном фотонном кристалле (ФК) в условиях динамической брэгговской дифракции в схемах Брэгга и Лауэ («на отражение» и «на прохождение», рис. 1) показана возможность реализации ряда квази-РТ-симметричных оптических явлений для коротких широкополосных импульсов. С помощью спектрального метода решена граничная задача динамической брэгговской дифракции импульса в двухволновом приближении вне параaxиального приближения [5, 6]. Уравнение Гельмгольца для спектральных компонент поля импульса  $\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + k^2 \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{0}$  решается с учетом частотной зависимости резонансной диэлектрической проницаемости РТ-симметричного ФК  $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}, \omega) = \varepsilon_0 + \varepsilon' \cos(\mathbf{b}\mathbf{x}) + i\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}(\omega)\sin(\mathbf{b}\mathbf{x})$ .

Далее с помощью фурье-синтеза находится величина поля в любой точке в любой момент времени. Показано, что вблизи особой точки (ОТ) спонтанного распада РТ-симметричного состояния для центральной частоты импульса, короткий импульс с конечным непрерывным спектром демонстрирует однонаправленное нулевое дифракционное отражение (рис. 2).



**Рис. 2.** (a),(b) Однонаправленное брэгговское дифракционное отражение протяженного квазимонохроматического импульса длительностью  $\tau = 6$ нс.  $A_{in}, A_r, A_t$  – амплитуды падающего, отраженного и прошедшего импульсов. (c), (d) Нарушение РТ-симметричного эффекта при отражении короткого импульса,  $\tau = 6$ пс, с широким спектром. (e), (f) Восстановление РТ-симметричных свойств среды при квази-РТ-симметрии,  $\tau = 6$ пс. Верхние панели – падение импульса слева, нижние – справа.

При динамической дифракции в геометрии Лауэ (рис. 1) в зависимости от знака угла падения излучения на квази-РТ-симметричную структуру наблюдается кардинальное изменение динамики распространения импульсов и их модовой структуры - однонаправленное дифракционно-индуцированное деление импульса (рис. 3). При положительном угле падения вблизи условия Брэгга импульс распространяется в усиливающе-поглощающей среде как в прозрачной и однородной (рис. 3(a)). Изменение же знака угла падения приводит к усиленному дифракционному отражению (рис. 3(б)). При отклонении угла от точного условия Брэгга появляется пространственно-временное деление импульса, причем один из импульсов формируется только усиленной дифрагированной волной, а другой – прямой и дифрагированной волнами (рис. 3(в)). В отличие от консервативного ФК (рис. 3(г)), дифракционное деление импульса не происходит в ОТ при точном выполнении брэгговского условия. Аналитические оценки амплитуд волн различных мод и их групповых скоростей хорошо согласуются с численными результатами, учитывающими конечный спектр импульса и материальную дисперсию резонансной среды.



**Рис. 3.** Динамика короткого оптического импульса,  $\tau = 1$  пс, в квази-РТ-симметричном ФК при дифракции в геометрии Лауэ. (а), (б) Точное выполнение условия Брэгга в ОТ, различные знаки угла падения. (в) Угол падения смещен относительно брэгговского угла на 10%. (г) Случай консервативного ФК, точное выполнение условия Брэгга.

Таким образом, в работе показана возможность наблюдения динамических РТ-симметричных эффектов при распространении локализованных коротких импульсов с конечным спектром в диспергирующей квази-РТ-симметричной среде.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (ДЦ, ВБ, БМ), грант №18-02-00556-а, а также фонда БАЗИС (ДЦ).

### Литература

1. Konotop V. V., Yang J., and Zezyulin D. A. // Rev. Mod. Phys. 2016. V. 88, P. 035002.
2. Parity-time Symmetry and Its Applications, Christodoulides D., Yang J. (eds) (Springer Tracts in Modern Physics, vol 280. Springer, Singapore, 2018).
3. Bender C. M. and Boettcher S. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 5243.
4. Zyablovsky A. A., Vinogradov A. P., Dorofeenko A. V., Pukhov A. A., and Lisyansky A. A. // Phys. Rev. A 2014. V. 89. P. 033808.
5. Tsvetkov D. M., Bushuev V. A., Konotop V. V., and Mantsyzov B. I. // Phys. Rev. A 2018. V. 98. P. 053844.
6. Tsvetkov D. M., Bushuev V. A., and Mantsyzov B. I. // Phys. Rev. A 2019. V. 99. P. 023846.

## DYNAMICS OF A BROADBAND OPTICAL PULSE IN A QUASI-RT-SYMMETRIC MEDIUM

D.M. Tsvetkov<sup>1</sup>, V.A. Bushuev<sup>1</sup>, V.V. Konotop<sup>2</sup>, B.I. Mantsyzov<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University,  
119991, Moscow, Leninskie Gory,1

<sup>2</sup>Universidade de Lisboa  
1749-016, Lisboa, Campo Grande, Portugal

\*e-mail: bmantsyzov@gmail.com

We theoretically study the propagation dynamics of a short spatially localized optical pulse with a finite spectrum in a quasi-PT symmetric medium with material dispersion. It has been shown that broadband quasi-PT symmetry restores the PT-symmetric properties of a medium for a finite spectral interval if the pulse spectrum width is substantially less than the spectral line width of a resonant medium with gain and loss. As an example, the boundary problem of dynamic Bragg diffraction in the Bragg and Laue geometries for a short laser pulse in a dispersing photonic crystal has been solved by the spectral method. The effects of unidirectional zero Bragg reflection and unidirectional Bragg diffraction-induced pulse splitting are predicted.

**Key words:** quasi-RT symmetry, short pulses, splitting, material dispersion, unidirectional reflection

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЕГРАДАЦИИ ОДНОМОДОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИХ ИЗЛУЧЕНИЯ

В.А. Паршин\*, О.А. Евтихиева

*Национальный исследовательский университет «МЭИ»  
111250, Москва, ул. Красноказарменная, д.14  
\*e-mail: ParshinVasA@gmail.com*

Проведены исследования влияния деградации одномодовых торцевых лазерных диодов на поляризационные характеристики их излучения в свободное пространство. Создан макет оптико-электронного комплекса для измерений диаграммы направленности и углового распределения степени поляризации излучения. Показано, что поляризационные характеристики излучения в свободное пространство лазерных диодов высокочувствительны к их деградации.

**Ключевые слова:** одномодовый лазерный диод, степень поляризации, излучение в свободное пространство.

Для определения качества полупроводниковых источников лазерного излучения (далее – ПИЛИ) проводится их комплексная диагностика при разных токах накачки и температуре окружающей среды. Широко используются измерения ватт-амперных и вольт-амперных характеристик. Наряду с ними измеряются пространственно-энергетические, спектральные и поляризационные параметры и характеристики излучения, а также теплофизические параметры ПИЛИ. Особый интерес представляют долговременные измерения перечисленных параметров и характеристик при постоянном токе накачки. Измерения такого рода описаны, в частности, в работах [1–3], посвященных исследованиям зависимости вида ватт-амперных и вольт-амперных характеристик ПИЛИ от их времени наработки. Анализ временных зависимостей параметров и характеристик ПИЛИ позволяет определять их скорость деградации и, как следствие, прогнозировать срок службы – один из важнейших технико-экономических параметров любого устройства.

Данная работа посвящена исследованию влияния процесса деградации одного из типов ПИЛИ – торцевых полосковых лазерных диодов (далее – ЛД) – на степень линейной поляризации их излучения, которую определяют согласно [4] как контраст  $K$ :

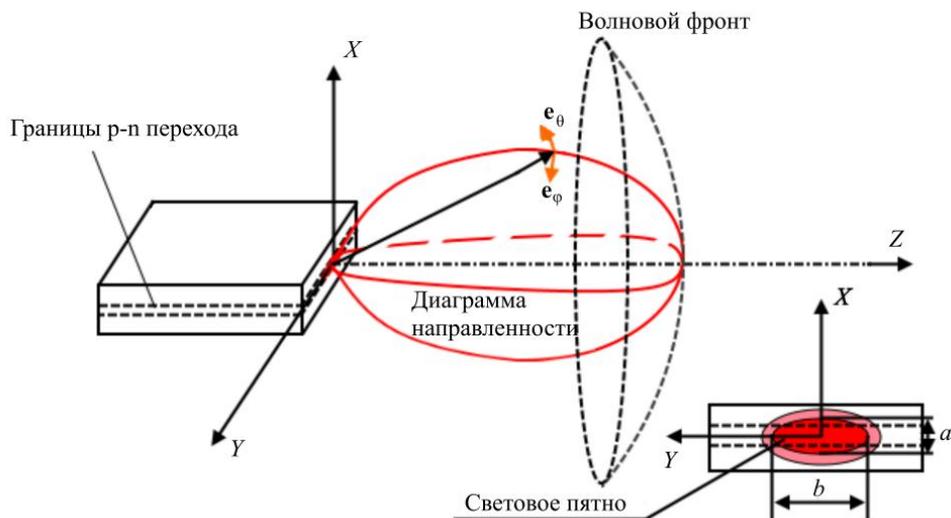
$$K = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}, \quad (1)$$

где  $P_{\max}$  и  $P_{\min}$  – соответственно максимальное и минимальное значение мощности лазерного излучения, прошедшего через линейный поляризатор. Поскольку исследуется сильно расходящееся излучение в свободное пространство, анализируется не общий контраст всего излучения (при использовании коллимации), а его угловая зависимость  $K(\theta, \alpha)$  при сканировании диаграммы направленности (далее – ДН) в различных плоскостях, где  $\theta$  и  $\phi$  соответственно полярный и азимутальный угол.

Целесообразность таких исследований обусловлена тем, что о состоянии гетероструктуры можно судить по распределениям интенсивности ТЕ и ТМ мод на выходном зеркале рассматриваемых типов ЛД, которые, в конечном счёте, определяют свойства пространственно-энергетической и поляризационной структуры лазерного пучка в дальней зоне. По мере деградации может происходить как перетекание энергии из ТЕ моды в ТМ, так и изменение распределений интенсивности этих компонент на световом пятне. В связи с этим также происходят изменения пространственно-энергетических и поляризационных свойств излучения ЛД в дальней зоне.

В работе показано, что угловые зависимости контраста излучения ЛД в разных плоскостях ДН одного и того же пучка различны. Для исследования этих характеристик ДН сканируется

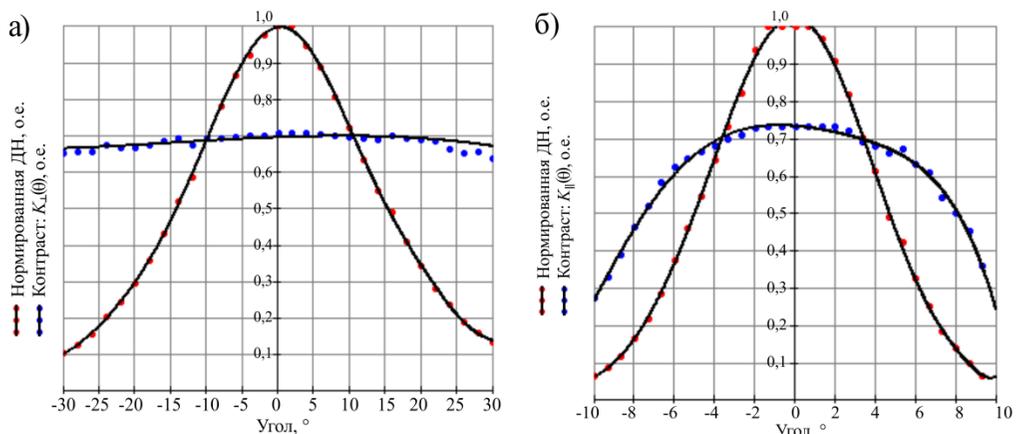
вдоль волнового фронта, путём обеспечения нормального падения излучения на приёмную систему с поляризатором и путём сохранения расстояния от них до излучателя (рис. 1).



**Рис. 1.** Общая схема одномодового ЛД, и его излучение в свободное пространство.

Для упрощения измерений углового распределения контраста ДН следует сканировать в вертикальной  $XZ$  ( $\alpha = 0^\circ$ ) и горизонтальной  $YZ$  ( $\alpha = 90^\circ$ ) плоскости. Выбор данных плоскостей связан с тем, что при сканировании вдоль волнового фронта в горизонтальной плоскости направления колебаний вектора  $\mathbf{E}$  с максимальной и минимальной амплитудой всегда ориентированы вдоль единичных векторов  $\mathbf{e}_\theta$  и  $\mathbf{e}_\phi$  сферической системы координат соответственно, а при сканировании в вертикальной плоскости – наоборот, вдоль единичных векторов  $\mathbf{e}_\phi$  и  $\mathbf{e}_\theta$  соответственно. Иными словами, существует лишь два положения анализатора, при которых обеспечивается максимум и минимум пропускания излучения ЛД в исследуемых областях ДН, что существенно облегчает процедуру исследования угловых зависимостей  $K(\theta, \alpha)$ .

В рамках данной работы был разработан макет оптико-электронного комплекса, позволяющий проводить измерения угловых зависимостей контраста в вертикальной и горизонтальной плоскости. В результате проведения таких измерений на данном комплексе выявлено, что эти зависимости принципиально отличаются друг от друга; в вертикальной плоскости контраст  $K(\theta, 0^\circ)$  практически не изменяется в широком диапазоне углов  $\theta$ , а в горизонтальной плоскости значение контраста  $K(\theta, 90^\circ)$  быстро убывает по мере удаления от оси пучка (рис. 2). Отдельно было установлено, что по мере деградации ЛД эти зависимости меняются, что связано с изменениями картин излучения в дальней зоне, обусловленных дифракцией ТЕ- и ТМ-компонент поля на выходе из ЛД. Таким образом, наблюдения за скоростью убывания контраста в различных местах ДН излучения ЛД по мере увеличения их времени наработки позволяет судить о темпе их деградации.



**Рис. 2.** Нормированная натурно измеренная ДН и угловая зависимость контраста излучения ЛД при сканировании пучка: а) в вертикальной плоскости, б) в горизонтальной плоскости.

### Литература

1. P.Y. Wen et all. Identification of degradation mechanisms of blue InGaN/GaN laser diodes // Journal of Physics D: Applied Physics, V. 48, № 41, 2015, 1500506
2. P.Y. Wen et all. Catastrophic Degradation of InGaN/GaN Blue Laser Diodes // IEEE Transactions on Device and Materials Reliability, V. 16, Iss. 4, 2016, PP. 1–4
3. D.Monti et all. Long-term degradation of InGaN-based laser diodes: Role of defects // Microelectronics Reliability, V. 76–77, 2017, PP. 584–587
4. ГОСТ Р ИСО 12005-2013. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений параметров лазерных пучков. Поляризация. Введ. 2013–09–06. – М.: Стандартинформ, 2014, 16 с.

## INVESTIGATION THE EFFECT OF SINGLE-MODE LASER DIODES DEGRADATION ON THE POLARIZATION CHARACTERISTICS OF THEIR RADIATION

V.A. Parshin\*, O.A. Evtikhieva

*National Research University "Moscow Power Engineering Institute"*

*Krasnokazarmennaya, 14, Moscow, 111250, Russia*

\*e-mail: ParshinVasA@gmail.com

The investigation the effect of single-mode edge-emitting laser diodes degradation on the polarization characteristics of their radiation into free space is carried out. A model of an optical-electronic system for measuring the radiation pattern and angular distribution of the radiation polarization degree has been created. It is shown the polarization characteristics of the radiation into free space are highly sensitive to the laser diode degradation.

**Key words:** single-mode laser diode, polarization degree, radiation into free space.

# ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ С ПОВЫШЕННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ДЛЯ НАНОСКОПИИ

Д.В. Прокопова<sup>1,2,\*</sup>, Е.Н. Воронцов<sup>1</sup>, С.П. Котова<sup>1,2</sup>, Н.Н. Лосевский<sup>1</sup>, С.А. Самагин<sup>1</sup>,  
И.Т. Мынжасаров<sup>3</sup>, А.А. Горшелев<sup>3,4</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>3,4</sup>, А.В. Наумов<sup>3,4,5</sup>

<sup>1</sup>Самарский филиал ФИАН,  
443011, Самара, ул. Ново-садовая, д. 221

<sup>2</sup>Самарский университет  
443086, Самара, Московское шоссе, д. 34

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт  
141701, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

<sup>4</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Троицк, ул. Физическая, д. 5

<sup>5</sup>Московский педагогический государственный университет  
119991, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1.

\*e-mail: prokopovadv@gmail.com

Разработаны дифракционные оптические элементы с повышенным значением эффективности, используемые для генерации двухлепестковых световых полей с распределением интенсивности, поворачивающимся при распространении. Модификация итерационной процедуры расчета элементов позволила получить значение эффективности 85%, что на 20% больше предыдущего результата. Создан дифракционный оптический элемент, оптимизированный под светосильный микрообъектив, с целью уменьшения шумов, вносимых амплитудными искажениями.

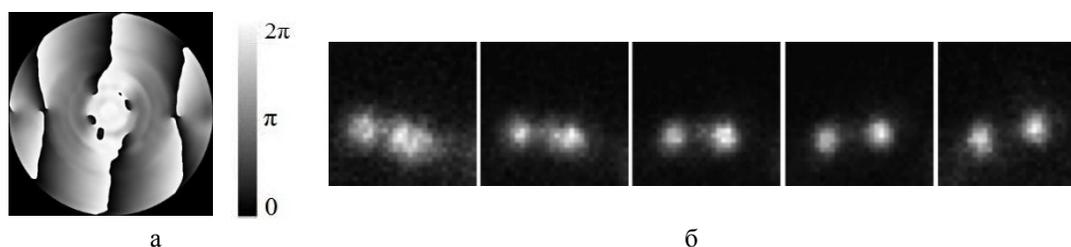
**Ключевые слова:** дифракционные оптические элементы, спиральные пучки света, функция рассеяния точки, микроскопия, сверхразрешение.

Флуоресцентная оптическая микроскопия является незаменимым инструментом для исследователей в области биологии, медицины, материаловедения, химической физики и физики твердого тела. Для увеличения пространственного разрешения флуоресцентных оптических микроскопов в продольном направлении (вдоль оси Z) предложен ряд методов [1], один из которых заключается в модификации функции рассеяния точки (ФРТ) оптической системы микроскопа таким образом, чтобы при дефокусировке вид изображения точечного источника изменялся. Модификация ФРТ заключается в превращении пятна Эйри, например, в двухлепестковое изображение, два главных максимума в котором поворачиваются при дефокусировке. Этот подход в зарубежной литературе называется преобразованием к биспиральной ФРТ (double-helix point spread function, DHPSF) [2]. Для модификации ФРТ требуется добавить небольшое количество оптических элементов в оптическую схему стандартного микроскопа, что делает метод относительно простым для реализации, и в то же время позволяет получить высокую точность при трехмерной локализации одиночных точечных излучателей. Главным элементом для изменения формируемого изображения является дифракционный оптический элемент (ДОЭ), производящий преобразование падающего на него пучка в поле с заданными пространственными свойствами.

Особенность нашего подхода заключается в применении оптики спиральных пучков света [3] для получения ДОЭ, преобразующих падающий пучок в двухлепестковое поле, вращающееся при распространении. Путем модификации итерационной процедуры расчета дифракционного оптического элемента, предложенной в [4], удалось получить элементы, формирующие двухлепестковое поле с эффективностью, превышающей 80%, что на 20% больше значения для ДОЭ, полученного ранее. Увеличение энергетической эффективности сопровождается уменьшением области, в которой пространственная структура поля сохраняется. Если ДОЭ, предложенные в [4], со 100x микрообъективом работали в диапазоне глубин на протяжении 1500 нм, то новые элементы ограничены диапазоном в 600 нм. Тем не менее, такой диапазон разрешимых расстояний интереснее для ряда задач. Например, в

флуоресцентной 3D-наноскопии часто в качестве объектов выступают тонкопленочные (несколько сотен нм) образцы. В этом случае сохранение структуры поля на протяжении большого диапазона не требуется, тогда как принципиальной становится задача увеличения точности локализации положения точечного источника в продольном направлении (вдоль оси Z), чему способствует повышение дифракционной эффективности фазового элемента.

Также была проведена оптимизация ДОЭ с учетом аппаратной функции конкретного светосильного микрообъектива Carl Zeiss 100x с целью уменьшения шумов, возникающих из-за амплитудных искажений освещающего ДОЭ пучка. На рисунке 1а показано фазовое распределение полученного элемента. Он использовался для регистрации изображений одиночной флуоресцирующей наночастицы в схеме флуоресцентного микроскопа с модифицированной двухлепестковой ФРТ. Двухлепестковые изображения точечного источника на разных глубинах Z по отношению к фокальной плоскости микрообъектива представлены на рисунке 1б. Показано, что средняя энергетическая эффективность оптимизированного элемента согласно экспериментальным данным составляет 85% в широком диапазоне глубин залегания точечного источника: от -300 нм до +300 нм, что согласуется с оценкой эффективности по результатам численного моделирования, составляющей 86%.



**Рис. 1.** а) дифракционный оптический элемент, оптимизированный под аппаратную функцию микрообъектива Carl Zeiss 100x. б) двухлепестковые изображения одиночной флуоресцирующей наночастицы на различных глубинах по отношению к фокальной плоскости.

Использование полученных ДОЭ позволяет из сформированного системой двухлепесткового изображения восстановить с помощью специальной компьютерной обработки все три пространственные координаты точечных излучающих объектов с нанометровой точностью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-29-11809).

### Литература

1. Huszka G., Gijis M.A.M. // *Micro and Nano Engineering*. 2019. №. 2. P. 7–28.
2. Pavani S.R.P., Piestun R. // *Opt. Express*. 2008. V. 16. № 5. P. 3484-3489.
3. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. *Современная оптика гауссовых пучков*. М.: Физматлит, 2010. 184 с.
4. Волостников В.Г., Воронцов Е.Н., Котова С.П. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2016. Т. 80. № 7. С. 841.

# DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENTS WITH HIGH EFFICIENCY FOR NANOSCOPY

D.V. Prokopova<sup>1,2\*</sup>, E.N. Vorontsov<sup>1</sup>, S.P. Kotova<sup>1</sup>, N.N. Losevsky<sup>1</sup>, S.A. Samagin<sup>1</sup>,  
I.T. Mynzhasarov<sup>3</sup>, A.A. Gorshelev<sup>3,4</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>3,4</sup>, A.V. Naumov<sup>3,4,5</sup>

<sup>1</sup> *Lebedev Physical Institute*

*Novo-Sadovaya street 221, Samara, Russia, 443011*

<sup>2</sup> *Samara National Research University*

*Moskovskoe Shosse 34A, Samara, Russia, 443086*

<sup>3</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology*

*Institutskiy per. 9, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia, 141701*

<sup>4</sup> *Institute of Spectroscopy RAS*

*Physical street 5, Troitsk, Moscow, Russia, 108840*

<sup>5</sup> *Moscow Pedagogical State University*

*M. Pirogovskaya Str. 1/1, Moscow, Russia, 119991*

\*e-mail: prokopovadv@gmail.com

Diffractive optical elements with an increased efficiency value have been developed, to be used to generate two-lobe light fields with the intensity distribution rotating in propagation. By modifying the iterative procedure for calculating the elements we obtained the efficiency value of 85%, which is 20% higher than the previous result. The obtained diffractive optical element is optimized for a large-aperture microscope objective in order to reduce the noise caused by amplitude distortions.

**Key words:** diffractive optical elements, spiral light beams, point spread function, microscopy, super resolution.

# ВЛИЯНИЕ ПОКРЫТИЯ ИЗ ОКСИДА КРЕМНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОКУСИРУЮЩЕГО РЕШЕТОЧНОГО ЭЛЕМЕНТА СВЯЗИ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

А.И. Проходцов<sup>1,2,\*</sup>, А.Д. Голиков<sup>1</sup>, П.П. Ан<sup>1,3</sup>, В.В. Ковалюк<sup>1,3</sup>, Г.Н. Гольцман<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет,  
119991, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
101000, Москва, Мясницкая, 20

<sup>3</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН  
420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

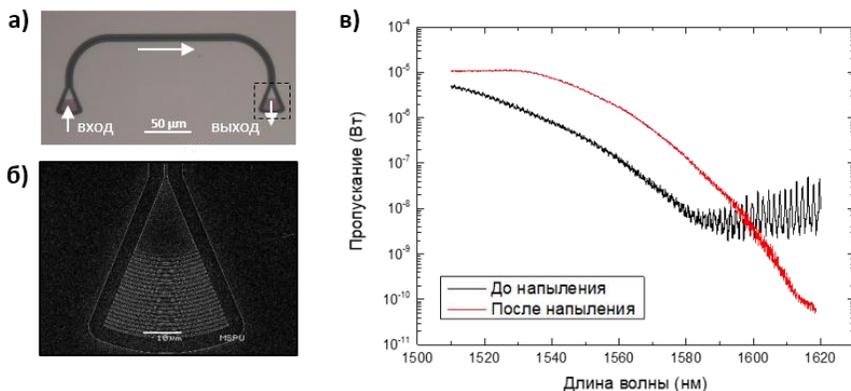
\*e-mail: aprohodcov@hse.ru

В работе экспериментально изучена зависимость эффективности фокусирующего решеточного элемента связи от периода и фактора заполнения до и после напыления верхнего слоя из оксида кремния. Полученные данные имеют практическое значение при создании перестраиваемых интегрально-оптических устройств на нитриде кремния.

**Ключевые слова:** интегральная оптика, нитрид кремния, фокусирующий решеточный элемент связи

Одним из способов создания перестраиваемых элементов на чипе является интеграция волноводной схемы с металлическими микронагревателями [1]. Такие микронагреватели, с одной стороны, должны быть отделены от основной части волноводов толстым диэлектрическим слоем (для исключения поглощения оптической моды), а с другой стороны – расположены достаточно близко к схеме, чтобы максимально эффективно менять ее температуру. В дополнение к этому, напыление диэлектрических слоев на волновод приводит к изменению эффективного показателя преломления, а также спектра пропускания фокусирующего решеточного элемента связи (англ. Focusing Grating Coupler, FGC), что должно учитываться на стадии проектирования схемы.

Целью настоящей работы являлось изучение изменения спектра пропускания FGC до и после напыления оксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ) на волноводную схему. Стандартный FGC (Рис. 1а, б) состоит из протравленных полос волноводного материала шириной  $L$  и периодом  $\Lambda$ .



**Рис. 1.** (а) Изображение нанофотонной структуры с волноводом и двумя FGCs. (б) Изображение решеточного элемента связи со сканирующего электронного микроскопа. (в) Спектр пропускания FGC до и после напыления  $\text{SiO}_2$  ( $\Lambda = 1,043$ ,  $F = 0,7$ )

Если определить фактор заполнения ( $F$ ) как отношение длины непротравленного участка (зубец) к периоду решетки, то эффективный показатель преломления FGC может быть выражен средневзвешенным значением [2]:

$$n_{eff} = F \cdot n_o + (1 - F) \cdot n_e, \quad (1)$$

где  $n_o$  и  $n_e$  – показатели преломления непротравленных и протравленных участков, соответственно.

Периодическое изменение показателя преломления между зубцами и протравленными канавками позволяет преломлять оптическую моду, выходящую из оптического волокна. Из условия Брэгга для решетки с периодом  $\Lambda$  центральная длина волны ( $\lambda_c$ ) может быть выражена как:

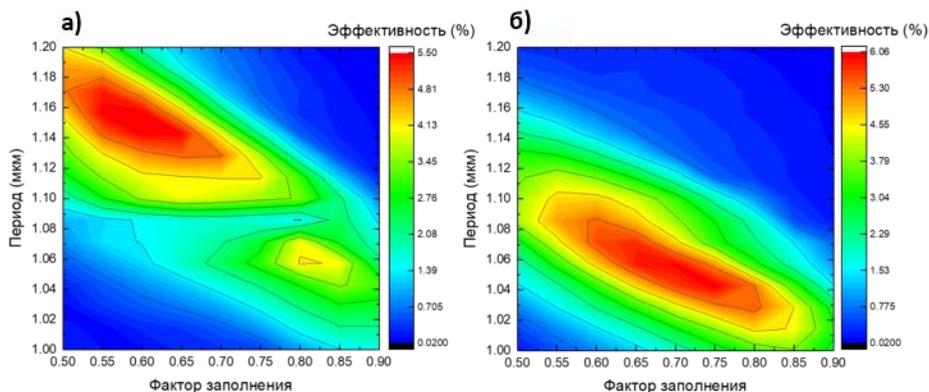
$$\lambda_c = \Lambda(n_{eff} - \sin \theta), \quad (2)$$

где  $\theta$  – угол дифракции, а  $n_{eff}$  – эффективный показатель преломления, рассчитанный по формуле 1.

На первом этапе исследования был разработан дизайн исследуемых интегрально-оптических устройств в виде двумерного массива с двумя различающимися параметрами: варьируемым периодом в диапазоне 1 – 1,2 мкм и фактором заполнения 0,5 – 0,9 [3,4]. Каждая отдельная структура в массиве представляла собой два FGCs соединенных волноводом [5]. На рис.1(а, б) показаны изображения одной из изготовленных структур, а также FGCs со сканирующего электронного микроскопа. Расстояние между FGCs, равное 250 мкм подобрано таким образом, чтобы согласовать с периодом коммерческого массива оптических волокон для ввода/вывода света.

На втором этапе исследования нанопотонные структуры на чипе были изготовлены методом электронно-лучевой литографии с использованием позитивного резиста ZEP 520A и плазмохимического травления в атмосфере  $\text{CHF}_3$ . Для изготовления использовались коммерчески доступные подложки из кремния с оксидом кремния (3 мкм) и нитридом кремния (300 нм сверху).

На заключительном этапе исследования было измерено оптическое пропускание нанопотонных структур в спектральном диапазоне 1510 - 1620 нм. Для этого свет от перестраиваемого лазерного источника (New Focus, TLB 6600) подключался к чипу с помощью массива оптоволокон с контроллером поляризации, проходил через структуру и собирался на выходе структуры, после чего измерялся малошумящим фотоприемником и регистрировался ПК.



**Рис. 2 (а, б).** Цветные карты эффективности FGCs с различными значениями периода и фактора заполнения решеточного элемента связи, до (а) и после напыления  $\text{SiO}_2$  (б), измеренные на длине волны 1550 нм.

Для предварительного совмещения чипа с массивом оптоволокон использовался оптический микроскоп, в то время как более точное совмещение происходило путем регулировки положения столика с помощью пьезоэлектрических двигателей.

На рис. 2 (а, б) показаны измеренные цветные карты эффективности ввода света в зависимости от периода и фактора заполнения на длине волны 1550 нм до и после напыления SiO<sub>2</sub> толщиной 1 мкм методом электронно-лучевого распыления в вакууме. Из-за изменения показателя преломления в непротравленных участках решетки  $n_e$  и, соответственно, ее эффективного показателя преломления (формула 1), наблюдается четко выраженный сдвиг центральной длины волны в сторону больших длин волн. Если длина волны фиксирована (1550 нм), то увеличение  $n_{eff}$  за счет напыления SiO<sub>2</sub>, приводит к уменьшению требуемого периода (формула 2), что и наблюдается в эксперименте (Рис.2 б). Увеличение абсолютной эффективности FGCs нами связывается с уменьшением отражения на границе воздух/SiO<sub>2</sub> по сравнению с воздух/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, за счет более низкого контраста показателя преломления.

Таким образом, в работе было выполнено экспериментальное исследование FGCs с различными параметрами периода и фактора заполнения до и после напыления SiO<sub>2</sub>. Полученные данные демонстрируют сдвиг центральной длины волны в сторону больших длин волн, который связан с изменением эффективного показателя преломления FGC и быть использованы при разработке и проектировании интегрально-оптических устройств с микронагревателями для создания полностью перестраиваемых схем на нитриде кремния [1].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение №14.583.21.0065, уникальный идентификатор RFMEFI58317X0065).

#### Литература

1. Ovvyan A.P. et al. // Journal of Optics. 2016. V.18, 6, 064011
2. Marchetti R. et al. // Scientific Reports. 2017. V.7. 1 – 8.
3. Sure A. et al. // Opt. Express. 2002. V.11. P. 3555 – 3561.
4. Halir R. et al. // Opt. Lett. 2009. V. 34. P. 1408 – 1410.
5. Van Laere F. et al. // Opt. Express 2007. V.19. P. 1919 – 1921.

## EFFECT OF SILICON OXIDE COATING ON A SILICON NITRIDE FOCUSING GRATING COUPLER EFFICIENCY

A. Prokhodtsov<sup>1,2\*</sup>, A. Golikov<sup>1</sup>, P. An<sup>1,3</sup>, V. Kovalyuk<sup>1,3</sup>, G. Goltzman<sup>1,2,3</sup>

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

119991, Moscow, st. Malaya Pirogovskaya, d. 29

<sup>2</sup>National Research University Higher School of Economics

101000, Moscow, Myasnitskaya, 20

<sup>3</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences

420029, Kazan, st. Siberian tract, d. 10/7

\* e-mail: alexabrest@yandex.ru

The dependence of the efficiency of the focusing lattice coupling element on the period and filling factor before and after deposition of the upper silicon oxide layer was experimentally studied. The data obtained are of practical importance in creating tunable integrated-optical devices based on silicon nitride.

**Key words:** integrated optics, silicon nitride, focusing grating coupler

# КОГЕРЕНТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

А.В. Прохоров<sup>1,\*</sup>, В.С. Волков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Владимирский государственный университет им А.Г. и Н.Г. Столетовых  
600000, Владимир, Горького, д. 87, Россия*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Институтский переулок, 9*

\*e-mail: avprokhorov33@mail.ru

Рассмотрены эффекты квантовой когерентности, возникающие в ансамбле полупроводниковых квантовых точек, расположенных вблизи поверхности двумерных оптических материалов. Изучены условия формирования и особенности нелинейного управления кинематикой и дисперсионно-абсорбционными свойствами поверхностных плазмон-поляритонов в рассматриваемых системах.

**Ключевые слова:** сильная связь, графен, полупроводниковые квантовые точки, поверхностные плазмон-поляритоны.

Актуальность практической разработки двумерных материалов с полупроводниковыми квантовыми точками (КТ) определяется потребностью в создании принципиально-новых, оптимизированных по размеру, скорости отклика и энергоэффективности наноустройств для двунаправленной свет-поверхностная волна конвертации и обработки электромагнитного сигнала оптического, инфракрасного и терагерцового диапазонов. Такие устройства могут использоваться для управления спектрами и оптимизации параметров гигантского комбинационного рассеяния света, субволновой диагностики с высоким спектральным разрешением, наносенсорике и *in-vitro* экспресс-диагностики на наличие/отсутствие искомого вещества на уровне одиночных молекул/наночастиц; высокоскоростных/терагерцовых маршрутизации и обработки электромагнитных сигналов без перевода в электронный формат. Основой таких устройств будут служить перспективные наноструктурированные двумерные материалы – графен, допированный графен, нитрид бора, размещенные вблизи них либо загруженные в нанорезонаторы оболочечные нанообъекты и квантовые точки, а также высокоэффективные плазмонные медиаторы, в т.ч. - на основе металлизированных наноструктурированных подложек.

Рассматриваемые системы обладают целым рядом преимуществ. Во-первых, сочетание гигантских значений эффективного показателя преломления графеноподобных материалов и рекордной подвижности электронов проводимости в них позволяет локализовать поверхностную волны всего на нескольких нанометрах и обеспечить терагерцовые скорости ее обработки/модуляции [1,2]. Во-вторых, внедрение в плазмонные структуры многооболочечных нанообъектов [3] позволяет обеспечить сравнительно простое управление ближнеполевыми процессами на поверхности материала за счет комбинированных свет+поверхностная волна воздействий на нанообъект в условиях сильной связи. Однако, при этом требуется размещение нанообъектов на малых дистанциях до поверхности, измеряемых единицами и десятками нанометров [4]. При больших дистанциях КТ не “чувствует” высоколокализованное поле на графене. Вместе с тем, субволновые дистанции между КТ и графеном требуют точного пересчета коэффициентов связи и скоростей релаксации на основе модификации кинетических уравнений КТ в самосогласованном поле [5].

Таким образом, достижение сильной связи в системе графен-КТ, с учетом многофакторности моделей, является непростой задачей. Ее решение требует использования многолучевых схем взаимодействия с поверхностными плазмон-поляритонами, а также задействования высокоэффективных плазмонных медиаторов в режиме нелинейного усиления

изучаемых эффектов. Вместе с тем, разработка готовых плазмонных устройств требует точной настройки и автоматизации процессов оптимизации параметров рассматриваемых систем на основе результатов как аналитических расчетов, так и численного моделирования [6,7], в том числе – при использовании усложненных геометрий для формирования расширенных областей с повышенной концентрацией поля: призмы, канавки [8,9], волноводы и резонаторы.

В настоящем докладе обсуждается спектр вопросов, направленных на решение обозначенных проблем: рассматриваются математические методы для анализа нелинейных опто-плазмонных систем вида КТ вблизи двумерного материала; представлены особенности использования численных методов и разработки оригинального программного обеспечения для проектирования и моделирования ближнеполевых источников и преобразователей на основе систем нанообъект-поверхность; предлагаются оригинальные экспериментальные методики генерации и управления кинематикой, амплитудно-фазовыми характеристиками и квантово-кинетическими особенностями поверхностных плазмон-поляритонов в системе КТ+графен.

### Литература

1. Kelardeh H. K., Apalkov V., and Stockman M. I.// Phys. Rev. B 2015 V. 91. P. 045439.
2. Farmani A., Mir A., Sharifpour Z.//Appl. Surf. Sci. 2018.V. 453. P.358.
3. Noginov M. A., Zhu G., Belgrave A. M. et al.//Nature 2009. V. 460. P.1110
4. Koppens F. H. L., Chang D. E., de Abajo et al.// Nano Lett. 2011.V.11.P.3370.
5. Novotny L. and Hecht B. Principles of nano-optics. Cambridge University Press. New York.2006.
6. Sullivan D. M. Electromagnetic simulation using the FDTD method. Wiley–IEEE Press. New York.2000.
7. Sarker P. C., Rana Md. M., Sarkar A. K.// Optik 2017. V.144. P.1.
8. Grigorenko A. N., Polini M., Novoselov K. S.//Nat. Photonics 2012.V.6.P.479.
9. Penghong L., Xinzheng Zh., Zenghong Ma, et al.//Optics Express 2013.V.21. P. 32432

## COHERENT OPTICAL EFFECTS IN TWO-DIMENSIONAL NANOSTRUCTURES WITH SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS

A.V. Prokhorov<sup>1,\*</sup>, V.S. Volkov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Vladimir State University named after A. G. and N. G. Stoletovs,  
600000, Vladimir, Gorky str. 87, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology*

*141700, Moscow region, Dolgoprudny, Institutskiy pereulok, 9*

\*e-mail: avprokhorov33@mail.ru

The effects of quantum coherence arising in an ensemble of semiconductor quantum dots located near the surface of two-dimensional optical materials are considered. The conditions for formation and features of nonlinear control of the kinematics and dispersion-absorption properties of surface plasmon polaritons in the systems under study are studied.

**Key words:** strong coupling, graphene, semiconductor quantum dots, surface plasmon polaritons.

# ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ НА ОСНОВЕ НАНОЧАСТИЦ И МИКРОЧАСТИЦ $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$

М.С. Пудовкин\*, С.Л. Кораблева, Е.В. Лукинова, Д.А. Коряковцева, О.А. Морозов, В.В. Семашко

*Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, Казань, Кремлевская 18  
\*e-mail: jaz7778@list.ru*

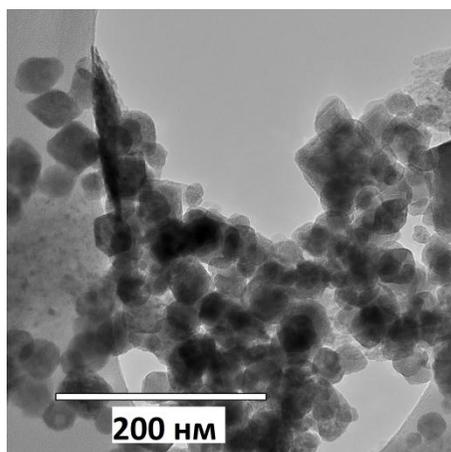
Демонстрируется возможность использования наночастиц и микрочастиц  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$  в качестве люминесцентных термометров в диапазоне температур 80-320 К. В качестве параметра, зависящего от температуры, рассматривается отношение пиков люминесценции с состояния  $^3\text{P}_0$  на два Штарковских подуровня состояния  $^3\text{H}_5$  ионов  $\text{Pr}^{3+}$ . Данная система демонстрирует абсолютную температурную чувствительность  $0.0009 \text{ K}^{-1}$  при температуре 185 К.

**Ключевые слова:** люминесцентная термометрия, люминесценция,  $\text{LiYF}_4$ ,  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ .

Люминесцентная термометрия - это современный высокоразвитый бесконтактный метод, позволяющий получать картину температурных полей с субмикронным пространственным разрешением в заданном диапазоне температур. Люминесцентная термометрия основана на измерении зависимых от температуры спектрально-кинетических свойств люминофоров (интенсивность излучения, время затухания люминесценции, форма спектров люминесценции, ширина полосы люминесценции, поляризация и спектральное положение полос люминесценции) [1, 2]. Стоит отметить, что одним из самых надежных и точных методов является метод, основанный на зависимости формы спектра от температуры. При этом, в качестве параметра, зависящего от температуры, используется отношение интенсивностей двух полос люминесценции. Данный метод является наиболее точным и простым в применении, и не зависит от мощности и характера возбуждающего излучения. Среди люминесцентных люминофоров особое место занимают фторидные наночастицы, активированные ионами редкоземельных элементов. Данные соединения демонстрируют высокую фото- и химическую стабильность, узкие полосы люминесценции, низкую вероятность безызлучательных переходов и слабую токсичность [1-3].

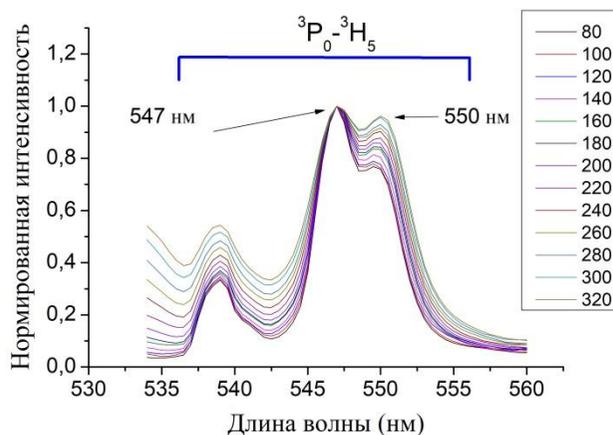
Наночастицы  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$  были синтезированы методом гидротермального синтеза, описанного в работе [4]. Микрочастицы  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$  были синтезированы путем механического перетирания кристалла  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ , выращенного методом Бриджмана. Перетертые частицы просеивались через сито с диаметром ячейки 0.45 мм. Для экспериментов использовался просеянный порошок с размером частиц менее 0.45 мм. Исследования морфологии наночастиц выполнялось методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на аппаратном комплексе Hitachi HT7700. Оптическое возбуждение образцов производилось импульсным лазером (420–1200 nm) фирмы JV LOTIS ТП на длине волны 442 nm, что соответствует переходу  $^3\text{H}_5 \rightarrow ^3\text{P}_2$  ионов  $\text{Pr}^{3+}$ . Спектры люминесценции регистрировались с помощью спектрометра Stellarnet (200-1100 nm) с разрешением 0.5 nm.

Данные ПЭМ наночастиц  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$  представлены на рисунке 1.



**Рис.1.** ПЭМ изображение наночастиц  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ .

Средний диаметр наночастиц составил  $38 \pm 3$  нм. Согласно данным рентгеноструктурного анализа, наночастицы и микрочастицы представляют собой кристаллические частицы тетрагональной сингонии, соответствующей матрице  $\text{LiYF}_4$ . Нормированный спектр люминесценции наночастиц  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ , соответствующий приходу  ${}^3\text{P}_0-{}^3\text{H}_5$  как функция температуры приведен на рисунке 2.



**Рис.2.** Нормированный спектр люминесценции наночастиц  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ , соответствующий приходу  ${}^3\text{P}_0-{}^3\text{H}_5$  как функция температуры (нормировка производилась на длине волн 547 нм).

В качестве параметра, зависящего от температуры, рассматривается отношение интегральных и пиковых интенсивностей полос на длинах волн 547 и 550 нм. Отношение интенсивностей, как функция температуры приведена на рисунке 3.

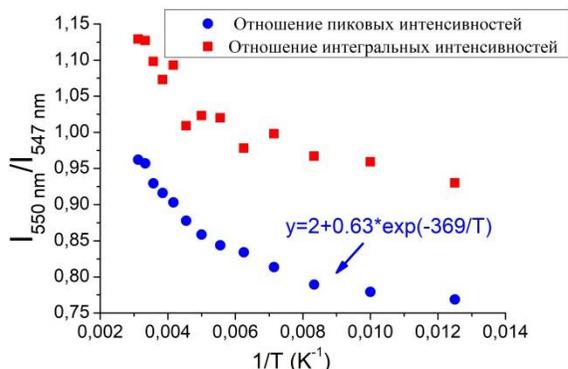


Рис.3. Отношение интенсивностей, как функция температуры.

Из рисунка видно, что отношение пиковых интенсивностей монотонно убывает при понижении температуры. Данная зависимость аппроксимировалась функцией  $y=A+B*\exp(\Delta E/kT)$ , где  $A$  и  $B$  – постоянные параметры,  $k$ -постоянная Больцмана,  $T$ -абсолютная температура,  $\Delta E$  – энергия активации процесса. Отношение интегральных интенсивностей демонстрирует, по видимому, похожую зависимость, однако, широкий разброс точек не позволяет провести полноценную аппроксимацию. Это может быть связано с высокой степенью перекрытия исследуемых полос. Для определения абсолютной температурной зависимости, вычисляемой по формулам, описанным в источнике [3], использовалось отношение пиковых интенсивностей. Зависимость абсолютной температурной чувствительности от температуры приведена на рисунке 4.

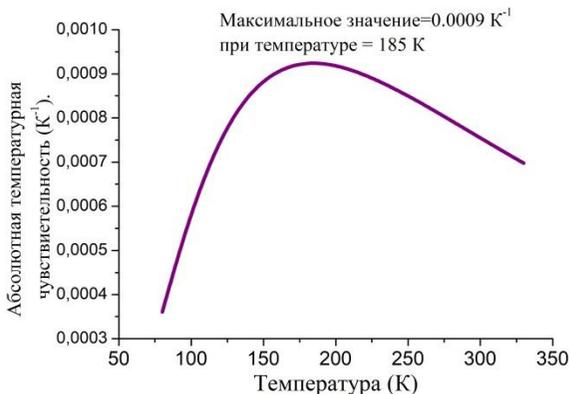


Рис.4. Зависимость абсолютной температурной чувствительности от температуры для наночастиц  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ .

Данная система демонстрирует абсолютную температурную чувствительность  $0.0009 \text{ K}^{-1}$  при температуре 185 К, что говорит о возможности применения исследуемых частиц в качестве люминесцентных термометров в криогенном диапазоне температур. Микрочастицы  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$  демонстрируют аналогичные зависимости.

### Литература

1. Brites C., Millán A., Carlos L.D. // Elsevier. 2016. V.49. P.339-427.
2. Jaque D and Vetrone F. // Nanoscale. 2012. V.15. P. 4301-4326

3. Pudovkin M.S., Morozov O.A., Pavlov V.V., Korableva S.L., et al. // Journal of Nanomaterials. 2017. V.2017:3108586
4. Ye, S., Hu, R., Jiang, N., Wang, H., Wang, D. // Dalton Transactions. 2015. V.44, № 35.P. 15583-15590.

## LUMINESCENCE THERMOMETRY BASED ON Pr<sup>3+</sup>:LiYF<sub>4</sub> NANOPARTICLES AND MICROPARTICLES

**M.S. Pudovkin\*, S.L. Korableva, E.V. Lukinova, D.A. Koryakovtseva, O.A. Morozov,  
V.V. Semashko**

*Kazan (Volga region) Federal University  
Kazan, Tatarstan 420008, Russia, 18 Kremlyovskaya  
\*e-mail: jaz7778@list.ru*

The opportunity of Pr<sup>3+</sup>:LiYF<sub>4</sub> nanoparticles and microparticles as luminescent thermometers in the temperature range of 80-320 K is demonstrated. The temperature-dependent parameter was the ratio of peaks intensities from the <sup>3</sup>P<sub>0</sub> state to two Stark sub-levels of the <sup>3</sup>H<sub>5</sub> state of Pr<sup>3+</sup> ions. The system demonstrates an absolute temperature sensitivity of 0.0009 K<sup>-1</sup> at a temperature of 185 K, which indicates the possibility of using of the studied particles as luminescent thermometers in the cryogenic temperature range.

**Key words:** luminescent thermometry, luminescence, LiYF<sub>4</sub>, Pr<sup>3+</sup>:LiYF<sub>4</sub>.

# КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ И ОБРАЗОВАНИЕ В НИХ КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ

А.Г. Ржанов

*Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова  
119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр.2  
\*e-mail: rjanov@mail.ru*

Рассматривается влияние длины когерентности излучения планарного лазерного диода с широким контактом на поперечные размеры канала генерации. Обсуждается связь между когерентностью излучения мощного лазерного диода, его спектром и нелинейными оптическими свойствами активной среды лазерного резонатора.

**Ключевые слова:** лазерный диод, спектр излучения, длина когерентности, нелинейная рефракция, филаментация излучения, кинетические уравнения.

Лазерные диоды (ЛД) с широким контактом (ШК более 50 мкм) имеют характерную особенность: в их спектре, кроме поперечных латеральных мод, как правило, присутствует излучение от несвязанных по фазе пространственных каналов генерации. Образование каналов генерации в планарных структурах ЛД известно давно [1, 2]. Это явление было обнаружено экспериментально в ЛД планарной технологии с двойной гетероструктурой (ДГС) [2]. Были исследованы ЛД мощностью менее 10 мВт с ШК. Появление сильных нелинейностей, приводящих к филаментации лазерного излучения, при небольшой выходной мощности излучения объясняется, прежде всего, несовершенством технологии роста слоёв ДГС (жидкофазная эпитаксия), приводящей к неравномерностям распределения примесей, множественным дислокациям и неоднородностям по толщине активного слоя. Наличие этих факторов приводило к многоканальной генерации, часто сопровождающейся самосинхронизацией мод внутри каналов, либо пространственно-временным хаосом [2]. Современные ЛДШК с квантовыми ямами (КЯ) показывают схожие режимы генерации, но уже при больших мощностях (от 0.5 Вт и выше) [3]. Физические механизмы, заставляющие излучение в мощных ЛДШК группироваться в каналы, остались теми же, что и были ранее в ЛД без КЯ. Особенности КЯ в качестве усиливающей среды проявляются, в том, что, по сравнению с "объёмными" (без квантово-размерного эффекта) активными слоями, ЛД с КЯ имеет спектр излучения на два-три порядка уже, а усиление значительно выше при той же накачке. Это обстоятельство приводит к необходимости учитывать влияние нелинейной рефракции, а также пространственной когерентности, на спектрально-пространственные характеристики излучения ЛД [4]. В монографии [5] отмечено, что "к мощным полупроводниковым лазерам можно отнести лазерные диоды, предназначенные для работы в непрерывном или квази-непрерывном режимах с выходной мощностью несколько десятков мВт с 1 мкм ширины полоска". Таким образом, ЛД с шириной активной области 100 мкм и мощностью излучения более 1 Вт можно относить к мощным.

Первые работы по моделированию процессов в ЛД впервые появились в 80-х годах прошлого века [6, 7]. Они послужили основой для современных распределённых моделей ЛД. В силу своих особенностей модели ЛДШК требуют усовершенствованных подходов к математическому моделированию динамики и статики их излучения. Современная базовая модель, описывающая самосогласованное взаимодействие излучения, накачки и многослойной полупроводниковой структуры описана, например, в работах [8, 9]. В основе всех самосогласованных моделей ЛД лежат кинетические (скоростные) уравнения, которые описывают баланс неравновесных носителей и фотонов в активной области лазера. В распределённых моделях ЛД учитывается неоднородное по пространству взаимодействие между лазерным излучением и неравновесными носителями.

Нелинейность рефракции и усиления активной среды ЛД в распределённых моделях проявляется в виде зависимости эффективной диэлектрической проницаемости лазерного волновода от концентрации неравновесных носителей [9, 10]. Основу самосогласованной модели ЛД составляет система дифференциальных кинетических уравнений в частных производных для концентраций носителей и фотонов, образующая кинетическую часть модели. Оптическую часть модели представляет волновое уравнение, преобразованное в уравнение Гельмгольца с учётом гармонической зависимости амплитуды поля от времени и аксиальной координаты.

Изложенный подход, где за основу определения профилей лазерного поля и спектра генерируемых частот берётся единственное волновое уравнение, не подходит к моделированию ЛДШК. В этом случае собственными значениями этого уравнения в случае лазерной задачи являются либо комплексные частоты мод, либо эффективные показатели преломления. При этом продольная постоянная распространения, выбирается для единственной продольной моды, соответствующей центральной частоте линии усиления лазерного волновода [9]. Рассматривается приближение для единственного набора мод в латеральных пределах всего волновода, чего не наблюдается в задачах с каналированием излучения, где в каждом канале присутствует свой набор когерентных мод.

Распад излучения на каналы генерации в мощных ЛДШК был продемонстрирован в [11]. Объяснить этот эффект качественно можно следующим образом. Для того чтобы часть оптического излучения, находящаяся пространственно на краю активной области, могла быть связана по фазе с излучением на противоположном краю этой области, волновому фронту (лучу) необходимо, не теряя когерентности, сделать несколько пробегов от зеркала к зеркалу. Если длина когерентности меньше этого оптического пути, то излучение распадается на нефазированные или слабо связанные между собой каналы. Разделение излучения на каналы генерации определяется совместным действием нескольких факторов. Во-первых, это - превышение порога генерации по всей ширине контакта (100-200 мкм). Во-вторых, это - превышение порога в пределах линии усиления КЯ (около 10 мЭВ, 4-6 нм). В-третьих, это - фактор когерентности излучения в пределах одной латеральной моды (при длине когерентности излучения ЛД около 4-5 см [12, 13]). И, в-четвёртых, это - пространственная самофокусировка, вызванная нелинейной рефракцией. Сочетание этих факторов определяет необходимость пересмотра базовой модели для ЛДШК.

Сделаем оценки для возможной ширины канала генерации в ЛДШК. Превышение порога генерации ЛД означает, что излучение должно присутствовать на всей ширине активной области  $W$ . Изменения же интенсивности излучения в этом направлении должны быть заметны только в пределах длины диффузии неравновесных носителей (5-10 мкм). Таким образом качественно обосновывается появление пространственных каналов в ЛД с шириной контакта более 50 мкм. Превышение порога подразумевает также плотное заполнение излучающими модами спектральной линии усиления ЛД. Это объясняет разделение каналов по спектру (отсутствие вырождения по частоте), что наблюдается в эксперименте [11, 14].

Учёт конечной длины когерентности при использовании теории дифракции для случая конфокального резонатора даёт следующую оценку ширины канала генерации ЛД на фундаментальной поперечной моде  $w_0$ :

$$w_0 = \frac{\sqrt{\lambda L_{\text{ког}}}}{n_{\text{эфф0}}}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  и  $L_{\text{ког}}$  - центральная длина волны и длина когерентности излучения в вакууме,  $n_{\text{эфф0}}$  - эффективный показатель преломления фундаментальной моды.

Это приближение качественно согласуется с результатами работы [7], однако даёт несколько завышенное значение ширины канала в силу того, что в нём рассматривается модель конфокального резонатора.

Наиболее близкий к экспериментальным данным [4, 11] результат даёт использование модели резонатора ЛД как планарного волновода, ограниченного плоскими зеркалами. Учёт самофокусировки излучения за счёт нелинейной рефракции позволяет рассмотреть локальный

волновод с квадратичным профилем показателя преломления, и также оценить ширину установившегося канала генерации через длину когерентности:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda L_{\text{ког}}}{2\pi n_{\text{эфф}0}}}. \quad (2)$$

Рассмотрение канала генерации в нелинейной среде в предположении почти идеального когерентного излучения приводит к следующей оценке его ширины [15]:

$$w_0 = \frac{\lambda}{2\pi n_{\text{эфф}0}} \sqrt{\frac{\lambda}{\Delta\lambda}}, \quad (3)$$

где  $\Delta\lambda$ - спектральная ширина линии излучения.

Сравнивая выражения (1), (2) и (3), при наличии экспериментальных данных становится возможным делать оценки величины связи между длиной когерентности излучения и нелинейными свойствами активной среды.

Таким образом, в работе показано, что для моделирования мощных ЛДШК необходим учёт как частичной пространственной когерентности излучения в каналах, так и нелинейных свойств усиливающей среды, составляющей волновод ЛД.

### Литература

1. Алферов Ж.И. // ФТП. 1998. Т. 32. № 3. С. 3.
2. Logginov A.S. and Vinogradov I.I. // Proc. of SPIE. 1995. V. 2513, P. 799.
3. Тарасов И.С. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. №. 8. С. 661.
4. Близнюк В.В., Коваль О.И., Ржанов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 12. С. 1666.
5. Жуков А.Е. Основы физики и технология полупроводниковых лазеров. СПб.: Изд-во Академ. ун-та, 2016. 291 с.
6. Vuus J. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. V. QE-18. No. 7. P. 1083.
7. Vuus J. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. V. QE-19. No. 6. P. 953.
8. Ржанов А.Г., Гвердцители В., Арбаш А.М. // Вестн. РУДН. Сер. мат. инф. физ. 2009. № 3. С. 72.
9. Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 6.
10. Волноводная оптоэлектроника. п/ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. 155 с.
11. Koval O.I., Rzhanov A.G., Solovyev G.A., Physics of Wave Phenomena. 2013. V. 21. No. 4. P. 287.
12. Воробьев С.П. // <http://www.holography.ru/files/holmich.htm#top> (эл.жур.). 2018.
13. Лукин А.В. // Оптический журнал. 2012. Т. 79. № 3. С. 91.
14. Bliznyuk V.V., Koval O.I., Rzhanov A.G. at al. // EPJ Web of Conf. 2017. V. 161. No. 03004.
15. Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 12 (будет опубликована).

## THE COHERENCE OF POWERFUL LASER DIODES AND FORMATION OF LASING CHANNELS

A.G. Rzhanov

*Lomonosov Moscow state University, Faculty of physics  
Leninskiye Gory, 1-2, Moscow, 119991, Russia*

\*e-mail: rjanov@mail.ru

The effect of the radiation coherence length on the lasing channels lateral dimensions in a planar laser diode with a wide contact is considered. The relationship between the coherence of high-power laser diode radiation, its spectrum and the nonlinear optical properties of the laser resonator active medium is discussed.

**Key words:** laser diode, radiation spectrum, coherence length, nonlinear refraction, filamentation of radiation, kinetic equations.

# МОНОСЛОЙ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ДУБЛЕТОМ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ: ПЕРСПЕКТИВНАЯ СИСТЕМА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ И НАНОФОТОНИКИ

И.В. Рыжов<sup>1,\*</sup>, Р.Ф. Маликов<sup>2</sup>, А.В. Малышев<sup>3,4</sup>, В.А. Малышев<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup>Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена  
198164, Санкт-Петербург, наб. р. Мойки 48, Россия

<sup>2</sup>Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы  
450000, Уфа, ул. Октябрьской революции 3А, Россия

<sup>3</sup>GISC, Departamento de Física de Materiales, Universidad Complutense E-28040 Madrid, Spain

<sup>4</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе 194021, Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup>ZIAM, University of Groningen, Nijenborgh 4, 9747 AG Groningen, The Netherlands

\*e-mail: igoryzhov@yandex.ru

Теоретически исследован нелинейный оптический отклик монослоя квантовых излучателей с дублетом в основном состоянии на действие внешнего квазирезонансного поля. Рассчитана бифуркационная диаграмма отклика, на основе которой проведена классификация бифуркаций, происходящих в системе. Показано, что монослой демонстрирует мультистабильность, автоколебания и динамический хаос. В определённой полосе частот система функционирует как бистабильное зеркало.

**Ключевые слова:** суперкристаллы, нелинейная динамика, мультистабильность, бифуркации, автоколебания, хаос, нанофотоника.

Введение. Методы современной микро- и нанотехнологии позволяют синтезировать объекты с необычными электромагнитными свойствами, так называемые метаматериалы [1,2]. Двумерные суперкристаллы (СК) полупроводниковых квантовых точек (ПКТ) [3] представляют особый интерес. Оптические свойства СК зависят от размера квантовых точек, их формы, химического состава и геометрии решетки и могут быть целенаправленно контролируемы (см. публикацию [4] и ссылки в ней), что создает платформу для применения подобных объектов в нанофотонике.

В настоящей работе теоретически исследуется нелинейный оптический отклик двумерной решетки трехуровневых квантовых излучателей (КИ) с дублетом в основном состоянии. В качестве КИ могут выступать легированные ПКТ. Благодаря высокой плотности КИ и их большой силе осциллятора, диполь-дипольное взаимодействие КИ играет важную роль в оптическом отклике монослоя. Это взаимодействие обеспечивает положительную обратную связь, которая, вместе с нелинейностью КИ, приводит к экстраординарным оптическим свойствам монослоя, включая мультистабильность, автоколебания и динамический хаос.

Модель. Мы моделируем изолированный КИ трехуровневой квантовой системой  $\Lambda$  типа, включающей состояния  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  дублета в нижнем состоянии и возбужденное состояние  $|3\rangle$  с энергиями  $\varepsilon_1 = 0$ ,  $\varepsilon_2 = \hbar\omega_2$  и  $\varepsilon_3 = \hbar\omega_3$ , соответственно. Оптически разрешёнными считаются переходы  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  и  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ , характеризующиеся дипольными моментами переходов  $d_{31}$  и  $d_{32}$  и константами радиационного затухания  $\gamma_{31}$  и  $\gamma_{32}$ . Частота дублетного расщепления  $\Delta_{21}$  предполагается много меньшей частот оптических переходов. Релаксация в подсистеме состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  дублета учитывается феноменологически константой  $\gamma_{21}$ .

Пусть на монослой действует внешнее гармоническое поле с амплитудой Раби  $\Omega_0$  и частотой  $\omega_0$ , падающее нормально к его поверхности и квазирезонансное переходам в КИ. Оптическую динамику изолированного КИ будем описывать уравнениями для матрицы плотности  $\rho_{\alpha\beta}$  ( $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ ). Для описания отклика монослоя как целого используем приближение среднего поля ( $\rho_{\alpha\beta}$  не зависит от положения КИ в монослое). Во вращающейся с частотой внешнего поля  $\omega_0$  системе координат уравнения для  $\rho_{\alpha\beta}$  имеют вид

$$\dot{\rho}_{33} = -(\gamma_{32} + \gamma_{31})\rho_{33} - \mu(\Omega\rho_{32}^* + \Omega^*\rho_{32}) - \Omega\rho_{31}^* - \Omega^*\rho_{31}, \quad (1a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = \gamma_{32}\rho_{33} - \gamma_{21}\rho_{22} + \mu(\Omega\rho_{32}^* + \Omega^*\rho_{32}), \quad (1б)$$

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_{31}\rho_{33} + \gamma_{21}\rho_{22} + \Omega\rho_{31}^* + \Omega^*\rho_{31}, \quad (1в)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -[i\Delta_{32} + \frac{1}{2}(\gamma_{31} + \gamma_{32} + \gamma_{21})]\rho_{32} + \mu\Omega(\rho_{33} - \rho_{22}) - \Omega\rho_{21}^*, \quad (1г)$$

$$\dot{\rho}_{31} = -[i\Delta_{31} + \frac{1}{2}(\gamma_{31} + \gamma_{32})]\rho_{31} + \Omega(\rho_{33} - \rho_{11}) - \mu\Omega\rho_{21}, \quad (1д)$$

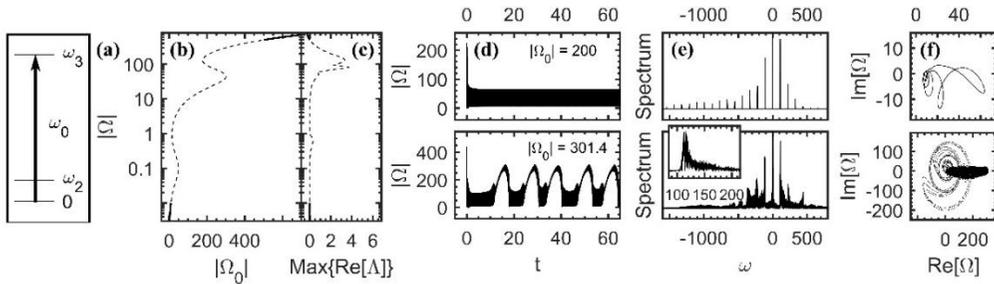
$$\dot{\rho}_{21} = -[i\Delta_{21} + \frac{1}{2}\gamma_{21}]\rho_{21} + \Omega\rho_{32}^* + \mu\Omega^*\rho_{31}, \quad (1е)$$

где точка над  $\rho_{\alpha\beta}$  означает производную по времени;  $\Delta_{31} = \omega_3 - \omega_0$  и  $\Delta_{32} = \omega_3 - \omega_2 - \omega_0$  – отстройки частоты  $\omega_0$  внешнего поля от частот резонансных переходов  $3 \leftrightarrow 1$  и  $3 \leftrightarrow 2$ , соответственно;  $\Omega$  – амплитуда Раби действующего на КИ поля

$$\Omega = \Omega_0 + (\gamma_R - i\Delta_L)(\rho_{31} + \mu\rho_{32}), \quad (2)$$

которое представляет собой сумму внешнего поля  $\Omega_0$  и поля всех остальных КИ в месте расположения данного (второе слагаемое). Последнее учитывает полное (запаздывающее) диполь-дипольное взаимодействие КИ [5,6]. Его часть, пропорциональная  $\gamma_R$ , представляет собой поле в дальней зоне, в то время как другая (пропорциональная  $\Delta_L$ ) – поле в ближней зоне. Первая описывает динамическое коллективное радиационное затухание КИ, вторая – динамический сдвиг частот оптических переходов  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  и  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ , оба зависящие от разности населенностей уровней КИ [5-7]. Для простой квадратной решетки с постоянной  $a$  константы  $\gamma_R$  и  $\Delta_L$  даются выражениями [6,7]:  $\gamma_R = 4.51\gamma_{31}(\lambda/a)^2$  и  $\Delta_L = 3.39\gamma_{31}(\lambda/a)^3$ , где  $\lambda = \lambda/2\pi$  – редуцированная длина волны.

**Результаты.** В расчетах оптического отклика монослоя константы, определяющие  $\gamma_R$  и  $\Delta_L$ , выбирались типичными для СК ПКТ [3,6,7]:  $\lambda \sim 100 \div 200$  nm,  $a \sim 10 \div 20$  nm,  $\gamma_{31} \sim 3 \cdot 10^9$  s<sup>-1</sup>. Тогда  $\gamma_R \sim 100\gamma_{31}$  и  $\Delta_L \sim 1000\gamma_{31}$ . Варьируемыми параметрами являлись: расщепление дублета  $\Delta_{21}$ , отстройка от резонанса  $\Delta_{31}$  и константа релаксации в подсистеме дублета  $\gamma_{21}$ .

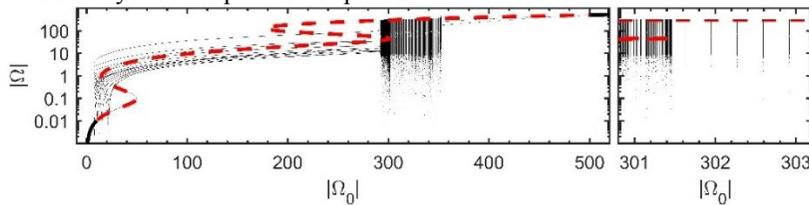


**Рис. 1.** (а) – Схема возбуждения КИ. (б) – Стационарный отклик монослоя. (с) – Реальная часть старшего показателя Ляпунова. (д), (е) и (ф) – Динамика, спектры Фурье и фазовые траектории системы, рассчитанные для значений поля, указанных на панели (д). Все величины даны в единицах  $\gamma_{31}$ .

На рис. 1(б) изображено стационарное решение уравнений (1), (2) для  $|\Omega|$ , которое получено аналитически с помощью метода, предложенного в [7] для  $\Delta_{31} = 0$ ,  $\Delta_{21} = 100\gamma_{31}$  и  $\gamma_{21} = 0.01\gamma_{31}$ . Как видно, зависимость  $|\Omega|$  от  $|\Omega_0|$  является многозначной, т.е. при фиксированном значении  $|\Omega_0|$  могут существовать несколько решений для  $|\Omega|$ , при этом, не все они стабильны. Для анализа их стабильности был использован метод показателей Ляпунова  $\Lambda$  [7]. Для каждой стационарной точки выбирался (старший) показатель  $\Lambda$  с максимальной реальной частью,  $\text{Max}\{\text{Re}[\Lambda]\}$ , которая определяет, устойчива данная точка ( $\text{Max}\{\text{Re}[\Lambda]\} < 0$ ) или неустойчива ( $\text{Max}\{\text{Re}[\Lambda]\} > 0$ ). Зависимости  $\text{Max}\{\text{Re}[\Lambda]\}$  от  $|\Omega|$  приведены на рис. 1(с). Сплошные (пунктирные) участки стационарного решения показывают, где система является устойчивой (неустойчивой).

На панелях (d), (e) и (f) рис. 1 представлены результаты расчетов оптической динамики монослоя для  $|\Omega_0| = 200\gamma_{31}$  и  $|\Omega_0| = 301.4\gamma_{31}$ . В обоих случаях после некоторой задержки динамика системы достигает некой нестационарной, но устойчивой фазы – аттрактора, характер которого существенно зависит от  $|\Omega_0|$ . Для  $|\Omega_0| = 200\gamma_{31}$  динамика системы представляет собой предельный цикл (автоколебания), что отражается в эквидистантности спектра Фурье аттрактора (панель (e)), а также в замкнутости фазовой траектории системы (панель (f)). Напротив, для  $|\Omega_0| = 301.4\gamma_{31}$  аттрактор демонстрирует в высшей степени иррегулярное поведение. Его спектр Фурье напоминает квазиконтинуум, а траектория плотно покрывает часть фазового пространства, сигнализируя о (квази) хаотическом характере движения.

Смена динамического режима при незначительном изменении управляющего параметра, например, амплитуды  $\Omega_0$  внешнего поля, является характерным свойством подавляющего числа нелинейных динамических систем. Тогда говорят, что в этой точке система испытала бифуркацию [8]. Бифуркационная диаграмма (карта бифуркаций) является мощным методом исследования сценариев поведения динамических систем [8]. Бифуркационная диаграмма для рассматриваемого случая изображена на рис. 2.



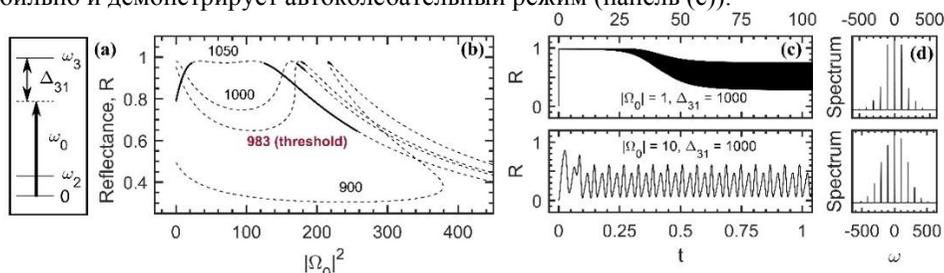
**Рис. 2.** Слева: глобальная бифуркационная диаграмма (сплошные кривые), рассчитанная как описано в тексте. Справа: увеличенное изображение темной области на левой панели, демонстрирующее ее структуру. Пунктир – неустойчивая часть стационарной кривой. Все величины даны в единицах  $\gamma_{31}$ .

Бифуркационная диаграмма рассчитывалась следующим образом. Для фиксированной точки  $(|\Omega|, |\Omega_0|)$  стационарной кривой решались динамические уравнения (1), (2) для получения временной эволюции системы. Расчёт производился до тех пор, пока система не достигала, после некоторой переходной стадии, аттрактора. Далее анализировалась динамика на аттракторе. Более детально, мы искали все экстремальные значения  $|\Omega(t)|$ , за достаточно длительный интервал времени. Найденные значения  $|\Omega_{\text{ext}}|$  отображались на плоскость  $(|\Omega|, |\Omega_0|)$  в виде точек для текущего значения  $|\Omega_0|$ , формируя в конечном итоге бифуркационную диаграмму, представленную на рис. 2. Распределение экстремумов при фиксированном  $|\Omega_0|$  содержит в себе качественную информацию о динамике системы. В случае периодических траекторий все экстремумы коллапсируют в небольшой конечный набор точек, разделённых зазорами, образуя на плоскости  $(|\Omega|, |\Omega_0|)$ , семейство кривых (рис. 2, левая панель,  $|\Omega_0| < 290$ ). В случае хаотического поведения системы экстремумы образуют плотное множество точек, формируя темную часть диаграммы. Если аттрактор представляет собой стабильную точку, бифуркационная диаграмма совпадает со стационарным решением  $|\Omega|(|\Omega_0|)$ .

Согласно рис. 2, одна из бифуркаций, которую испытывает система, является бифуркацией типа «предельный цикл – хаос», которая происходит в точке возникновения темной области. Внутри последней также происходят множественные бифуркации тип «хаос – стабильный фокус» и обратно, которые хорошо видны на увеличенном изображении темной области (рис. 2, правая панель).

На рис. 3(b), представлен стационарный коэффициент отражения монослоя,  $R = |\Omega_{\text{refl}}/\Omega_0|^2$ ,  $\Omega_{\text{refl}} = \gamma_R(\rho_{31} + \mu\rho_{32})$  – отражённое поле. Как видно, в окрестности перенормированного диполь-дипольным взаимодействием резонанса,  $\Delta_{31} = \Delta_L$  [6,7], система практически полностью отражает падающее поле,  $R \approx 1$ . Сверх того, в определённой области изменения  $\Delta_{31}$  коэффициент отражения  $R$  является трехзначной функцией  $|\Omega_0|$ , то есть обнаруживает бистабильность, и может быть переключен незначительным изменением амплитуды внешнего

поля  $\Omega_0$ . В дополнение к этому, в некотором интервале значений  $\Omega_0$ , отражение монослоя нестабильно и демонстрирует автоколебательный режим (панель (с)).



**Рис. 3.** (а) – Схема возбуждения КИ. (б) – Стационарный коэффициент отражения  $R$  монослоя для различных значений отстройки от резонанса  $\Delta_{31}$  (приведены на панели). Сплошные (пунктирные) кривые указывают области устойчивости (неустойчивости)  $R$ . (с) и (д) – Динамика и спектр Фурье  $R$ , соответственно, рассчитанные для параметров, указанных на панели (с). Все величины даны в единицах  $\gamma_{31}$ .

**Заключение.** Оптический отклик монослоя  $\Lambda$  излучателей демонстрирует мультистабильность, автоколебания, динамический хаос и высокую отражательную способность, что представляет платформу для применений в нанопотонике. Двумерные суперкристаллы легированных квантовых точек могут рассматриваться в качестве кандидатов на реализацию такой системы.

Р. Ф. М. благодарит БГПУ им. М. Акмуллы за финансовую поддержку.

### Литература

1. Zheludev N.I. // Science. 2010. Vol. 328. P. 582–583.
2. Soukoulis C.M., Wegener M. // Science. 2010. Vol. 330. P. 1633–1634.
3. Evers W.H., Goris B., Bals S. et al. // Nano Lett. 2013. Vol. 13(6). P. 2317–2323.
4. Baimuratov A.S., Rukhlenko I.D., Turkov V.K. et al. // Sci. Rep. 2013. V.3. P.1727.
5. Маликов Р.Ф., Малышев В.А. // Опт. и спектр., 2017. Т. 122. № 6. С. 98–106.
6. Zapatero P.Á., Malikov R.F., Ryzhov I.V. et al. // arXiv:1806.00387. 2018.
7. Malyshev V.A et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V.1220. Art. no. 012006.
8. Арнольд В.И., и др. Теория бифуркаций / М.: ВИНТИ АН СССР, Т. 5. 1985. 218 с.

## A MONOLAYER OF QUANTUM EMITTERS WITH A DOUBLET IN THE GROUND STATE: A PERSPECTIVE SYSTEM FROM THE VIEWPOINT OF NONLINEAR DYNAMICS AND NANOPHOTONICS

I.V. Ryzhov<sup>1,\*</sup>, R.F. Malikov<sup>2</sup>, A.V. Malyshev<sup>3,4</sup>, V.A. Malyshev<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>Herzen State Pedagogical University of Russia, 191186 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Akmullah State Pedagogical University of Bashkortostan, 450000 Ufa, Russia

<sup>3</sup>GISC, Departamento de Física de Materiales, Universidad Complutense, E-28040 Madrid, Spain

<sup>4</sup>Ioffe Physical-Technical Institute, 26 Politechnicheskaya str., 194021 St. Petersburg, Russia

<sup>5</sup>ZIAM, University of Groningen, Nijenborgh 4, 9747 AG Groningen, The Netherlands

\*e-mail: igoryzhov@yandex.ru

The nonlinear optical response of a monolayer of regularly spaced quantum  $\Lambda$  emitters to the action of an external quasi-resonant field is theoretically investigated. The bifurcation diagram of the system is calculated, on the basis of which the classification of bifurcations occurring in the system is provided. It is shown that the monolayer exhibits multistability, self-oscillations, and dynamical chaos. In a certain frequency range, the monolayer operates as a bistable mirror.

**Key words:** supercrystals, nonlinear dynamics, optical multistability, bifurcations, self-oscillations, dynamical chaos, nanophotonics.

# ЭВОЛЮЦИЯ КВАНТОВЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С РЕГУЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

А.В. Белинский\*, Р. Сингх\*\*

*Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские Горы, дом 1, строение 2*

\*e-mail: belinksy@inbox.ru

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

Развита квантовая теория изучения статистических характеристик ортогонально-поляризационных мод света в фотонных кристаллах с регулярной доменной структурой. Впервые получены результаты квантового описания для больших длин взаимодействия с помощью численного метода. Установлено, что корреляционные коэффициенты второго порядка и степень поляризации почти осциллируют по длине взаимодействия. Показано, что степень поляризации ортогонально-поляризационных мод не равна нулю. Обнаружено, что степень перепутанности изменяется немонотонно.

**Ключевые слова:** квантовое поляризационное состояние, неклассическое состояние, фотонный кристалл, регулярно-доменные структуры, квазисинхронизм, корреляция, степень поляризации, поляриметрия.

Обычно для приготовления квантовых поляризационных состояний света используются монодоменные нелинейные оптические кристаллы с квадратичной и кубической нелинейностью [1-9]. Но в последнее время растет интерес и к фотонным кристаллам с регулярной доменной структурой (РДС) [10-12]. Он связан с тем, что появляется дополнительная возможность реализации того или иного фазового синхронизма. В результате одновременно могут происходить различные нелинейные процессы в одном и том же кристалле, например, параметрическое рассеяние света и генерация суммарных.

Квантовые поляризационные характеристики света играют важную роль в задачах квантовой оптики и квантовой информатики. Обычно для изучения поляризационных характеристик света применяются наблюдаемые операторы Стокса, Джонса и их дисперсии. В работе [10] были рассмотрены параметрический процесс и также суммарная генерация вырожденных мод в РДС-кристалле в приближении заданного поля, то есть, когда мода накачки  $2\omega_e$  на частоте ( $2\omega_e$ ) неистошима и были получены аналитические решения для систем линеаризованных операторных уравнений движения. В данной работе применен более точный метод диагонализации гамильтониана взаимодействия [11], вычислены коэффициенты корреляции между парными модами и степень поляризации. Он позволяет анализировать квантовые статистические характеристики всех взаимодействующих мод на больших длинах взаимодействия.

## Нелинейные процессы в РДС-кристалле

Рассмотрим 4 плоские монохроматические моды с частотами  $\omega_{1o}$ ,  $\omega_{1e}$ ,  $2\omega_{2e}$ ,  $3\omega_{3e}$  и характеризующиеся операторами уничтожения фотона,  $\hat{a}_{1e}$ ,  $\hat{a}_{2e}$  и  $\hat{a}_{3e}$ , которые коллинеарно распространяются внутри РДС-кристалла с квадратичной нелинейностью. Операторы удовлетворяют стандартным коммутационным соотношениям:  $[\hat{a}_{jp}, \hat{a}_{kp}^+] = \delta_{jp, kp}$  ( $p = o$  — обыкновенная волна и  $p = e$  — необыкновенная волна). Одновременно происходят два процесса: параметрическая генерация субгармоник (тип II) и преобразование частоты вверх за счет суммирования частот субгармоник с частотой накачки [10]:

$$2\omega_e = \omega_o + \omega_e, \delta k_1 = k_{2e} - k_{1o} - k_{1e} + m_1 G_1 = \Delta k_1 + m_1 G_1, \quad (1a)$$

$$\omega_o + 2\omega_e = 3\omega_e, \delta k_2 = k_{3e} - k_{1o} - k_{2e} + m_2 G_2 = \Delta k_2 + m_2 G_2, \quad (1b)$$

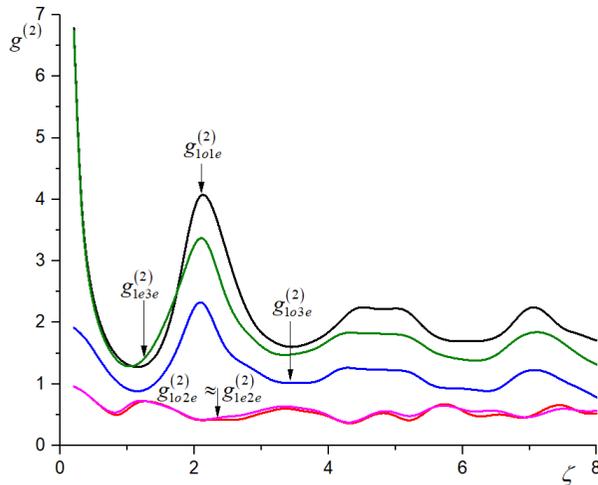
где  $k_{jp}$  – абсолютные значения волновых векторов соответствующих мод с частотами  $\omega_{jp}$ ;  $j = 1, 2, 3$ ;  $\Delta k_q$  – волновые расстройки соответствующего процесса для однородного кристалла;  $q = 1, 2$ ;  $m_q = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$  – порядки квазисинхронизма;  $G_q = 2\pi/\Lambda_q$  – волновое число (модуль «псевдовектора» решетки доменной структуры с периодом  $\Lambda_q$ ). Выполнение условия квазисинхронизма в РДС-кристалле LiNbO<sub>3</sub> [10] для процессов (1a) и (1b) соответствует  $\delta k_q = 0$ .

Гамильтониан взаимодействия рассматриваемых процессов имеет вид [10]:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hbar(\gamma_1 \hat{a}_{1o} \hat{a}_{1e} \hat{a}_{2e}^{\dagger} + \gamma_2 \hat{a}_{1o} \hat{a}_{2e} \hat{a}_{3e}^{\dagger}) + H.c., \quad (2)$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\gamma_{1,2}$  – коэффициенты нелинейного взаимодействия,  $H.c.$  – эрмитово сопряжение. Это приближение плоских монохроматических мод при коллинеарном взаимодействии. Поперечная пространственная структура пучков при этом полагается однородной.

Диагонализируем гамильтониан взаимодействия (2) и найдем его собственные векторы и собственные значения. Затем находим оператор эволюции и матрицу плотности  $\hat{\rho}(\zeta) = \hat{U}(\zeta)\hat{\rho}(0)\hat{U}^{\dagger}(\zeta)$ . Здесь  $\hat{\rho}(0) = |\psi_0\rangle\langle\psi_0|$  – матрица плотности начального состояния для всех мод на входе РДС-кристалла.



**Рис. 1.** Коэффициент корреляции  $g^{(2)}$ , когда мода  $2_e$  истощающая и находилась в когерентном состоянии, а другие моды  $1o, 1e, 3e$  – в вакуумном состоянии.

### Статистические характеристики поляризационных мод

Для изучения поляризационных характеристик ортогональных мод  $1o$  и  $1e$  вычисляются, как это принято [1-9], значения среднего числа фотонов  $N_{jp}(\zeta) = \langle \hat{a}_{jp}^{\dagger}(\zeta) \hat{a}_{jp}(\zeta) \rangle$ ; Коэффициенты корреляции 2-го порядка или фактор  $g^{(2)}$  в модах  $jp$  и  $j'p'$ :

$$g_{jpj'p'}^{(2)}(\zeta) = \frac{\langle \hat{a}_{jp}^{\dagger}(\zeta) \hat{a}_{jp}(\zeta) \hat{a}_{j'p'}^{\dagger}(\zeta) \hat{a}_{j'p'}(\zeta) \rangle}{N_{jp}(\zeta) N_{j'p'}(\zeta)}. \quad (3)$$

Среднее значение операторов Стокса  $\langle \hat{S}_{0,1}(\zeta) \rangle = \langle \hat{a}_{1o}^{\dagger}(\zeta) \hat{a}_{1o}(\zeta) \pm \hat{a}_{1e}^{\dagger}(\zeta) \hat{a}_{1e}(\zeta) \rangle$ ,  $\langle \hat{S}_2(\zeta) \rangle = \langle \hat{a}_{1o}^{\dagger}(\zeta) \hat{a}_{1e}(\zeta) + \hat{a}_{1e}^{\dagger}(\zeta) \hat{a}_{1o}(\zeta) \rangle$ ,  $\langle \hat{S}_3(\zeta) \rangle = i \langle \hat{a}_{1e}^{\dagger}(\zeta) \hat{a}_{1o}(\zeta) - \hat{a}_{1o}^{\dagger}(\zeta) \hat{a}_{1e}(\zeta) \rangle$ .

Степень поляризации взаимодействующих ортогональных мод  $1e$  и  $1o$ :

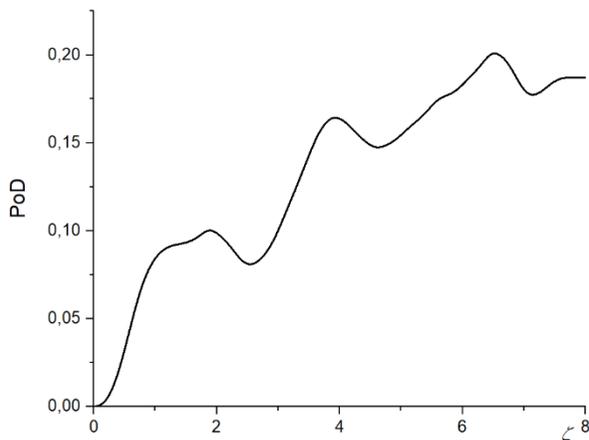
$$PoD(\zeta) = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^3 \langle \hat{S}_k(\zeta) \rangle^2}{\sum_{k=1}^3 \langle \hat{S}_k^2(\zeta) \rangle}}. \quad (4)$$

Меры перепутанности (параметр Шмидта и энтропия фон Неймана) между модами:

$$K = \frac{1}{\sum \eta_m^2}, \quad (5)$$

$$S = -\sum \eta_m \log_2 \eta_m. \quad (6)$$

Операторы Стокса  $\hat{S}_{0,1,2,3}(\zeta)$  удовлетворяют коммутационным соотношениям и соотношениям неопределенности [1-8]. Расчеты проводились, когда  $\xi = 0,6$  и при этом на входе ( $\zeta = 0$ ) РДС-кристалла моды  $1o$ ,  $1e$ ,  $3e$  полагались в вакуумном состоянии  $|0\rangle$ , а накачка  $2e$  – в когерентном состоянии со средним числом фотонов  $|\alpha_{2e}|^2 = 3$  и фазой  $\varphi_{2e} = \pi/3$ , т.е.,  $|\psi_0\rangle = |0\rangle|0\rangle|\alpha_{2e}\rangle|0\rangle$ .



**Рис. 2.** Степень поляризации, мода  $2e$  истощаемая и находилась в когерентном состоянии, а другие моды  $1o$ ,  $1e$ ,  $3e$  - в вакуумном состоянии

Отметим, что в случае РДС-кристалла впервые обнаружена сильная ( $>1$ ) корреляция между разными поляризационными парными модами ( $1e$ ,  $1o$ ), ( $1e$ ,  $3e$ ) и ( $1o$ ,  $3e$ ) при определенных длинах взаимодействий и начальных условиях (см. Рис. 1). Корреляция между остальными модами ( $1o$ ,  $2e$ ) и ( $1e$ ,  $2e$ )  $<1$ . Анти-корреляция связана с тем, что для реализации процесса  $1a$ . Дополнительную корреляцию между модами ( $1e$ ,  $3e$ ) и ( $1o$ ,  $3e$ ) можно использовать для обработки и восстановления фантомного изображения, что отсутствует в монодоменных кристаллах.

В монодоменных кристаллах степень поляризации равна нулю за счет существования только одного процесса ( $1a$ ) и неопределенности фазы между модами  $1e$  и  $1o$ . При этом среднее значение фотонов в модах  $1e$  и  $1o$  равны, но средние значения операторов Стокса ( $\hat{S}_{1,2,3} = 0$ ) при вырожденном параметрическом рассеянии ( $1a$ ) для монодоменного кристалла равны нулю и в результате степень поляризации также равна нулю. В случае рассматриваемом РДС-кристалле значение степени поляризации не равно нулю и почти осциллирует (см. Рис. 2). Это связано с тем, что задействованы два процесса ( $1a$  и  $1b$ ) в результате средних значений не всех операторов Стокса ( $\hat{S}_1 \neq 0, \hat{S}_{2,3} = 0$ ) равен нулю. Кроме неопределенности фазы между модами  $1e$  и  $1o$ , существенный вклад в степени поляризации вносит процесс ( $1b$ ) в результате степень поляризации становится отличной от нуля (см. Рис. 2). Дополнительная корреляция между модами, степень поляризации и степень перепутанности могут потенциально расширить возможность восстановления фантомного изображения с помощью методов поляриметрии [12, 13] и также в протоколах квантовой криптографии, в частности, BB84 и E91.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №18-01-00598А).

### Литература

1. Чиркин А.С., Орлов А.А., Парашук Д.Ю. // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. № 10. С. 999-1004.
2. Карасев В.П., Масалов А.В. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 74. №. 6. С. 928-936.

3. Chirkin A.S., Beskrovnyi V.N. // *Laser Optics*. 1998. V. 8. N. 3. P. 709-712.
4. Соколов А.Л., Масалов А.В. // *Оптика и спектроскопия*. 2011. Т. 111. № 6. С. 883-884.
5. Чиркин А.С. // *Оптика и спектроскопия*. 2015. Т. 119. № 3. С. 397-402.
6. Бушев П.А., Карасев В.П., Масалов А.В. и др. // *Оптика и спектроскопия*. 2001. Т. 91. № 4. С. 558-564.
7. Карасев В.П., Масалов А.В. // *ЖЭТФ*. 2004. Т. 126. №. 1. С. 63-74.
8. Алоджанц А.П., Аракелян С.М., Чиркин А.С. // *ЖЭТФ*. Т. 108. №. 1. С. 63-74.
9. Fedorov M.V., Volkov. P.A., Mikhailova J.M. et al. // *New J. Phys.* 2011. V. 13. 083004.
10. Dmitriev V.G., Singh R. // *International Journal of Quantum Information*. 2003. V. 1. N. 3. P. 403-416.
11. Белинский А.В., Сингх Р. // *Квантовая электроника*. 2018. Т. 48. № 7. С. 611-614.
12. Чиркин А.С. // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 103. №. 4. С. 309–313.
13. Chirkin A.S., Gostev P.P., Agapov D.P., Magnitskiy S.A. // *Laser Phys. Lett.*. 2018 V. 15. N. 11. 115404.

## **EVOLUTION OF QUANTUM POLARIZATION STATES OF LIGHT IN PHOTONIC CRYSTALS WITH REGULAR DOMAIN STRUCTURE**

**A.V. Belinsky\*, R. Singh\*\***

*Faculty of Physics M. V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory 1, bld. 2,  
Moscow 119991, Russia*

\*e-mail: belinsky@inbox.ru

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

A quantum theory is developed for studying the statistical characteristics of orthogonal-polarized light modes in photonic crystals with a regular domain structure. For the first time, the results of a quantum description for long interaction lengths were obtained using the numerical method. It was found that the second-order correlation coefficients and the degree of polarization almost oscillate along the interaction length. It is shown that the degree of polarization of the orthogonal-polarization modes is non-zero. It is observed that degree of entanglement changes nonmonotonic.

**Key words:** quantum polarization state, non-classical state, photonic crystal, periodically poled nonlinear crystals, quasi-synchronism, correlation, degree of polarization, polarimetry, degree of entanglement.

# ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ДВУМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

С.Ю. Глазов<sup>1,2</sup>, Г.А. Сыродоев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО «Волгоградский государственный социально-педагогический университет»  
400066, г. Волгоград, пр. Ленина, 27

<sup>2</sup>ФГБОУ ВО «Волгоградский государственный медицинский университет»  
400131, г. Волгоград, пл. Павших Борцов, 1  
e-mail: ser-glazov@yandex.ru, sga-823@yandex.ru

Рассматриваются вопросы, связанные с генерацией и распространением ультракоротких электромагнитных импульсов. Получено уравнение, описывающее эволюцию электромагнитных волн в двумерной графеновой сверхрешетке в бесстолкновительном режиме и с учетом столкновений. Выявлено влияние неаддитивности энергетического спектра и высокочастотного электрического поля на распространение уединенного электромагнитного импульса вдоль произвольных направлений образца.

**Ключевые слова:** графен, сверхрешетка, приближение сильной связи, кинетического уравнения Больцмана; приближение постоянного времени релаксации, уединенная электромагнитная волна, солитон, бризер, адиабатическая теория возмущений

В связи с активным изучением новых полупроводниковых структур на основе графена вызывает интерес исследование в них нелинейных оптических явлений [1-6]. Их актуальность связана с возможностью использования графеновых структур в качестве рабочей среды для генерации уединенных электромагнитных импульсов (УЭИ) [1], имеющих прикладной интерес [7,8]. В работе [3] изучена возможность генерации УЭИ в одномерных сверхрешетках (СР) на основе графена (ГСР). В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на изучении 2D ГСР [9-12]. В этой связи представляется актуальным исследование особенностей эволюции УЭИ в 2D ГСР.

Энергетический спектр носителей заряда в 2D ГСР на подложке из периодически чередующихся областей бесщелевого и щелевого графена в одноминизонном приближении имеет вид [9]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2 (1 - \cos(p_x d_1 / \hbar)) + \Delta_2^2 (1 - \cos(p_y d_2 / \hbar))}, \quad (1)$$

где  $p_x, p_y$  – компоненты квазиимпульса электрона,  $d_i = a_i + b_i$  – период ГСР,  $a_i$  и  $b_i$  – ширины ячеек бесщелевого и щелевого графена. Разные знаки относятся к минизоне проводимости и валентной минизоне. Энергетический спектр ГСР неаддитивен, поэтому существует зависимость движения носителей заряда вдоль ортогональных направлений, и непараболическая, что определяет нелинейную зависимость скорости электрона от квазиимпульса и нелинейные свойства таких структур, проявляющиеся уже в сравнительно слабых полях. Эта нелинейность и приводит к возможности распространения в такого рода структурах УЭИ [13].

Эволюция нелинейных УЭИ может быть описана уравнением д'Аламбера для векторного потенциала при учете столкновений

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial y^2} - \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_0(A_x, A_y) = -\frac{4\pi}{c} \vec{j}_{st}(A_x, A_y), \quad (2)$$

где  $\vec{A}(\vec{r}, t)$  – векторный потенциал поля,  $V = c\chi^{-1/2}$  – скорость электромагнитной волны в отсутствие электронов,  $\chi$  – эффективная диэлектрическая проницаемость. Плотность электрического тока определяется в виде

$$\vec{j} = -e \sum n(\vec{p}) \vec{v} \left( \vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}, t) \right), \quad (3)$$

$n(\vec{p})$  – функция распределения электронов,  $\vec{v}(\vec{p}) = (\partial \varepsilon / \partial p_x, \partial \varepsilon / \partial p_y)$  – скорость электронов. В бесстолкновительном пределе из (3) получаем  $\vec{j}_0(A_x, A_y)$ . Величина, стоящая в правой части уравнения (2)  $\vec{j}_{st}(A_x, A_y)$  является нелинейным функционалом возмущения плотности тока  $\vec{j}_0(A_x, A_y)$  при учете столкновений. Для нахождения функции распределения носителей использовано классическое уравнение Больцмана с модельным интегралом столкновений в приближении постоянной частоты релаксации ( $\nu = \text{const}$ )

$$\frac{\partial n(\vec{p})}{\partial t} - \frac{e}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \frac{\partial n(\vec{p})}{\partial \vec{p}} = -\nu (n(\vec{p}) - n_0(\vec{p})). \quad (4)$$

Из-за существенной непараболичности спектра электронов в ГСР ток проводимости есть в общем случае нелинейная функция поля и уравнение (2) является нелинейным. Отметим, что из-за неаддитивности энергетического спектра ортогональные составляющие векторного потенциала оказываются взаимосвязанными, что существенно сказывается на эволюции УЭИ в ГСР. Нелинейное волновое уравнение (2) в общем случае решается численно с применением метода разностных схем.

В случае, когда характерная плазменная частота много больше частоты релаксации  $\nu$  в рамках адиабатической теории возмущения найдена система уравнений, описывающая медленную эволюцию амплитуды и фазы УЭИ. Эта система позволяет оценить характерное время трансформации УЭИ в линейную электромагнитную волну [14].

В бесстолкновительном режиме получена система уравнений для компонент безразмерного векторного потенциала соответствует слабой неаддитивности энергетического спектра

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial \tilde{t}^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial \tilde{x}^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial \tilde{y}^2} + \sin \varphi_x (1 + \beta \cos \varphi_y) &= 0, \\ \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial \tilde{t}^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial \tilde{x}^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial \tilde{y}^2} + \sin \varphi_y (1 + \beta \cos \varphi_x) &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\vec{\varphi} = \frac{e}{c\hbar} (A_x d_1, A_y d_2)$ ,  $\tilde{t} = t \omega / \sqrt{\chi}$ ,  $\tilde{x} = x \omega / c$ ,  $\tilde{y} = y \omega / c$ ,  $\omega^2 = 2\pi N e^2 B_{10} d / \hbar a$ ,  $\beta = 2B_{11} / B_{10}$ ,  $B_{ij}$  – коэффициенты разложения плотности тока в двойной ряд Фурье,  $N$  – поверхностная концентрация электронов проводимости,  $a$  – толщина слоя графена.

Если  $\beta = 0$ , то связь между ортогональными компонентами пропадает и уравнения (5) представляют собой хорошо известное двумерное синус-уравнение Гордона.

Учитывая симметрию уравнений (5) и задавая симметричные начальные условия можно получить уравнение, описывающее распространение УЭИ под углом  $45^\circ$  к осям ГСР

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{t}^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{l}^2} + \sin \varphi + \frac{\beta}{2} \sin(2\varphi) = 0, \quad (6)$$

где  $\tilde{l} = \tilde{x} / \sqrt{2}$ . Уравнение (6) является двойным синус-уравнением Гордона, кинковое решение которого хорошо известно [15, 16].

Выводы из проделанной работы.

1. Получено уравнение описывающее распространение электромагнитных волн в 2D ГСР в бесстолкновительном приближении и при учете столкновений.

2. Из-за неаддитивности энергетического спектра ортогональные составляющие

векторного потенциала оказываются взаимосвязанными, что существенно сказывается на эволюции УЭИ в 2D ГСР.

3. На основе адиабатической теории возмущения получена система уравнений, описывающая эволюцию амплитуды и фазы УЭИ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-340005 и Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6.

### Литература

1. Popa D., Sun Z., Torrisi F. et al // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 203106.
2. Martin-Vergara F., Rus F., Villatoro F.R. // Nonlinear Systems. 2018. V.2. P.85.
3. Kryuchkov S.V., Kukhar' E.I. // Physica B. 2013. V. 408. P. 188.
4. Smirnova D.A., Shadrivov I.V., Smirnov A.I. et al. // Laser & Photonics Reviews. 2014. V. 8. P.291.
5. Bludov Yu.V., Smirnova D.A., Kivshar Yu.S. et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 045424.
6. Кухарь Е.И., Крючков С.В., Ионкина Е.С. // ФТП. 2018. Т. 52. В. 6.С. 620.
7. Крючков С.В., Капля Е.В. // ЖТФ. 2003. V. 48. P. 53.
8. Sun Z., Hasan T., Ferrari A.C. // Physica E. 2012. V. 44. P. 1082.
9. Kryuchkov S.V., Popov C.A. // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2017. V. 9. № 2. P. 02013.
10. Forsythe C., Zhou X., Watanabe K. et al. // Nature Nanotechnology. 2018. V. 13. P. 566.
11. Zhang Y., Kim Y., Gilbert M.J. et al. // arXiv:1703.05689 [cond-mat.mes-hall] 2018.
12. Бадикова П.В., Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А. // ФТП. 2019. Т. 53. В.7. С. 927.
13. Эпштейн Э.М. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 11. С. 3456.
14. Tetervov A.P. // Solid State Communication. 1985. V. 54. № 5. P.421.
15. Крючков С.В., Сыродоев Г.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. V. 33. №12. P. 1427.
16. Крючков С.В., Федоров Э.Г. // ФТП. 2002. Т. 36. В. 3. С. 326.

## EVOLUTION OF EXTREMELY SHORT OPTICAL PULSES IN A TWO-DIMENSIONAL GRAPHENE SUPERLATTICE

S.Yu. Glazov<sup>1,2</sup>, G.A. Syrodoev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Volgograd State Socio-Pedagogical University  
400005, Volgograd, pr. Lenina, 27*

<sup>2</sup>*Volgograd State Medical University  
400131, Volgograd, pl. Pavshikh Bortsov, 1  
e-mail: ser-glazov@yandex.ru, sga-823@ yandex.ru*

Issues related to the generation and propagation of ultrashort electromagnetic pulses are considered. An equation is obtained that describes the evolution of electromagnetic waves in a two-dimensional graphene superlattice in a collisionless mode and taking into account collisions. The influence of non-additivity of the energy spectrum and high-frequency electric field on the propagation of a solitary electromagnetic pulse along arbitrary directions of the sample is revealed.

**Key words:** graphene, superlattice, tight-binding approximation, Boltzmann kinetic equation; constant relaxation time approximation, solitary electromagnetic wave, soliton, breather, adiabatic perturbation theory translation from Russian.

# ENTANGLEMENT AND TELEPORTATION BETWEEN DISCRETE- AND CONTINUOUS-VARIABLE ENCODINGS IN QUANTUM OPTICS

D.V. Sychev<sup>1,5,\*</sup>, D. Drahı<sup>4</sup>, A.E. Ulanov<sup>1</sup>, E.A. Sazhina<sup>1,2</sup>, A.A. Pushkina<sup>4</sup>, E. Tiunov<sup>1,2</sup>,  
V. Novikov<sup>6</sup>, I.A. Fedorov<sup>1</sup>, Kh.K. Pirov<sup>1</sup>, I.A. Walmsley<sup>7</sup>, A.I. Lvovsky<sup>1,3,4</sup>

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

*143025 Russia, Moscow, Skolkovo, Novaya St., 100*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology*

*141700 Russia, Dolgoprudny, Institutskiy pereulok, 9*

<sup>3</sup>*Lebedev Physics Institute*

*119991 Russia, Moscow, Leninskiy prospect, 53*

<sup>4</sup>*Clarendon Laboratory, Department of Physics, University of Oxford*

*Oxford OX1 3PU, UK*

<sup>5</sup>*Moscow State Pedagogical University*

*119991, Russia, Moscow, M. Pirogovskaya St., 29*

<sup>6</sup>*Niels Bohr Institute, University of Copenhagen*

*DK-2100 Copenhagen, Denmark*

<sup>7</sup>*Imperial College London*

*SW7 2AZ, UK, Exhibition Road, London*

\*e-mail: author1@mail.ru

Quantum technologies are realized in systems of different nature [1]. Photons are suited for transmission, weakly interacting spins can serve as quantum memory, while the most promising platforms for quantum information processing are implemented in superconducting circuitry. The quantum technology of the electromagnetic field, to serve as an efficient intermediary among various systems, should permit interconversion between continuous- (CV) and discretevariable (DV) encodings of quantum information. Such interconversion is achieved through entanglement and teleportation [2]. In the CV domain, a light qubit can be encoded as a superposition of coherent states of opposite phases, which are of wide interest both from fundamental and practical points of view [3]. For DV, a superposition of the vacuum and single-photon optical states(single-rail) or superposition of vertical and horizontal polarization of a single photon(dual-rail) can be used. Until recently, entanglement was demonstrated only between coherent states and single-rail qubits [4, 5], while the other two states, where superpositions of coherent states or single-rail qubit entangled with dual-rail one, remained inaccessible. We have closed this gap and, moreover, performed teleportation between different types of qubits:

1. We prepare the hybrid state in which a continuous-variable optical qubit is entangled with a qubit encoded in the polarization of the photon (which is typically used for discretevariable encoding in quantum optics). This state was used as a resource to teleport a polarization encoded qubit onto a continuous-variable qubit. This tomography results in the observation of coherent states and their equal-weight superpositions, respectively [6].

2. We prepare the hybrid state in which a singlerail optical qubit encoded is entangled with a DV qubit encoded in the polarization of the photon and characterize it. An average fidelity of 0.92 for the teleportation and 0.9 for entanglement swapping is shown, what makes this scheme potentially useful for real-world applications [7].

3. We implement a protocol for teleporting a continuous-variable optical qubit, encoded by means of low-amplitude coherent states, onto a single-rail qubit via a hybrid entangled resource. We test our protocol on a one-dimensional manifold of the input qubit space and demonstrate the mapping onto the equator of the teleported qubits Bloch sphere with an average fidelity of  $0.83 \pm 0.04$  [8].

## References

1. G. Kurizki et al. Proc. Natl. Acad. Sci. 112, 3866-3873 (2015).
2. S. L. Braunstein, & P. van Loock, Rev. Mod. Phys. 77, 513 (2005).
3. T. C. Ralph et al. Phys. Rev. A 68, 042319(2003).
4. O. Morin et al. Nat. Photon. 8, 570 (2014).
5. H. Jeong et al. Nat. Photon. 8, 564 (2014).
6. D. V. Sychev, et al. Nature Communications 9,3672(2018)
7. D. Drahi et al., arXiv:1905.08562
8. A. E. Ulanov et al., Phys. Rev. Lett. 118,160501(2017).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ОДИНОЧНЫХ ПАР КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

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

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН*

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

<sup>2</sup>*Поволжский государственный технологический университет*

*424000, Йошкар-Ола, пл. Ленина, 3*

\*e-mail: aleksandr.tarasevich@phystech.edu

В работе приводятся первые результаты экспериментального исследования люминесценции одиночных пар коллоидных квантовых точек. Рассматривается случай, когда расстояние между квантовыми точками в одиночной паре меньше характерной длины волны люминесценции (~ 50-300 нм в проведенной серии экспериментов), а расстояние до других квантовых точек существенно превышает характерную длину волны. Расстояние между квантовыми точками в выбранном диапазоне существенно больше ферстеровского радиуса, что говорит о низкой эффективности передачи энергии между квантовыми точками по механизму Ферстера. В тоже время, в данном диапазоне расстояний возможно проявление эффектов, обусловленных диполь-дипольным взаимодействием между квантовыми точками.

В работе также будет рассмотрен вопрос определения геометрической конфигурации одиночной пары коллоидных квантовых точек в диэлектрической среде (полимерная пленка) с использованием метода дальнеполевой люминесцентной наноскопии. Акцент будет сделан на вопросе точности определения расстояния между квантовыми точками в паре при различных параметрах эксперимента.

Работа была проведена в рамках проекта, поддержанного грантом РФФ № 17-72-20266.

**Ключевые слова:** квантовые точки, диполь-дипольное взаимодействие, наноскопия

## INVESTIGATION OF FLUORESCENCE PROPERTIES OF SINGLE QUANTUM DOT PAIRS

А.О. Tarasevich<sup>1,2,\*</sup>, А.В. Naumov<sup>1</sup>, А.А. Baev<sup>3</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>1,2</sup>

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

*108840, Troitsk, Moscow, Fizicheskaya, 5*

<sup>2</sup>*Volga State University of Technology*

*424000, Yoshkar-Ola, Lenin sqr., 3*

\*e-mail: aleksandr.tarasevich@phystech.edu

We present the first results of experimental investigation of fluorescence properties of single colloidal quantum dot pairs. We consider the case when the distance between quantum dots in a single pair (~50-300 nm in performed measurements) is less than fluorescence wavelength (~630 nm) whereas distance to others quantum dots significantly exceed the wavelength. The considered distance range does not fit Foerster radius resulting in absence of Forster energy transfer between dots. At the same time this range is sufficient for observation of effects in fluorescence parameters owing to dipole-dipole interaction between single quantum dots. In the present work we also consider the question of experimental investigation of geometrical configuration of a single quantum dot pair in dielectric medium (polymer film) by means of far-field fluorescence nanoscopy. The focus in this section will be done on the distance determination accuracy for two quantum dots for different experimental parameters.

The work was performed with support of Russian Science Foundation (project № 17-72-20266)

**Key words:** quantum dots, dipole-dipole interaction, nanoscopy

# СПЕКТРАЛЬНО-ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ В ПРОЦЕССЕ ИХ ЭКСПЛУАТАЦИИ

В.В. Близнюк<sup>1,\*</sup>, О.И. Коваль<sup>1</sup>, В.А. Паршин<sup>1</sup>, А.Г. Ржанов<sup>2</sup>, А.Е. Тарасов<sup>1</sup>,  
В.С. Григорьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет «МЭИ»*

*111250, Москва, ГСП-1, ул. Красноказарменная, д.14*

<sup>2</sup> *Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова*

*119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр.2*

\*e-mail: 4059541@mail.ru

Рассматриваются спектры излучения мощных лазерных диодов в процессе наработки часов при разных токах накачки и связь этих спектров с пространственной структурой поля. Утверждается, что поле в лазерных диодах с широким контактом (более 50 мкм) распадается на несколько независимых каналов, соответствующих составляющим частотного спектра излучения. Установлено, что число каналов и соответствующее им число спектральных составляющих излучения лазерных диодов увеличивается в процессе эксплуатации. По мнению авторов, такие изменения связаны с деградационными процессами в лазерных диодах, которые приводят к росту коэффициента нелинейной рефракции активного слоя и уменьшению длины когерентности излучения.

**Ключевые слова:** лазерный диод, спектр излучения, длина когерентности, нелинейная рефракция, деградация в полупроводниках.

Мощные полупроводниковые лазерные диоды (ЛД) с квантоворазмерными гетероструктурами широко используются в науке, технике, медицине и других областях. К таким лазерам принято относить ЛД с мощностью непрерывной генерации от нескольких сотен милливатт до почти 20 Вт [1-5]. В процессе эксплуатации приборы деградируют по причине нагрева активной области и волновода, постепенной диффузии атомов и снятия напряжений в местах контакта полупроводниковых слоёв. Исследования показывают, что срок службы ЛД мощностью 0.5 - 2 Вт не превышает 5000 часов [6]. Поэтому проблема исследования влияния деградационных изменений в ЛД на пространственную и спектральную структуру излучения тесно связана с возможностью по результатам этих исследований судить о сроке службы конкретных приборов. Известны несколько методик прогнозирования срока службы мощных ЛД [5]. Однако использование этих методик предполагает расходование значительного ресурса лазеров, применение дорогостоящей контрольно-измерительной аппаратуры, большие временные затраты и необходимость прерывать для измерений работу ЛД. В связи с этим, актуальной становится задача изучения влияния деградации лазерной структуры на излучение мощных ЛД, и прогнозирования их срока службы не только за малое время, но и на начальном этапе их функционирования.

В процессе тестирования партии ЛД, изготовленных в 2012 году, нами наблюдалась трансформация их спектра излучения [7, 8]. Она проявлялась в переходе от трёх ярко выраженных линий, соответствующих трём пространственным каналам генерации в активной области ЛД, к 4-5 линиям, соответствующим 4-5 каналам.

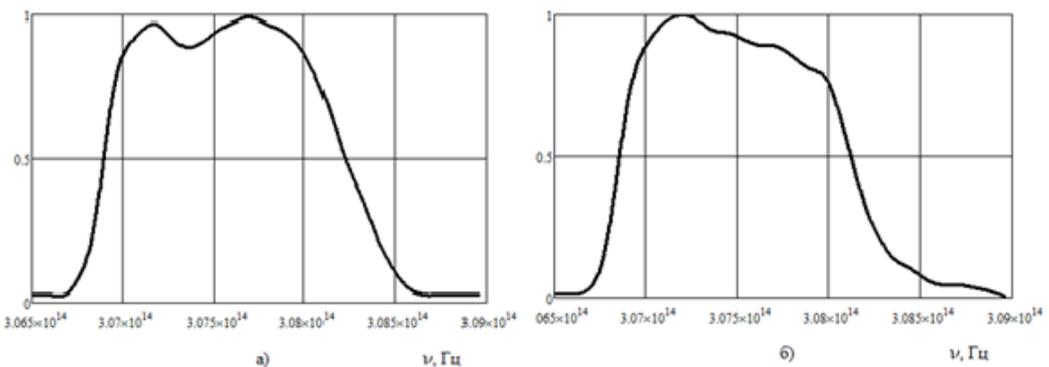
Изменения в спектре прибора мы связываем с пространственными вариациями, которые касаются коэффициента нелинейной рефракции полупроводника квантовой ямы и длины когерентности излучения ЛД. Проведённые нами расчёты [7] показали, что число каналов генерации напрямую связано с величиной длины когерентности излучения каждого канала (предполагается, что эти значения для каналов близки между собой). Меньшее число каналов генерации соответствует большей степени когерентности излучения ЛД, а уменьшение длины когерентности  $L_{\text{ког}}$  ведёт к увеличению числа независимых по фазе каналов  $N_{\text{кан}}$  лазерной генерации:

$$N_{кан} \approx nW \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda L_{ког}}}, \quad (1)$$

где  $n$  - средний эффективный показатель преломления фундаментальной поперечной моды лазерного волновода (около 3.58),  $W$  - ширина активной области ЛД (100 мкм),  $\lambda$  - средняя длина волны излучения в вакууме (970 нм). Расчёт по формуле (1) даёт при двух каналах генерации значение  $L_{ког}$  около 4 см, что вполне согласуется с результатами экспериментов по измерению величины  $L_{ког}$  в ЛД [9].

В настоящее время нами исследуются спектральные характеристики изготовленных в 2017 году ЛД. Они имеют ту же конструкцию, что и ЛД из предыдущей партии. В первые часы их эксплуатации в их излучении были зафиксированы две линии генерации. В соответствии с (1) это позволяет заключить, что длина когерентности таких ЛД больше, чем у ЛД из предыдущей партии, в которой диоды имели в начале эксплуатации три ярко выраженных максимума в спектре излучения. По мере наработки 200 часов эксплуатации в спектре партии ЛД 2017 года выпуска возникают вместо двух три заметных линии генерации. Выделение этих линий из суммарной спектральной кривой с определением пиковой частоты в каждой линии:  $\nu_{01} < \nu_{02} < \nu_{03}$  - представляет собой отдельную задачу, алгоритм решения которой разработан в рамках настоящей работы.

Особенностью проводимых исследований является то, что линии генерации на частотах  $\nu_{01}$ ,  $\nu_{02}$ ,  $\nu_{03}$  анализируются в широком диапазоне значений тока накачки. На рис. 1. приведены спектральные линии излучения при двух характерных значениях тока накачки: 935 и 980 мА. При меньшем из этих значений тока превалирует излучение с пиковой частотой  $\nu_{02}$ . При большем значении тока – излучение, с пиковой частотой  $\nu_{01}$ . Каждую из трех линий можно охарактеризовать своей добротностью, которая определяется отношением пиковой частоты к ширине соответствующей линии излучения. Из анализа трех компонент спектра излучения установлено, что добротность линии с пиковой частотой  $\nu_{01}$  больше добротности линии с пиковой частотой  $\nu_{02}$ . При увеличении тока накачки возникает конкуренция переходов с частотами  $\nu_{01}$  и  $\nu_{02}$ . В конечном счете, энергия перекачивается все в большей мере в лазерный переход с частотой  $\nu_{01}$ . Это объясняет, иллюстрируемую рис. 1. картину трансформации спектра излучения.



**Рис. 1.** Огибающая нормированного спектра излучения ЛД при двух характерных значениях тока накачки: а)  $i_n = 935$  мА, б)  $i_n = 980$  мА

Кроме того, из рис. 1.а и 1.б следует, что увеличение тока накачки приводит к возрастанию интенсивности излучения на пиковой частоте  $\nu_{03}$ .

По нашему мнению, каждой линии соответствует пространственный канал генерации в активной области. Анализ формы этих линий показывает, что они, как правило, отличаются от гауссовых кривых с центральными частотами  $\nu_{01}$ ,  $\nu_{02}$ ,  $\nu_{03}$ . Это отличие тем больше, чем больше

ток накачки. Согласно методике, описанной в [10], по степени их отличия можно прогнозировать срок службы ЛД.

### Литература

1. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А. и др. // Квантовая электроника. 2000. Т.30. № 5. С. 401.
2. Слипченко С.О., Бондарев А.Д., Винокуров Д.А. и др // ФТП. 2009. Т. 43. № 1. С. 119.
3. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А. и др // ФТП 2004. Т. 38, № 12. С. 1477.
4. Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Фетисова Н.В. и др. // ФТП. 2009. Т. 43. № 12. С. 1646.
5. А.Е.Жуков. "Физика и технология полупроводниковых наноструктур". СПб: Элмор, 2007. 304 с.
6. Воробьев Л.Е., Софронов А.Н., Фирсов Д.А. и др. // Фотоника. 2012. Т.31. №4. С. 20.
7. Близнюк В.В., Коваль О.И., Ржанов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 12. С. 1666.
8. Близнюк В.В., Коваль О.И., Паршин В.А. и др. // УЗФФ МГУ. 2018. № 6. С. 1860501-1
9. Воробьев С.П. // <http://www.holography.ru/files/holmich.htm>. 2018. (эл.жур.)
10. Близнюк В.В., Коваль О.И., Паршин В.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1504

## SPECTRAL-SPATIAL STRUCTURE OF THE HIGH POWER LASER DIODES RADIATION DURING THEIR OPERATION

V.V. Bliznyuk<sup>1,\*</sup>, O.I. Koval<sup>1</sup>, V.A. Parshin<sup>1</sup>, A.G. Rzhanov<sup>2</sup>, A.E. Tarasov<sup>1</sup>, V.S. Grigoriev<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *National Research University "Moscow Power Engineering Institute"*

*Krasnokazarmennaya, 14, Moscow, 111250, Russia*

<sup>2</sup> *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics*

*Leninskiye Gory, 1-2, Moscow, 119991, Russia*

\*e-mail: 4059541@mail.ru

The emission spectra of high-power laser diodes in the process of exploitation at different pump currents and the relationship of these spectra with the spatial structure of the field are considered. It is stated that the field in laser diodes with a wide contact (more than 50 microns) splits into several independent channels corresponding to the components of the radiation frequency spectrum. It is established that the number of channels and the corresponding number of spectral components of laser diode radiation increases during operation. According to the authors, such changes are associated with degradation processes in laser diodes, which lead to an increase in the coefficient of nonlinear refraction of the active layer and a decrease in the coherence length of the radiation.

**Key words:** laser diode, radiation spectrum, coherence length, nonlinear refraction, degradation in semiconductors.

# ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ФАЗОВОМ МОДУЛЯТОРЕ

А.И. Трифанов\*, Е.С. Трифанова

*Университет ИТМО*  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49  
\*e-mail: alextrifanov@gmail.com

В настоящей работе исследуются трансформационные свойства квантовых состояний многомодового света в результате фазовой модуляции входного монохроматического сигнала. Преобразование операторов рождения частотных мод осуществляется согласно полуклассической модели фазового модулятора. Рассмотрены случаи исходных когерентного, фоковского и сжатого состояний падающего монохроматического света.

**Ключевые слова:** фазовая модуляция света в когерентном, и сжатом состоянии.

Для передачи информации в настоящее время наиболее перспективными выглядят квантовые информационные технологии, построенные на принципах частотного кодирования (спектральные линейные оптические квантовые вычисления S-LOQC [1,2]). Элементная база для реализации соответствующих проколов исчерпывается использованием пассивных элементов в роли которых выступают фазовые пластинки, и фазовых модуляторов, которые преобразуют спектр квантово-оптического сигнала [2]. В связи с необходимостью использования теоретических моделей этих устройств, были предприняты попытки построить модель фазового модулятора, корректно описывающую преобразование квантовых сигналов в процессе модуляции [1,3]. Прямое распространение известной классической модели фазового модулятора сталкивается с известными трудностями унитарности преобразований и не является приемлемым для построения корректной модели. В работе [4] была предложена алгебраическая модель фазового модулятора, эффективный гамильтониан которой описывал, по существу, квантовый многомодовый параметрический процесс взаимодействия произвольного, но конечного числа частотных мод. С использованием данного гамильтониана были получены основные результаты, касающиеся преобразований операторов частотных мод. В работе [5] с использованием данных преобразований были исследованы динамические свойства поляризационных мод, состояния которых описывались средними значениями операторов Стокса.

В настоящей работе мы, используя преобразования операторов рождения в фазовом модуляторе исследуем трансформационные свойства квантовых состояний частотных компонент фазово-модулированного сигнала. В частности, для различных случаев квантовых состояний модулируемой монохроматической волны (фоковского, когерентного, сжатого) получены формулы преобразования для операторов сдвига и сжатия. Показано, что в случае модуляции света в когерентном состоянии воспроизводятся результаты классической модели. Для случая сжатого состояния имеют место как одномодовое, так и многомодовое сжатие.

## Литература

1. Capmany J., Fernandez-Pousa C.R. // IEEE Photonics Journal, 2012, 4 (6), P. 2074-2084.
2. Lukens J.M., Lougovsky P. // Optica, 2017, 4 (1), P. 010008-09.
3. Capmany J., Fernandez-Pousa C.R. // Laser Photonics Review, 2011, 5 (6), P. 750-772.
4. Miroshnichenko G.P. et.al. // Journal of the Optical Society of America B, 2017, 34 (6), P. 061177-14;
5. Trifanov A.I. et.al. // Proceedings of the conference "Days on Diffraction", 2017, P. 315-319.

# QUANTUM STATE TRANSFORMATIONS OF OPTICAL SIGNALS IN PHASE MODULATOR

**A.I. Trifanov\*, E.S. Trifanova**

*ITMO University*

*197101, Saint-Petersburg, Kronverksky 49*

\*e-mail: alextrifanov@gmail.com

In present work we investigate transformation properties of multimode quantum-optical signal after phase modulation process of single-mode monochromatic light. Transformations of mode operators are assumed to obey of semiclassical model of phase modulator. The following cases are considered: coherent light, Fock state and squeezed light.

**Key words:** phase modulation of light of coherent, Fock and squeezed states

# ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

Д.А. Турайханов\*, В.С. Романов, А.В. Шкаликов, А.А. Калачев

КФТИ – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН  
420029, г. Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7  
\*e-mail: 7intur@gmail.com

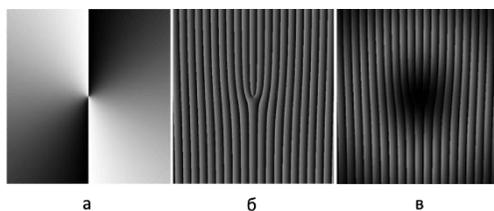
В нашей работе мы исследуем методы генерации и детектирования однофотонных состояний с орбитальным угловым моментом, получаемых при помощи SLM модулятора.

**Ключевые слова:** однофотонные состояния, спонтанное параметрическое рассеяние света, орбитальный угловой момент света, SLM модулятор.

В настоящее время много внимания уделяется исследованию и использованию световых пучков с орбитальным угловым моментом (ОУМ). Пучки с азимутальной фазовой зависимостью  $\exp(i\ell\phi)$  несут ОУМ, равный  $\ell\hbar$  на фотон, где азимутальный индекс  $\ell$  может принимать любое целое значение [1]. Поскольку ОУМ теоретически неограничен, это дает доступ к большому количеству состояний. По этой причине данная характеристика света представляет большой интерес для классической [2] и квантовой связи [3], исследованиях квантовой перепутанности [4], а также для протоколов квантовой телепортации [5]. На сегодняшний день существует ряд работ, посвященных приготовлению многомерных фотонных состояний, закодированных в разных степенях свободы. Можно отметить также работу [6], в которой удалось полностью запутать 18 кубитов, используя по три степени свободы — поляризацию, пространственное расположение и орбитальный угловой момент — всего лишь шести фотонов.

Наиболее эффективным методом синтеза световых пучков с ОУМ является преобразование пространственной структуры пучков с помощью SLM модулятора. SLM модулятор представляет собой жидкокристаллический экран, каждый пиксель которого может вносить свой фазовый сдвиг, в результате чего можно задавать практически любой фазовый профиль.

Для генерации пучков с орбитальным угловым моментом был использован метод, который рассмотрен в работе Volduc E. [7], он позволяет контролировать амплитуду и фазу светового пучка. На рисунке 1 показаны разные голограммы для моды Лагерра-Гаусса с ОУМ равным 2.



**Рис. 1.** а) фазовая голограмма б) голограмма с дифракционной решеткой в) голограмма с дифракционной решеткой амплитудной модуляцией

Для детектирования будет использоваться метод компенсации. Метод заключается в компенсации ОУМ путем воздействия на пучок SLM модулятором, создающим ОУМ, эквивалентный по величине, но противоположной по знаку, в результате чего световой пучок с ОУМ образуется в нулевой. Например, SLM модулятор с угловым моментом (-1), воздействуя на световой пучок с угловым моментом (+1) производит к полной компенсации углового момента светового пучка. Световой пучок с «нулем» в центре преобразуется в квази-Гауссов пучок с максимумом интенсивности в центре.

Одним из наиболее простых способов генерации одиночных фотонов является процесс спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света, в ходе которого фотоны пучка накачки, падающего на нелинейный кристалл, уничтожаются с рождением двух фотонов, называемых холостым и сигнальным. Этот процесс удовлетворяет условиям фазового синхронизма:  $\omega_p = \omega_i + \omega_s$  и  $k_p = k_i + k_s$ , где  $\omega$  и  $k$  – частота и волновой вектор сигнального фотона ( $i$ ), холостого фотона ( $s$ ) и фотона накачки ( $p$ ). Отличительной особенностью СПР является закон сохранения орбитального момента света, что было продемонстрировано в работах [9, 10]. Это свойство дает широкий спектр возможностей для приготовления однофотонных состояний в процессе СПР. Для коллинеарного режима СПР справедливо следующее условие [9]:  $\ell_p = \ell_s + \ell_i$ , где  $\ell_p$  – значение орбитального углового момента фотона накачки,  $\ell_s$  и  $\ell_i$  – значения орбитального углового момента фотона сигнального и холостого соответственно. Сумма ОУМ рождённых фотонов равна ОУМ накачки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-20091).

### Литература

1. L. Allen, M. W. Beijersbergen et al. // Phys. Rev. 1992. A 45, 8185–8189
2. G. Gibson, J. Courtial et al. // Opt. Express. 2004. 12 5448–56
3. M. Mirhosseini, O.S. Magana-Loaiza et al. // New J. Phys. 2015. 17 033033
4. A. Vaziri, A. Weihs, G. Zeilinger et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. 89 240401
5. A.Z. Khoury, P. Milman // Phys. Rev. A. 2011. vol. 83, no. 6, p. 060301
6. Bolduc E., Bent N., Santamato E. et al. // Optics letters. 2013. Vol. 38, no. 18. P. 3546–3549.
7. Franke-Arnold, S., et al. // Phys. Rev. A. 2002. 65, 033823 .
8. Mair, A., et al // Nature. 2001. 412, 313.

## RESEARCH OF SINGLE PHOTON STATES WITH ORBITAL ANGULAR MOMENTUM IN THE PROCESS OF SPONTANEOUS PARAMETRIC DOWN-CONVERSION

D.A. Turaykhanov, V.S. Romanov, A.V. Shkalikov, A.A. Kalachev

*Zavoisky Physical-Technical Institute  
Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences  
420029 Kazan, Russia, Sibirsky tract, 10/7  
\*e-mail: 7intur@gmail.com*

In our work, we study methods for generating and detecting single-photon states with orbital angular momentum obtained using the SLM modulator.

**Key words:** single-photon states, spontaneous parametric scattering of light, orbital angular momentum of light, SLM modulator.

# ВОЗНИКАЮЩИЕ И ИСЧЕЗАЮЩИЕ ДВУМЕРНЫЕ ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СГУСТКИ ЭНЕРГИИ

С.В. Сазонов, Н.В. Устинов\*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2*

\*e-mail: n\_ustinov@mail.ru

Рассмотрена двумерная двухкомпонентная система Ядзими–Ойкавы, описывающая генерацию терагерцового излучения оптическими импульсами в условиях квазирезонанса в среде несимметричных квантовых частиц. Рассмотрен случай, когда направления линейных групповых скоростей оптического и терагерцового импульсов различаются между собой. Получены различные типы решений, в том числе плоские солитоны, плоские волны-убийцы, лампы, а также новый вид решений – возникающие (или исчезающие) лампы. Кроме того, найдено новое решение, представляющее собой возникающе-исчезающий ламп.

**Ключевые слова:** резонанс длинных и коротких волн, терагерцовое излучение, система Ядзими–Ойкавы, ламп, волна-убийца.

Генерация терагерцового излучения оптическими импульсами в условиях квазирезонанса в коллинеарном режиме при выполнении условия резонанса Захарова–Бенни [1] описывается в анизотропных средах системой уравнений Ядзими–Ойкавы (ЯО), если рассмотрение ограничено минимальными нелинейностью и порядком групповой дисперсии оптического импульса [2, 3]. В неколлинеарном случае, когда направления линейной групповой скорости оптических импульсов не совпадают с направлением излучения терагерцовой импульса, этот процесс описывается двумерным обобщением системы ЯО [4].

Большое внимание на протяжении уже многих лет привлекает исследование двумерной системы ЯО. Ее однокомпонентный (т.е. с одной коротковолновой компонентой) вариант был выведен в работах [5, 6] при рассмотрении задачи о взаимодействии длинной внутренней гравитационной волны и короткой поверхностной гравитационной волны в двухслойной жидкости. Там же были получены решения в виде светлых и темных солитонов. В [7] было показано, что однокомпонентная двумерная система ЯО представима в виде условия совместности переопределенной линейной системы и, значит, интегрируема методом обратной задачи рассеяния. Интегрируемость многокомпонентной двумерной системы ЯО общего вида (т.е. с не обязательно положительными коэффициентами при нелинейных слагаемых в уравнении для длинной волны) была установлена в [8].

В работе [9] к однокомпонентной двумерной системе ЯО был применен метод одевания. Ее решения дромсионного и позитонного типов были получены в [10] с помощью метода Хироты. В [11] было показано, что однокомпонентная система удовлетворяет свойству Пенлеве, и были получены ее решения дромсионного типа.

Двухкомпонентная двумерная система ЯО была выведена в [12] в модельной задаче о взаимодействии трех диспергирующих волн с помощью метода редуцированных возмущений в случае, когда две волны распространяются в области аномальной дисперсии, а третья волна – в области нормальной дисперсии. Пенлеве анализ этой системы был выполнен в [13], где также были получены решения дромсионного типа. Светлые многосолитонные решения для двухкомпонентной системы ЯО были построены с помощью метода Хироты в [12] и [14] в виде детерминантов Вронского и Грама. Также в [10] были построены решения для многокомпонентной двумерной системы ЯО. Связанные состояния светлых солитонов этой системы уравнений обсуждались в [15].

В [16] многокомпонентная двумерная система ЯО была выведена с помощью метода редуцированных возмущений в модельной задаче о распространении диспергирующих волн в среде со слабой нелинейностью керровского типа в пределе волн малой амплитуды. Там же были получены с помощью метода Хироты солитонные решения смешанного типа (светло-

темные солитоны и их связанные состояния). В [17] были найдены светлые и темные солитоны для многокомпонентной двумерной системы ЯО общего вида. Кроме того, связанные состояния темных и светлых-темных солитонов многокомпонентной системы общего вида были рассмотрены в [18] и [19], соответственно.

Большой интерес в последнее десятилетие вызывает исследование так называемых волн-убийц (“rogue waves”, англ.). Эти волны представляют собой локализованные образования, амплитуда которых превышает амплитуды окружающих волн более чем три раза. Волны-убийцы, первоначально возникшие в океанологии, могут иметь разную физическую природу. Значительное число исследований посвящено оптическим волнам-убийцам (см., [20–22] и литературу там же). Плоские волны-убийцы однокомпонентной и многокомпонентной двумерных систем ЯО рассматривались в работах [23, 24] и [25], соответственно. Также, в [25] были построены решения в виде лампов (“lump”, англ.), которые представляют собой локализованные, рационально убывающие, стационарные решения. Такой тип решений хорошо известен в теории метода обратной задачи рассеяния [1, 7].

Недавно были получены так называемые квазирациональные решения многокомпонентной двумерной системы ЯО [26]. Эти решения описывают слияние лампы и темного плоского солитона в темный плоский солитон, или деление темного плоского солитона на лампу и темный плоский солитон.

Двумерная двухкомпонентная система ЯО была получена в [4] при описании процесса генерации терагерцевого излучения оптическими импульсами в условиях квазирезонанса в среде несимметричных квантовых частиц с учетом наклона волнового фронта оптической компоненты импульса. Данный наклон обеспечивает условие синхронизма, необходимое для эффективной генерации терагерцевого излучения [27, 28]. Мотивированные сказанным выше, мы применили к этой системе технику преобразования Дарбу [29] и получили решения на нулевом и постоянном фоне, содержащие произвольные функции. При подходящем выборе произвольных функции были получены решения в виде плоских солитонов, лампов, плоских волн-убийц, а также квазирациональные решения, рассмотренные в [26]. Кроме того, удалось получить новый тип квазирационального решения – лампы, которые возникают или исчезают. Используя анзац, соответствующий возникающим (или исчезающим) лампам, было получено после громоздких вычислений новое, более общее решение – возникающий-исчезающий лампов (“rogue lump”, англ.). Изучены свойства этого решения. Как оказалось, они схожи со свойствами лампы и волны-убийцы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 17–11–01157).

## Литература

1. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988.
2. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. № 12. С. 746; ЖЭТФ. 2003. Т. 123. № 6. С. 1160.
3. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. // КЭ. 2005. Т. 35. № 11. С. 1019.
4. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1496.
5. Funakoshi M., Oikawa M. // J. Phys. Soc. Japan. 1983. V. 52. P. 1982.
6. Oikawa M., Okamura M., Funakoshi M. // J. Phys. Soc. Japan. 1989. V. 58. P. 4416.
7. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: Метод обратной задачи. М.: Наука, 1980.
8. Melnikov V.K. // Lett. Math. Phys. 1983. V. 7. P. 129.
9. Yurova M. // J. Math. Phys. 2007. V. 48. Art. no. 053516.
10. Lai D.W.C., Chow K.W. // J. Phys. Soc. Japan. 1999. V. 68. P. 1847.
11. Radha R., Kumar C.S., Lakshmanan M., Tang X.Y., Lou S.Y. // J. Phys. A: Math. Gen. 2005. V. 38. P. 9649.

12. Ohta Y., Maruno K., Oikawa M. // J. Phys. A: Math. Theor. 2007. V. 40. P. 7659.
13. Radha R., Kumar C.S., Lakshmanan M., Gilson C.R. // J. Phys. A: Math. Theor. 2009. V. 42. Art. no. 102002.
14. Kanna T., Vijayajayanthi M., Sakkaravarthi K., Lakshmanan M. // J. Phys. A: Math. Theor. 2009. V. 42. Art. no. 115103.
15. Sakkaravarthi K., Kanna T. // Eur. Phys. J. Special Topics. 2013. V. 222. P. 641.
16. Kanna T., Vijayajayanthi M., Lakshmanan M. // Phys. Rev. E. 2014. V. 90. Art. no. 042901.
17. Sakkaravarthi K., Kanna T., Vijayajayanthi M., Lakshmanan M. // Phys. Rev. E. 2014. V. 90. Art. no. 052912.
18. Chen J., Chen Y., Feng B.F., Maruno K.I. // J. Phys. Soc. Japan. 2015. V. 84. Art. no. 034002.
19. Chen J., Chen Y., Feng B.F., Ma Z.Y. // Nonlinear Dyn. 2017. V. 88. P. 1273.
20. Akhmediev N., Dudley J.M., Solli D.R., Turitsyn S.K. // J. Opt. 2013. V. 15. Art. no. 060201.
21. Onorato M., Residori S., Bortolozzo U., Montina A., Arecchi F.T. // Phys. Rep. 2013. V. 528. P. 85.
22. Dudley J.M., Dias F., Erkintalo M., Genty G. // Nat. Photonics. 2014. V. 8. P. 755.
23. Chen S., Grellu P., Soto-Crespo J.M. // Phys. Rev. E. 2013. V. 89. Art. no. 011201.
24. Chow K.W., Chan H.N., Kedziora D.J., Hamilton R., Grimshaw J. // J. Phys. Soc. Japan. 2014. V. 82. Art. no. 074001.
25. Chen J., Chen Y., Feng B.F., Maruno K.I. // Phys. Lett. A. 2015. V. 379. P. 1510.
26. Rao J., Porsezian K., He J., Kanna T. // Proc. R. Soc. A: Math. Phys. Eng. Sci. 2018. V. 474. Art. no. 20170627.
27. Hebling J., Almasi G., and Cosma I.Z. // Optics Express. 2002. V. 10. P. 1161.
28. Степанов А.Г., Мельников А.А., Компанец В.О., Чекалмн С.В. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. С. 279.
29. Matveev V.B., Salle M.A. Darboux Transformations and Solitons. Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag, 1991.

## APPEARING AND DISAPPEARING TWO-DIMENSIONAL OPTO– TERAHERTZ LUMPS OF ENERGY

**S.V. Sazonov, N.V. Ustinov\***

*Lomonosov Moscow State University*

*119991, Moscow, Russia*

\*e-mail: n\_ustinov@mail.ru

The two-dimensional two-component Yajima–Oikawa system describing a generation of the terahertz radiation by optical pulses under the quasi-resonant conditions in a medium of asymmetric quantum particles is considered. The case, when the directions of the linear group velocities of the optical and terahertz pulses differ from each other, is considered. Various types of the solutions, including plane solitons, plane rogue waves, lumps and a new type of solutions, namely appearing (or disappearing) lumps, are obtained. Besides, the new solution representing appearing-disappearing lump is found.

**Key words:** long wave – short wave resonance interaction, terahertz radiation, Yajima–Oikawa system, lump, rogue wave.

# ПЛАЗМОНИКА НАНОКОМПОЗИТОВ С ВЫРОЖДЕННОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

А.В. Харитонов<sup>1,\*</sup>, С.С. Харинцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский федеральный университет  
420008, Казань, Кремлевская 18

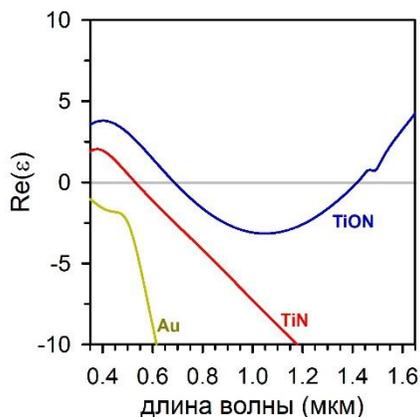
<sup>2</sup>Институт прикладных исследований АН РТ  
420111, Казань, Баумана 20

\*e-mail: antonharitonov91@gmail.com

Среды со спектрально вырожденной диэлектрической проницаемостью формируют новый перспективный класс альтернативных материалов плазмоники. В отличие от традиционных плазмонных материалов, в этом случае становится возможным возбуждение плазмонного резонанса при двух частотах и, в пределе, в континууме частот. В данной работе исследуются механизмы, ответственные за возникновение вырожденного поведения диэлектрической функции в тонких пленках оксинитрида титана. Показано, что в основе данного эффекта лежит их нанокompозитная металл-диэлектрическая структура. Проводится сравнительный анализ традиционных и альтернативных плазмонных материалов с точки зрения эффективности в различных практических приложениях.

**Ключевые слова:** плазмоника, нанофотоника, нанооптика, метаматериалы, нанокompозиты, настраиваемые материалы, нитриды переходных металлов, нитрид титана, оксинитрид титана, вырожденная диэлектрическая проницаемость.

Развитие современной оптики и нанофотоники неразрывно связано с созданием новых материалов [1-5]. Одним из перспективных классов оптических материалов являются среды с вырожденной диэлектрической проницаемостью. Под этим подразумевается, что действительная часть диэлектрической функции принимает одинаковые значения при двух различных частотах. Впервые среды с вырожденным поведением диэлектрической функции в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах были синтезированы в 2017 году в работе [6] и получили название 2ENZ материалов (от англ. Double Epsilon-Near-Zero). Такие необычные свойства были обнаружены в тонких пленках оксинитрида титана TiON.



**Рис. 1.** Зависимость действительной (а) и мнимой (б) части диэлектрической проницаемости от длины волны, построенная для традиционных и альтернативных плазмонных материалов. Условие возбуждения плазмонного резонанса выполняется при пересечении диэлектрической функции металла и диэлектрической функции диэлектрика  $\epsilon_d$ , взятой с обратным знаком.

Среды с вырожденной диэлектрической проницаемостью представляют большой интерес для плазмоники. В случае традиционных материалов плазмонный резонанс возбуждается на одной фиксированной частоте, что показано на рисунке 1 на примере золота. Данный факт существенно ограничивает круг практических применений подобных плазмонных сред. Недавно группой профессора В. Шалаева был предложен класс настраиваемых плазмонных материалов – нитридов металлов переходной группы (TiN, ZrN, HfN и др.) [7,8]. Варьируя параметры синтеза нитридов металлов, можно управлять их диэлектрической функцией и, соответственно, настраивать частоту плазмонного резонанса. Тем не менее, плазмонный резонанс в данных материалах по-прежнему возбуждается на одной частоте. В настоящей работе предлагается использование тонких пленок TiON с вырожденной диэлектрической проницаемостью. Как показано на рисунке, в данном случае плазмонный резонанс можно возбудить при двух различных частотах и, в пределе, в континууме частот. Благодаря этому открываются уникальные возможности при создании новых фотонных и оптоэлектронных устройств, а также расширения их функционала и рабочего диапазона частот. Другой отличительной особенностью нитридов и оксинитридов металлов является их рамановская активность. Благодаря этому открывается возможность генерации сигнала вынужденного комбинационного рассеяния в наноразмерной области при использовании непрерывной маломощной лазерной накачки [9].

В работе исследуются механизмы, обуславливающие вырожденное поведение диэлектрической функции тонких пленок оксинитрида титана. С помощью ряда экспериментальных методов, таких как рентгеновская фотоэлектронная микроскопия, масс-спектрометрия вторичных ионов, оптическая спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния света и сканирующая зондовая микроскопия, установлен химический состав и структура пленок оксинитрида титана. Рассчитана эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозитных металл-диэлектрических сред при различных факторах заполнения посредством численного расчета S-параметров методом конечных разностей во временной области (FDTD). Полученные данные позволили сделать вывод, что тонкие пленки оксинитрида титана с вырожденной диэлектрической проницаемостью представляют собой перколяционные нанокompозиты металл-диэлектрик, состоящие из частиц нитрида титана в матрице из многофазного оксида титана. Проведен сравнительный анализ традиционных и альтернативных плазмонных материалов с точки зрения их эффективности в различных оптических приложениях. Результаты проведенных исследований в будущем позволят осуществлять дизайн оптических свойств материалов с вырожденной диэлектрической проницаемостью на этапе их синтеза.

Исследование было выполнено за счет гранта Российского научно фонда (проект № 19-12-00066).

### Литература

1. Shalaev V.M. Optical metamaterials: Fundamentals and applications. NY.: Springer Science & Business Media, 2009. 200 p
2. Liberal, I., Engheta, N. // Nat. Photonics, 2017. V. 11. P. 149.
3. Jahani S., Jacob Z. // Nat. Nanotechnol. 2016. V. 11. P. 23.
4. Poddybny A., Iorsh I., Belov P., Kivshar Y. // Nat. Photonics, 2013. V. 7. P. 948.
5. Li G., Zhang S., Zentgraf T. // Nat. Rev. Mater., 2017. V. 2. P. 17010.
6. Braic L., Vasilantonakis N., Mihai A. et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces, 2017. V. 9. P. 29857.
7. Naik G.V., Schroeder J.L., Ni X. et al. // Opt. Mater. Express, 2012. V. 2. P. 478.
8. Guler U., Boltasseva A., Shalaev V. // Science, 2014. V. 344. P. 263.
9. Kharintsev S.S., Kharitonov A.V., Saikin S.K. et al. // Nano Lett., 2017. V. 17. P. 5533.
10. Kharintsev S.S., Kharitonov A.V., Alekseev A.M. et al. // Nanoscale, 2019. V. 11. P. 7710.

# DOUBLE EPSILON-NEAR-ZERO NANOCOMPOSITES AS A MATERIAL PLATFORM FOR PLASMONICS

A.V. Kharitonov<sup>1,\*</sup>, S.S. Kharintsev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Kazan Federal University*

*Kremlevskaya str., 18, Kazan, 420008, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Institute of Applied Research, Tatarstan Academy of Sciences*

*Bauman str., 20, Kazan, 420111, Russian Federation*

\*e-mail: antonharitonov91@gmail.com

Double epsilon-near-zero materials form a promising platform for plasmonics. In contrast to conventional plasmonic media, these materials enable excitation of surface plasmon resonance at two different frequencies and, in the limiting case, at frequencies within an extended spectral region. In this work we investigate the physics behind double epsilon-near-zero behavior of titanium oxynitride thin films. It is shown that this unusual properties of dielectric function is due to nanocomposite structure comprising metal and dielectric phases. Comparative analysis of figure-of-merits of conventional and alternative plasmonic materials in a variety of optical applications is performed.

**Key words:** plasmonics, nanophotonics, nanooptics, metamaterials, nanocomposites, tunable materials, transition metal nitrides, titanium nitride, titanium oxynitride, double epsilon-near-zero materials.

# ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОКРИСТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УГЛЕРОДНЫЕ ОБРАЗЦЫ В ЖИДКОМ АЗОТЕ

К.С. Хорьков\*, Д.А. Кочуев, А.С. Черников, В.Г. Прокошев, С.М. Аракелян

*Владимирский государственный университет имени  
Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых  
600000, Владимир, ул. Горького, 87  
\*e-mail: kirill.khorkov@gmail.com*

В работе представлены результаты экспериментального исследования формирования углеродных микрокристаллов методом прямого лазерного воздействия на поверхность углеродной мишени при температуре жидкого азота. Продемонстрировано, что формирование микрокристаллов происходит в подповерхностном слое и вызвано достижением критических температуры и давления.

**Ключевые слова:** фемтосекундное лазерное излучение, углерод, углеродные кристаллы, жидкий азот, подповерхностный перегрев.

Импульсное лазерное воздействие в жидкостях способствует созданию широкого диапазона наноматериалов, включая металлические частицы, окислы металлов, полупроводников, а также получению углеродных материалов с уникальными химическими структурами, различными формами и размерами [1]. В дополнение к большому разнообразию аллотропных углеродных и композиционных структур, которые были охарактеризованы экспериментально, есть много таких, существование которых было предсказано (особенно при высоких давлениях), и которые, как ожидается, имеют необычные свойства и превосходные потенциальные применения [2-3].

Особенности взаимодействия лазерного излучения ультракороткой длительности с твердыми мишенями в ограниченном объеме жидкости представляются сложнее, чем с твердой мишенью в вакууме или в газовой среде. Лазерно-индуцированная плазма адиабатически расширяется со сверхзвуковой скоростью, создавая ударную волну, ограниченную жидкостью, поглощая при этом оставшуюся часть лазерного импульса и получая постоянный запас испаренного вещества [4-6].

В качестве источника лазерного излучения в экспериментах использовалась лазерная система со следующими параметрами:  $\lambda=800$  нм,  $\tau=50$  фс,  $f=1$  кГц,  $P_{\text{ср}}=500$  мВт. Диаметр сфокусированного лазерного пятна на поверхности образца составлял порядка 80 мкм. Плотность мощности лазерного импульса достигала  $2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> с гауссовым распределением. Выходное лазерное излучение с помощью перископа было заведено в гальваносканатор, позволяющий производить обработку поверхности образца с заданной скоростью. Для крепления углеродного образца и последующего охлаждения был собран открытый криостат, позволяющий зафиксировать образец [7].

Процессы, сопровождающиеся быстрым возрастанием температуры и давления, а также быстрым их уменьшением, являются сильно нестационарными. В этом случае трудно говорить о фазовой диаграмме углерода, которая имеет смысл только для равновесных состояний. При режимах воздействия, сопровождающихся дополнительным лазерно-индуцированным механизмом – подповерхностным перегревом вещества, возможно образование промежуточного метастабильного состояния. В этом случае возможно формирование локального слоя жидкого углерода при высоком давлении, что обеспечивает возможность синтеза кристаллических углеродных структур. Подповерхностный нагрев до нескольких тысяч градусов и достижение критических значений давления в течение воздействия последовательности импульсов лазерного излучения, позволяют создать неравновесные

условия, инициирующие фазовый взрыв, сопровождающийся образованием монокристаллических углеродных микро- и наноструктур [8-9].



Рис. 1. РЭМ и АСМ-изображения полученных монокристаллов углерода.

Проверка элементного состава кристаллов при помощи энергодисперсионного рентгеновского микроанализа (EDAX, входящей в состав сканирующего электронного микроскопа Quanta 200 3D) показала отсутствие каких-либо других элементов кроме углерода.

Зарегистрированные структуры имеют размеры порядка  $1\div 10$  мкм (Рис.1). Кристаллические структуры, зарегистрированные после лазерно-индуцированного откола поверхностного слоя стеклоуглерода, также имеют сравнимые размеры. Это намного больше, чем размеры наноалмазов. Тем не менее, можно предположить, что в основе синтеза как наноалмазов, так и более крупных кристаллов лежат общие принципы. Прежде всего, это обеспечение необходимых температуры и давления.

#### Литература

1. Al-Hamaouy A., Chikarakara E., Jawad H. et al. // Appl. Surf. Sci. 2014. V.302. P. 141.
2. Georgakilas V., Perman J.A., Tucek J. et al. // Chem. Rev. 2015. V. 115. №. 11. P. 4744.
3. Yang G.W. // Prog. Mater Sci. 2007. V. 52. №. 4. P. 648.
4. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Samokhin A.A. // Phys. Usp. 2017. V. 60. № 2. P. 149.
5. Shugaev M.V., Wu C., Armbruster O. et al. // MRS Bull. 2016. V. 41. № 12. P. 960.
6. Anisimov S.I., Luk'yanchuk B.S. // Phys. Usp. 2002. V. 45. № 3. P. 293.
7. Khorkov K.S., Abramov D.V., Kochuev D.A. et al. // Physics Procedia. 2016. V. 83. P. 182.
8. Khorkov K.S., Maleev A.V., Chkalov R.V. et al. // J. Surf. Invest. 2018. V. 12. №. 2. P. 392.
9. Khorkov K.S., Zvyagin M.Yu., Kochuev D.A. et. al. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2017. V. 81. № 12. P. 1433.

### Formation of microcrystals under the influence of femtosecond laser radiation on carbon samples in liquid nitrogen

K.S. Khorkov\*, D.A. Kochuev, A.S. Chernikov, V.G. Prokoshev, S.M. Arakelian

Vladimir State University  
600000, Vladimir, 87 Gorky St.  
\*e-mail: kirill.khorkov@gmail.com

In this paper, we present the results of an experimental study of the carbon microcrystals formation by direct laser action on the carbon target surface at temperature of liquid nitrogen. It is demonstrated that the formation of microcrystals occurs in the subsurface layer and is caused by the achievement of critical temperature and pressure.

**Key words:** femtosecond laser radiation, carbon, carbon crystals, liquid nitrogen, subsurface overheating.

# НЕЛИНЕЙНОЕ ПЛАЗМОННОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В ГРАФЕНОВОМ ВОЛНОВОДЕ, НАГРУЖЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ НАНОПРОВОДОМ

А.В. Шестериков, А.В. Прохоров\*

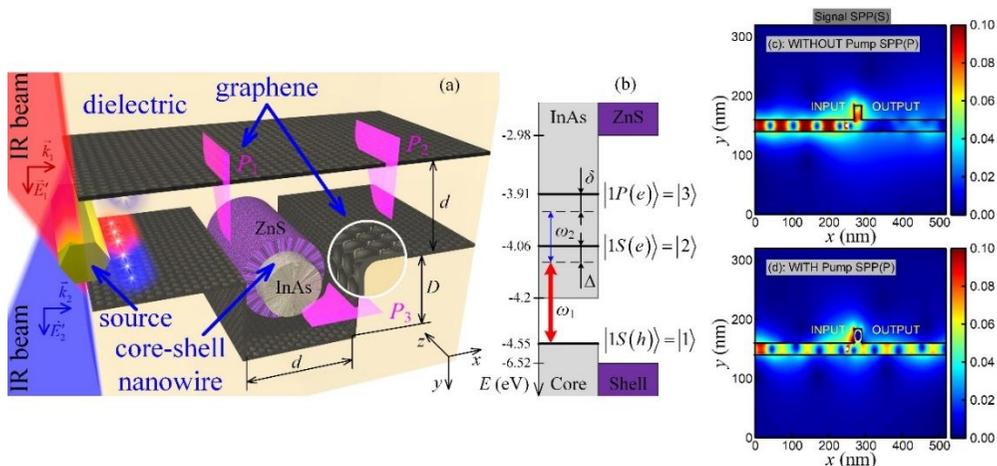
*Владимирский государственный университет им А.Г. и Н.Г. Столетовых  
600000, г. Владимир, ул. Горького, д. 87, Россия*

\*e-mail: avprokhorov33@mail.ru

Рассмотрена модель быстрого полностью плазмонного переключателя на основе графенового волновода, интегрированного с нагруженным квантовым нанопроводом штырьевым нанорезонатором. Используя полное численное моделирование электромагнитного поля показано, что включение/выключение управляющей поверхностной плазмон-поляритонной волны на входе волновода приводит к изменению фазы сигнальной плазмон-поляритонной волны в нанорезонаторе на  $\pi$  радиан и вызывает смену режима пропускания устройства от полной блокировки до устойчивого пропускания сигнальной плазмон-поляритонной волны.

**Ключевые слова:** графеновый волновод, полупроводниковые нанопровода, поверхностные плазмон-поляритоны, плазмонное переключение.

Объединение успехов из области современных графеновых технологий [1] и квантовой наноплазмоники [2] дают надежду на практическое воплощение принципиально новых устройств обработки информации, функционирующих на терагерцевых частотах и обладающих размером транзистора в несколько нм. Такие устройства могут быть основаны на усовершенствованных методах управления поверхностными электромагнитными волнами [3], локализующимися на графено-подобных материалах [4]. Принципы работы этих устройств связаны с использованием сверхбыстрых нелинейностей с высокоподвижными электронами в графено-подобных перспективных материалах и гибридных схемах на их основе [5]. Особый интерес представляют системы, в которых графен и квантовый нанопровод (НП) находятся на достаточном расстоянии для того, чтобы структура их электронных уровней не была подвержена гибридизации. Эффективное взаимодействие нанопровода и поверхностной волны (НП-ППП взаимодействие) в таких системах достигается путем удовлетворения условиям сильной связи [6]. Это означает, что константа КТ-ППП связи превышает характерное время рассеяния электронов в графене при учете особенностей электронной структуры уровней нанопровода и изменения скорости спонтанной релаксации в системе [7]. В такой системе нанопровод выступает в роли центра обработки информации, поэтому скорость взаимно-обратного переключения населенности в нем должна соответствовать подвижности электронов в среде-носителе для ППП. В настоящей работе представлены результаты фундаментального исследования взаимодействия полупроводникового оболочечного нанопровода и ППП мод, локализованных на поверхности двуслойного графена в режиме сильной связи, см. рис.1. Определены два устойчивых состояния поляризации нанопровода при его взаимодействии с парой (сигнал/накачка) ППП при использовании лестничной схемы межуровневых переходов в нанопровode, помещенном в графеновый штырьевой нанорезонатор. Показано, что включение(выключение) ППП накачки приводит к изменению фазы сигнальной ППП на  $\pi$  радиан за счет ее взаимодействия с возбужденным нанопроводом и, как следствие, взаимнообратимым переходам от конструктивной к деструктивной интерференции в штырьевом нанорезонаторе, см. рис.1c,d. Используя численное решение для эволюции поляризации системы в совокупности с полным численным моделированием для электромагнитного поля, показан возможность индуцированных полем ППП накачки взаимнообратимых переключений сигнального поля. Характерная частота таких переключений соответствует оценочным значениям 100 ГГц, реализующимся на масштабе приблизительно 20 нм в нанорезонаторе.



**Рис. 1.** (б) Модель штырьевого (stub) нанорезонатора на основе пары структурированных графеновых листов и оболочечного нанопровода; (б) схема лестничного типа взаимодействия ППП и оболочечного InAs/ZnS нанопровода с радиусом сечения  $a_{NW} = 9.9$  нм; (с) контурные пространственные зависимости распределения результирующей электрической компоненты поля  $(E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$  при выключенном и (д) включенном поле накачки.

Обсуждаемые эффекты могут быть использованы для реализации сверхбыстрых плазмонных транзисторов и систем с “мгновенным откликом” на их основе.

Работа поддержана региональным грантом РФФИ #17-42-330001 р а и выполнена в рамках договора 14287ГУ/2019 с Фондом содействия инновациям.

#### Литература

1. Freitag M., Chizhova L.A., Nemes-Incze P, et al.// Nano Lett. 2016.V.16 (9).P. 5798.
2. Radko I.P., Volkov V.S., Beermann J., et al.// Laser & Photonics Rev. 2009. V. 3 (6). P. 575.
3. Пшеничник И.А., Косолюбов С.С., Маймистов А.И. и др.// Квантовая электроника.2018. Т.48 (12). С. 1153.
4. Jiang Y., Lin X., Low T., et al.// Laser & Photonics Rev. 2018. V.12.P.1800049.
5. Nesterov M.L., Bravo-Abad J., Nikitin A.Y., et al.// Laser & Photonics Rev. 2012. V.7. P.1.
6. Cui G., Raymer M.G.// Physical Review A. 2006. V.73 (5). P.053807.
7. Koppens F.H.L., Chang D.E., García de Abajo F.J.// Nano Lett. 2011.V.11 (8).P.3370.

## NONLINEAR PLASMONIC SWITCHING IN GRAPHENE WAVEGUIDE LOADED WITH SEMICONDUCTOR NANOWIRE

A.V. Shesterikov, A.V. Prokhorov\*

Vladimir State University named after A. G. and N. G. Stoletovs,  
600000, Vladimir, Gorky str. 87, Russia  
\*e-mail: avprokhorov33@mail.ru

A model of a fast all-plasmonic switcher based on a graphene waveguide and stub-nanoresonator loaded with a quantum nanowire is considered. Using a full-wave electromagnetic field simulation, it is shown that switch on / off the pump surface plasmon-polariton mode at the input of the waveguide leads to a change in the phase of the signal plasmon-polariton mode by  $\pi$  radians. This leads to change in the transmittance regime of the device from full blocking to stable transparency for the signal surface plasmon-polariton mode.

**Key words:** graphene waveguide, semiconductor nanowires, surface plasmon polaritons, plasmonic switching.

# ДИНАМИКА ФОТОИНДИЦИРОВАННЫХ ЗАРЯДОВ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ ТИПА ЯДРО-ОБОЛЧКА: ДЕФЕКТЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ CdS

А.Г. Шмелев\*, В.Г. Никифоров, Д.К. Жарков, А.В. Леонтьев, В.С. Лобков

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН*

*420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7*

*\*e-mail: sgartjom@gmail.com*

В докладе представлены результаты исследования квантовых точек типа ядро-оболочка (CdSe/CdS). Размер квантовых точек по положению пика поглощения определен как 2.9 нм и 2.0 нм. На основе данных спектроскопии апконверсии люминесценции и предыдущих исследований монокристаллов CdS и квантовых точек на основе халькогенидов кадмия сделаны заключения о существовании в данных образцах двух типов ловушек и параметров этих ловушек

**Ключевые слова:** Квантовые точки, кинетика люминесценции, CdS, CdSe, апконверсия, нерезонансная фемтосекундная спектроскопия.

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) активно используются в науке и технике, благодаря своим уникальным физическим и химическим свойствам [1]. Как известно из источников [2], КТ демонстрируют многоэкспонентный спад люминесценции с характеристическими временами, в зависимости от размера, вплоть до сотен наносекунд. В данной работе основное внимание уделено анализу экспериментальных результатов спектроскопии ап-конверсии люминесценции полученных на КТ размером 2 нм и 2.9 нм с привлечением данных полученных на монокристалле CdS и литературными данными.

КТ именно таких размеров были синтезированы не случайно: как известно [3, 4], в зависимости от размера КТ должны преобладать те или иные процессы релаксации фотовозбуждения. При больших размерах преобладает электрон-фононная релаксация, при меньших – ожэ-рекомбинация. Мы ожидали увидеть существенную разницу «быстрых» (субпикосекундных) и «медленных» (десятки пикосекунд) вкладов для КТ разных размеров. Однако в результате измерений методом спектроскопии ап-конверсии люминесценции мы обнаружили [5] что качественный вид спада люминесценции не зависит от размера КТ, что указывает на идентичный тип релаксационных процессов для «больших» и «маленьких» КТ. Тем не менее, параметры двухэкспоненциального спада кинетики люминесценции существенно зависят от размеров КТ: времена затухания 1.8 и 26.8 пс соответствуют КТ с размером 2 нм; времена 4.5 и 68 пс соответствуют КТ размером 2.9 нм.

На основе моделей из литературных данных мы предположили, что особенности зарегистрированной кинетики люминесценции можно объяснить следующим образом: нарастание интенсивности люминесценции связано с заселением дна зоны проводимости в процессе терализации электронов. Мы предполагаем существование одного типа «мелких» ловушек (лежащих относительно неглубоко относительно зоны проводимости) и одного типа «глубоких» ловушек (лежащих далеко от зоны проводимости). Длительный спад кинетики люминесценции следует соотнести с процессом тушения возбужденных уровней благодаря заселению «глубоких» ловушек. Мы предполагаем, что «мелкие» ловушки соответствуют дефектам внутри ядра КТ, а «глубокие» ловушки — дефектам на интерфейсе ядро-оболочка и далее.

В результате использования данной модели ловушек можно сделать следующие выводы о различиях в спектрах кинетики люминесценции КТ: скорость терализации в 2.0 нм КТ более чем в два раза превышает в 2.9 нм КТ. Скорости прямого и обратного перехода между нижним уровнем зоны проводимости и уровнем «мелких» ловушек в «маленьких» КТ оказываются в 2-3 раза больше, чем в «больших», что свидетельствует в пользу того, что концентрация

дефектов ядер в 2.0 нм КТ больше, чем в 2.9 нм КТ. Ловушки, образованные дефектами в ядрах, оказываются глубже для «больших» КТ. Скорость переноса фотовозбуждения с ядер КТ на «глубокие» дефекты, предположительно локализованные на периферии оболочки, для «больших» КТ оказалась на порядок меньше, чем для «маленьких». Вероятная причина этого явления — значительная разница в расстоянии ловушек на периферии от центров ядер для КТ разного размера.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-03-00635-а, 19-02-00569-а. Исследования методами нерезонансной фемтосекундной спектроскопии были выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования «Изучения строения, состава и свойств веществ и материалов ФИЦ КазНЦ РАН»

### Литература

7. Maleki M., Sasani M. // *Semicond. Phys., Quant. Electron. & Optoelectron.*, 2007. V. 10. P. 30.
8. Resch-Genger U., Grabolle M., Cavaliere-Jaricot S. et al. // *Nature Methods*. 2008. V. 5. No 9. P. 763.
9. Prabhu S.S., Vengurlekar A.S., Shah J. // *J. Phys. Rev. B*. 1996. V. 53. P. R10465.
10. Klimov V.I., McBranch D.W. // *Phys. Rev Lett*. 1998. V. 80. P. 4028.
11. Шмелев А.Г., Леонтьев А.В. Жарков Д.К. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2018. Т. 82. № 8. С. 129-131.

## CORE-SHELL QUANTUM DOTS PHOTOINDUCED CHARGES DYNAMIC – CdS CRYSTALL LATTICE DEFECTS

**A.G. Shmelev\*, V.G. Nikiforov, D.K. Zharkov, A.V. Leontyev, V.S. Lobkov**

*Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS*

*420029 Kazan, Sibirsky tract, 10/7*

\*e-mail: sgartjom@gmail.com

The report presents the results of core-shell (CdSe/CdS) quantum dots study. The size of quantum dots defined as 2.0 and 2.9 nm by absorbance edge position. We suggest two type of trap and predict properties of this traps based on upconversion luminescence data and previous studies of quantum dots and bulk CdS.

**Key words:** Quantum dots, Fluorescence kinetics, CdS, CdSe, upconversion, femtosecond nonresonance spectroscopy.

# ИСТОЧНИК НЕКЛАССИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА И ОПТИЧЕСКИЙ СЕНСОР НА ОСНОВЕ НАНОВОЛОКОН

А.А. Шухин<sup>1,\*</sup>, J. Keloth<sup>2</sup>, K. Nakuta<sup>2</sup>, А.А. Калачёв<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского

ФИЦ Казанский научный центр РАН

420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

<sup>2</sup>Center for Photonic Innovations, University of Electro-Communications

182-8585, Chofu, Tokyo, Japan

\*e-mail: anatoly.shukhin@mail.ru

Данная работа посвящена экспериментальной реализации источника коррелированных пар  $b$  одиночных фотонов на основе спонтанного четырёхволнового смешения в оптических нановолокнах. Мы наблюдали спонтанное четырёхволновое смешение в серии идентичных оптических нановолокон, измерили основные функции, характеризующие источник. Также, в работе обсуждаются теоретические исследования, направленные на разработку рефрактометрического сенсора, основанного на спонтанном четырёхволновом смешении в оптическом нановолокне. Данный сенсор позволит существенно увеличить чувствительность спектроскопических и рефрактометрических измерений в ближней, средней и дальней ИК области спектра.

**Ключевые слова:** спонтанное четырёхволновое смешение, оптическое нановолокно, перепутанные фотоны, одиночные фотоны, оптический сенсор, рефрактометрия

Перепутанные и однофотонные состояния света являются ядром оптических квантовых компьютеров и квантовых коммуникаций [1,2]. Такие неклассические состояния света можно генерировать с использованием нелинейно-оптических явлений. Действительно, спонтанное параметрическое рассеяние и спонтанное четырёхволновое смешение позволяют генерировать как перепутанные двухфотонные, так и однофотонные состояния света [3]. В частности, спонтанное четырёхволновое смешение наблюдается в кварцевых оптических волокнах, на которых основаны сети передачи данных. Одной из многообещающих сред для наблюдения спонтанного четырёхволнового смешения является оптическое нановолокно [4-8], которое обладает рядом уникальных свойств. Оптические нановолокна позволяют наблюдать нелинейно-оптические эффекты при низких мощностях накачки (меньше 10 нВт) [9], манипулировать одиночными атомами [10], реализовать эффективную связь между светом и веществом [11] и др. В данной работе внимание уделяется использованию спонтанного четырёхволнового смешения в оптических нановолокнах для генерации неклассических состояний света: однофотонных и перепутанных двухфотонных состояний, а также для измерения показателя преломления в ИК области спектра. Для характеристики источника одиночных и перепутанных пар фотонов, была измерена спектральная интенсивность бифотонного поля, померена автокорреляционная функция второго порядка с оповещением и другие функции, поведение которых подтверждает квантовую природу генерируемых состояний. Использование же данного источника в качестве рефрактометрического сенсора позволяет регистрировать чрезвычайно малые изменения показателя преломления, недоступные другим методам. Более того, использование такого сенсора избавляет от необходимости в дорогостоящих детекторах, которые, к тому же, обладают низкой квантовой эффективностью.

## Литература

1. J. L. O'brien, A. Furusawa, and J. Vučković // Nature Photonics, 2009. V. 3. P. 687.

2. F. Flamini, N. Spagnolo, and F. Sciarrino // Reports on Progress in Physics, 2019. V. 82. P. 016001.
3. M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov // Review of scientific instruments, 2011. V. 82. P. 071101.
4. G. Brambilla // Journal of Optics, 2010. V. 12. P. 043001.
5. L. Tong, F. Zi, X. Guo, and J. Lou // Optics Communications, 2012. V. 285. P. 4641.
6. M. J. Morrissey et al // Sensors, 2013. V. 13. P. 10449.
7. V. I. Balykin // Uspekhi Fizicheskikh Nauk, 2014. V. 184. P. 656.
8. K. P. Nayak, M. Sadgrove, R. Yalla, F. Le Kien, and K. Hakuta, // Journal of Optics, 2008. V. 20. P. 073001.
9. S. Spillane et al // Physical review letters, 2008. V. 100. P. 233602.
10. F. Le Kien, V. Balykin, and K. Hakuta // Physical Review A, 2004. V. 270. P. 063403.
11. F. Le Kien, S. D. Gupta, V. Balykin, and K. Hakuta // Physical Review A, 2005. V. 72. P. 032509.

## NANOFIBER BASED NONCLASSICAL LIGHT SOURCE AND OPTICAL SENSOR

**A.A. Shukhin<sup>1\*</sup>, J. Keloth<sup>2</sup>, K. Hakuta<sup>2</sup>, and A.A. Kalachev<sup>1</sup>**

*<sup>1</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute,  
Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences  
10/7 Sibirsky Tract, Kazan 420029, Russia*

*<sup>2</sup>Center for Photonic Innovations, University of Electro-Communications  
Chofu, Tokyo 182-8585, Japan*

\*e-mail: anatoly.shukhin@mail.ru

The work concerns experiments on single photon and entangled photon pair generation based on spontaneous four-wave mixing (SFWM) in optical nanofibers. We observed SFWM in a bunch of identical nanofibers, measured basic functions for the source characterization and proved the quantum properties of the generated light. In addition, we discuss theoretical investigations regarding the application of our source to optical sensing. Such sensor would allow one significantly enhance sensitivity of spectroscopic and refractometric measurements in the near, mid and far IR spectrum range.

**Key words:** spontaneous four-wave mixing, optical nanofiber, entangled photons, single photons, optical sensor, refractometry.

# ТОНКАЯ И СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА МЮОННОГО ГЕЛИЯ

А.В. Эскин<sup>1,\*</sup>, А.П. Мартыненко<sup>1</sup>, В.И. Коробов<sup>1,2</sup>, В.В. Сорокин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева  
443086, г. Самара, Московское шоссе, 34.

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований  
141980, Московская область, Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6  
\*e-mail: EskinAlexey1992@gmail.com

Вычислена тонкая и сверхтонкая структура уровней энергии мюонного гелия на основе стохастического вариационного метода. Базисные волновые функции взяты в гауссовой форме. Матричные элементы гамильтониана вычислены аналитически. Для численного расчета написан компьютерный код в системе MATLAB. В результате получены численные значения энергий связанного состояния, сверхтонкой структуры спектра, поправок на структуру ядра, релятивизм и поляризацию вакуума.

**Ключевые слова:** стохастический вариационный метод, гауссовы базисные функции, квантовая электродинамика.

Проблема связанных состояний трехчастичных систем занимает особое место в квантовой механике. Даже в нерелятивистском бесспиновом приближении такие системы трудно изучать, и, как правило, они не позволяют получить аналитическое решение, характерное для задачи двух тел. Изучение энергетических спектров мезомолекул представляет интерес в связи с явлением мюонного катализа реакций ядерного синтеза [1-2]. Расчет различных энергетических уровней мезомолекул позволяет прогнозировать скорость реакций их образования [1]. В нашей работе мы используем стохастический вариационный метод для расчета энергии трехчастичного связанного состояния с высокой точностью [3-5]. Волновая функция в этом подходе является гауссовой. Этот выбор базиса позволяет аналитически вычислять матричные элементы гамильтониана. Для прямого численного расчета уровней энергии был написан компьютерный код в системе MATLAB. Программа позволяет не только находить значения энергии связанного состояния, но и выполнять циклы уточнения, которые повышают точность ранее рассчитанных энергий. В результате были получены численные значения энергий связанных состояний, сверхтонкой структуры, поправки на структуру ядра, релятивистской поправки и поправки на поляризацию вакуума для атома мюонного гелия.

В рамках вариационного метода пробная функция для системы трех частиц может быть записана в следующем расширенном виде:

$$\Psi = \sum_{i=1}^K c_i \varphi(x, A_i), \quad (1)$$

где  $\varphi(x, A_i)$  – базисная функция,  $c_i$  – линейные вариационные параметры,  $x$  – координаты Якоби,  $A_i$  – нелинейные вариационные параметры,  $K$  – размер базиса. Верхняя граница для энергии основного состояния системы задается наименьшим собственным значением обобщенной задачи на собственные значения:

$$HC = E_K BC, \quad (2)$$

где  $H_{ij} = \langle \varphi(x_i, A_i) | H | \varphi(x_j, A_j) \rangle$  – матричные элементы гамильтониана, а матрица скалярных произведений базисных функций  $B_{ij} = \langle \varphi(x_i, A_i) | \varphi(x_j, A_j) \rangle$ ,  $C$  – вектор коэффициентов разложения волновой функции по базисным состояниям,  $E_K$  – энергия связанного состояния трех частиц. Диагональные элементы  $2 \times 2$  – мерной симметричной, положительно определенной матрицы  $A$  соответствуют нелинейным параметрам гауссова разложения, а недиагональные элементы связывают различные относительные координаты, представляющие корреляции между частицами.

В атомной физике часто используется пробная функция  $\varphi(x, A_i)$  хиллерасового типа или коррелированного экспоненциального типа. Эта функция содержит экспоненциальную форму, выраженную в терминах межчастичных координат. Вместо экспоненциальной функции мы используем ее гауссовский аналог [4].

Релятивистские поправки, которые можно получить из гамильтониана Брейта, имеют следующий вид в случае трех взаимодействующих частиц:

$$V_{rel} = -\frac{\alpha^2}{8} \sum_{i=1}^3 \frac{p_i^4}{m_i^3} - \frac{\pi\alpha^2}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^3 e_i e_j \left( \frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} \right) \delta(r_{ij}) - \frac{\alpha^2}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^3 \frac{e_i e_j \left( p_i p_j + \frac{r_{ij}(r_{ij} p_i) p_j}{r_{ij}^2} \right)}{m_i m_j r_{ij}}, \quad (3)$$

где  $p$  – оператор импульса,  $e_1, e_2, e_3, m_1, m_2$  и  $m_3$  – заряды и массы ядра гелия, электрона и мюона соответственно,  $r_{12}$  – радиус вектор между ядром гелия и электроном,  $r_{13}$  – радиус вектор между ядром гелия и мюоном,  $r_{23}$  – радиус вектор между электроном и мюоном.

Все поправки представлены в электронных атомных единицах. Поправка на поляризацию вакуума в электронных атомных единицах имеет вид:

$$V_{VP} = \frac{\alpha}{3\pi} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^3 \frac{e_i e_j}{r_{ij}} \int_1^\infty d\zeta \frac{\sqrt{\zeta^2 - 1} (2\zeta^2 + 1)}{\zeta^4} e^{-2\gamma\zeta r_{ij}}, \quad (4)$$

где фактор  $\gamma = 1/\alpha$ ,  $\zeta$  – спектральный параметр.

При расчете спектра энергии мы учитываем также поправку на структуру ядра для основного состояния мюонного гелия. Данная поправка может быть получена при помощи разложения электрического формфактора ядра:

$$G_E(k^2)|_{k^2 \rightarrow 0} = 1 - \frac{1}{6} r_E^2 k^2, \quad (5)$$

где  $r_E$  – зарядовый радиус ядра,  $k^2$  – четырех-импульс фотона.

В результате для мюонного гелия имеем следующее выражение для поправки на структуру ядра в электронных атомных единицах:

$$V_{str} = -\frac{2\pi\alpha^2}{3} \bar{r}_{He}^2 (e_1 e_3 \delta^3(r_{13}) + e_1 e_2 \delta^3(r_{12})), \quad (6)$$

где  $\bar{r}_{He} = r_{He} m_e$  зарядовый радиус ядра гелия.

Для расчета сверхтонкой структуры необходимо вычислить матричные элементы сверхтонкой части гамильтониана взаимодействия. Потенциал сверхтонкого взаимодействия для основного состояния трехчастичной системы может быть получен из хорошо известного гамильтониана Брейта и записан в следующей удобной форме для трех взаимодействующих частиц со спинами  $S_1, S_2, S_3$  соответственно:

$$\Delta V^{hfs} = a(S_1 S_2) + b(S_1 S_3) + c(S_2 S_3), \quad (7)$$

$$a = \frac{2\pi\alpha^2}{3m_p m_2} \frac{\mu_N}{S_1} \frac{1 + \kappa_2}{S_2} \langle \delta(r_{12}) \rangle, \quad (8)$$

$$b = \frac{2\pi\alpha^2}{3m_p m_3} \frac{\mu_N}{S_1} \frac{1 + \kappa_3}{S_3} \langle \delta(r_{13}) \rangle, \quad (9)$$

$$c = -\frac{2\pi\alpha^2}{3m_2 m_3} \frac{1 + \kappa_2}{S_2} \frac{1 + \kappa_3}{S_3} \langle \delta(r_{23}) \rangle, \quad (10)$$

где  $\kappa_2, \kappa_3$  – аномальные магнитные моменты электрона и мюона,  $\mu_N$  – магнитный момент ядра,  $m_p$  – масса протона. Межчастичные расстояния выражаются через координаты Якоби следующим образом:

$$r_{12} = r_1 - r_2 = \rho, \quad r_{13} = r_1 - r_3 = \lambda + \frac{m_2}{m_{12}} \rho, \quad r_{23} = r_2 - r_3 = \lambda - \frac{m_1}{m_{12}} \rho. \quad (11)$$

Для численного расчета была написана программа в системе MATLAB для решения трехчастичной кулоновской задачи в рамках стохастического вариационного метода. За основу была взята программа из работы [3] на языке Фортран. При надлежащем выборе

пробных функций данный метод может давать очень близкие к действительным значения. В том числе, если вид пробной функции с точностью до выбора параметров совпадает с точным решением, минимизация интеграла даёт точный результат. Выбор гауссовых функций в качестве базисных предпочтителен, так как они экспоненциально убывают с ростом расстояния между частицами, и при этом матричные элементы таких функций могут быть вычислены аналитически, при условии, что матрица, составленная из нелинейных параметров  $A_{ij}$  – положительно определённая. Тем не менее, зачастую такого приближения оказывается недостаточно и приходится искать волновую функцию в виде линейной комбинации базисных функций (1), коэффициенты разложения которой, с точностью до нормировки, также рассматриваются как вариационные параметры. Однако в таком случае число варьируемых параметров начинает быстро расти с ростом числа базисных функций.

Нелинейные параметры  $A_{ij}$  генерируем следующим образом:

$$A_{ij} = \frac{1}{(b_{min} + b_{max}x)^2}, \quad (12)$$

где  $x$  – случайно генерируемое число в интервале  $(0, 1)$ ;  $b_{min}$  и  $b_{max}$  – заданные параметры.

Для того чтобы наиболее компактно заполнить интервал, в котором подбираются нелинейные параметры, необходимо повторять данную процедуру большое число раз. Проблема состоит в том, что общая сложность решения задач вида (2), которая связана со временем выполнения задачи, составляет  $O(K^3)$ , и при увеличении размера базиса  $K$  в 2 раза, вычислительная сложность возрастает в среднем в 8 раз. Это сильно замедляет работу метода и затрудняет перебор большого числа параметров.

Чтобы повысить скорость вычисления, предлагается поступать другим образом. Можно использовать результаты оптимизации параметров для базисов меньшего размера. Вместо непосредственного решения уравнения (2) с пробными функциями (1) строится итерационный процесс, постепенно увеличивая размерность базиса от 1 до  $K$ . На первой итерации пробная функция представляется в виде одной базисной. Для неё генерируется большой набор нелинейных параметров. Для каждого из этого набора решается задача (2) и определяется минимальная энергия. Набор параметров, дающий наименьшую энергию, сохраняется. На следующей итерации размерность базиса увеличивается на единицу, и новые наборы параметров генерируются только для новой базисной функции. В итоге на каждой  $n$ -ой итерации изменяются только параметры  $n$ -ой базисной функции, а для функций, успешно найденных на прошлых итерациях, меняются только коэффициенты разложения. Тем не менее, скорость роста сложности остаётся кубической и при больших размерах базиса скорость вычислений заметно снижается. Для того чтобы не решать задачу (2) с полностью заполненными матрицами заново на каждой итерации, возможно также использовать результаты расчётов, полученных на предыдущей итерации [6].

В результате проведенных расчетов были получены следующие полные значения энергий связи мюонного гелия:  $E(^3\text{He}\mu) = -10858.49598$  эВ,  $E(^4\text{He}\mu) = -10956.31798$  эВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-12-00128).

### Литература

1. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И. // УФН. Т. 160. № 8. С. 3.
2. Korobov V.I., Puzynin I.V. and Vinitzky S. I. // Phys. Lett. B. 1987. V. 196. P. 272.
3. Varga K. and Suzuki Y. // Comp. Phys. Comm. 1997. V. 106. P. 157.
4. Eskin A. V., Korobov V.I., Martynenko A.P., and Sorokin V.V. // EPJ Web Conf. 2019. V.204, 05006.
5. Martynenko A.P., Martynenko F.A., Sorokin V.V., Sukhorukova O.S., Eskin A.V. // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2019. V.46. No.4, P.143.
6. Suzuki Y., Varga K. Stochastic Variational Approach to Quantum-Mechanical Few-Body Problems, Berlin, Springer, 1998. P. 310.

# FINE AND HYPERFINE STRUCTURE OF MUONIC HELIUM

A.V. Eskin<sup>1,\*</sup>, A.P. Martynenko<sup>1</sup>, V.I. Korobov<sup>1,2</sup>, V.V. Sorokin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Samara National Research University*  
443086, Samara, Moscow highway, 34.

<sup>2</sup>*Joint Institute for Nuclear Research,*  
141980, Moscow region, Dubna., st. Joliot-Curie, 6

\*e-mail: EskinAlexey1992@gmail.com

The fine and hyperfine structure of muonic helium is calculated on the basis of stochastic variational method. The basis wave functions of the muonic atom are taken in the Gaussian form. The matrix elements of the Hamiltonian are calculated analytically. For numerical calculation a computer code is written in the MATLAB system. As a result, the numerical values of bound state energies, hyperfine splitting, correction for the structure of the nucleus, relativistic correction and vacuum polarization correction are obtained.

**Key words:** stochastic variational method, Gaussian basis functions, quantum electrodynamics.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ  
ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДОМ ФАНТОМНОЙ  
ПОЛЯРИМЕТРИИ**

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

*Физический факультет и Международный лазерный центр Московского государственного  
университета им. М.В. Ломоносова  
1119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, физический факультет  
e-mail: dimaagapov@mail.ru*

В работе представлена экспериментальная реализация нового варианта метода фантомных изображений - фантомная поляриметрия в неполяризованном свете. Предложенный нами вариант этой техники применен к объектам, чье влияние на поляризационное состояние света определяется линейным дихроизмом. Восстановление поляризационных свойств объекта выполнено в рамках теории, построенной нами на основе аппарата матриц Джонса

**Ключевые слова:** фантомные изображения, поляриметрия, оптика, тепловая статистика, интерферометр интенсивности, корреляционные функции.

Поляриметрия является мощным современным методом исследования поляризационных свойств объектов. Поляриметрия основывается на контроле за изменением поляризационного состояния оптического излучения после взаимодействия с объектом. Однако прошедшее или отраженное излучение не всегда доступно для сканирования, что накладывает ограничения на практическое применение этого метода. Метод получения фантомных изображений (ФИ) может быть использован для преодоления этих ограничений.

Метод получения ФИ [1] основан на принципах, составляющих основу работы интерферометра интенсивности. Процесс восстановления ФИ заключается в измерении корреляционной функции между суммарной интенсивностью излучения после взаимодействия с объектом и интенсивностью светового пучка, вообще не взаимодействующего с объектом. Сочетание двух упомянутых методов было названо фантомной поляриметрией [2].

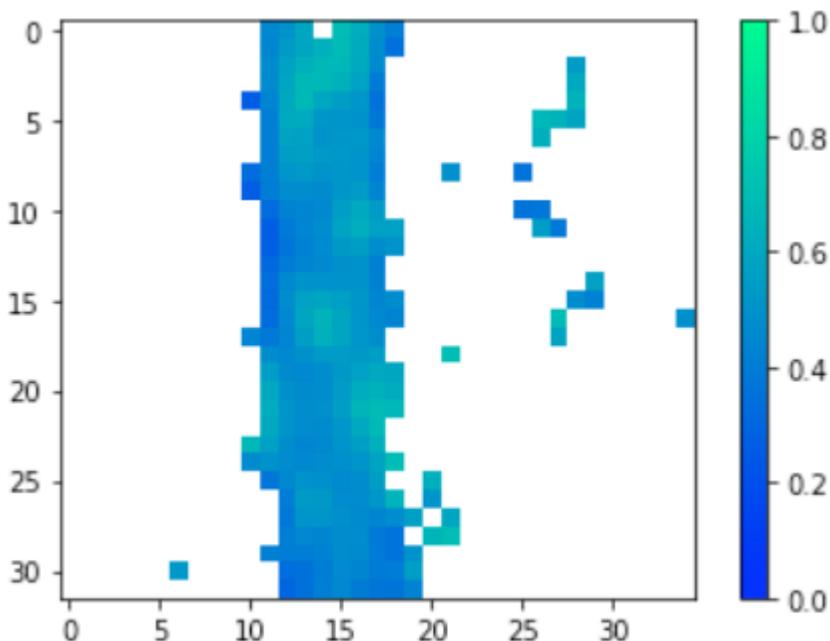
Влияние объекта на поляризационное состояние оптического излучения может быть описано в рамках аппарата матриц Джонса. В работе [3] мы показали связь элементов матрицы Джонса объекта с корреляционными функциями оптического излучения, которое должно быть деполаризованным и иметь тепловую статистику. Для получения изображения в коррелированном пучке измеряются пространственные распределения интенсивности двух ортогональных поляризационных компонент  $(x, y)$ . В частности, для объектов, обладающих линейным дихроизмом, и, следовательно, проявляющих свойства поляризатора, была получена функциональная связь между углом  $\theta$ , характеризующим направление оси поляризатора, и корреляционными функциями:

$$|tg(\theta(i, j))| = \sqrt{\frac{G_y(i, j)}{G_x(i, j)}}$$

где  $G_{y,x}(i, j)$  - корреляционная функция двух пучков, а индексы  $x$  и  $y$  означают направление поляризации;  $i, j$  - координаты радиус вектора, задающего точку в плоскости объекта.

На основе предложенной теории была создана экспериментальная методика. При этом, в схеме экспериментальной установки в канале, в котором находится объект, отсутствуют какие-либо поляризационные элементы. Изображения, получаемые в предложенной схеме

фантомной поляриметрии, мы назвали поляризационными ФИ. Такие ФИ содержат дополнительную по отношению к обычным ФИ информацию об объекте, а именно информацию о распределении его поляризационных свойств. На рисунке (1) приведено экспериментально полученное поляризационное изображение щели с наложенным поляризатором. В эксперименте угол поворота оси поляризатора относительно оси  $x$  составлял  $30^\circ$ .



**Рис. 1.** Поляризационное фантомное изображение щели с наложенным поляризатором. Цвет отражает величину  $|tg(\theta(i,j))|$ . Пиксели белого цвета означают, что в данном месте поляризационное состояние не изменилось.

В данном случае изображение содержит информацию о пространственном распределении  $|tg(\theta(i,j))|$ . Среднее значение  $|tg(\theta(i,j))|$  по профилю щели составило 0.536, что соответствует углу в  $\pm 28.2^\circ$ . Полученное значение указывает на хорошую точность восстановления угла. Выбор знака происходит исходя из дополнительных измерений в повернутом поляризационном базисе.

В заключении, разработанная теория и полученные экспериментальные результаты позволяют заключить, что фантомная поляриметрия может быть ценным дополнением к традиционной поляриметрии при изучении поляризационных свойств объектов.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00849.

#### Литература

1. Белинский А. В., Клышко Д. Н. // ЖЭТФ. 1994. 105, No 3. С. 487.
2. Kellock H., Setälä T., Friberg A. T., & Shirai T. // Journal of Optics 16.5 (2014): 055702.
3. Chirkin A. S., Gostev P. P., Agapov D. P., & Magnitskiy S. A. // Laser Physics Letters, 15(11) (2018): 115404.

# EXPERIMENTAL OBTAINING OF POLARIZATION GHOST IMAGES BY GHOST POLARIMETRY

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

*Faculty of Physics and International Laser Center of Lomonosov Moscow State University  
1119991, Moscow, GSP-1, Leninskiye gory, d. 1, str. 2, faculty of physics*

\* e-mail: dimaagapov@mail.ru

The paper presents the experimental implementation of a new version of the ghost image method - ghost polarimetry in unpolarized light. The proposed version of this technique is applied to objects whose influence on the polarization state of light is determined by linear dichroism. The restoration of the polarization properties of the object was carried out in the framework of the theory that we developed on the basis of the Jones calculus..

**Key words:** ghost images, polarimetry, optics, thermal statistics, intensity interferometer, correlation functions

# ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТОТНЫХ ГРЕБЁНОК И ДИССИПАТИВНЫХ КЕРРОВСКИХ СОЛИТОНОВ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ В РЕЖИМЕ ЗАТЯГИВАНИЯ

С.Е. Агафонова<sup>1,2,\*</sup>, А.С. Волошин<sup>1</sup>, А.С. Городницкий<sup>1,2</sup>, А.Е. Шитиков<sup>1,3</sup>,  
В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, М.Л. Городецкий<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Российский квантовый центр

121205, Москва, Большой бульвар, д. 30, стр. 1

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

141701, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

<sup>3</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

119991, Москва, Ленинские горы, МГУ имени М.В. Ломоносова, д. 1, стр. 2

\*e-mail: sofy.a.gafonova@gmail.com

Мы разработали способ генерации частотных гребёнок, использующий компактный многочастотный диодный лазер. Благодаря эффекту затягивания на интегральный микрорезонатор наша методика позволяет получить малозумную гребёнку с шириной линии около 100 кГц.

**Ключевые слова:** оптические гребёнки, микрорезонаторы, интегрированная оптика, солитоны.

Оптическая гребёнка является набором эквидистантных узких линий в ультрафиолетовой, видимой или инфракрасной областях пространства частот. Она используется в спектроскопии, калибровке астрофизических спектрометров и прецизионных измерениях. В последние годы активно изучается генерация оптических гребёнок в микрорезонаторах с модами шепчущей галереи [1]. Сохраняя характеристики современных прецизионных инструментов для оптических измерений, эта методика допускает значительное уменьшение размеров генератора.

Современные способы получения оптических гребёнок на основе микрорезонаторов используют мощные одночастотные узкие лазеры. Их размеры на несколько порядков превышают размеры микрорезонаторов, что препятствует фактическому уменьшению размеров генератора.

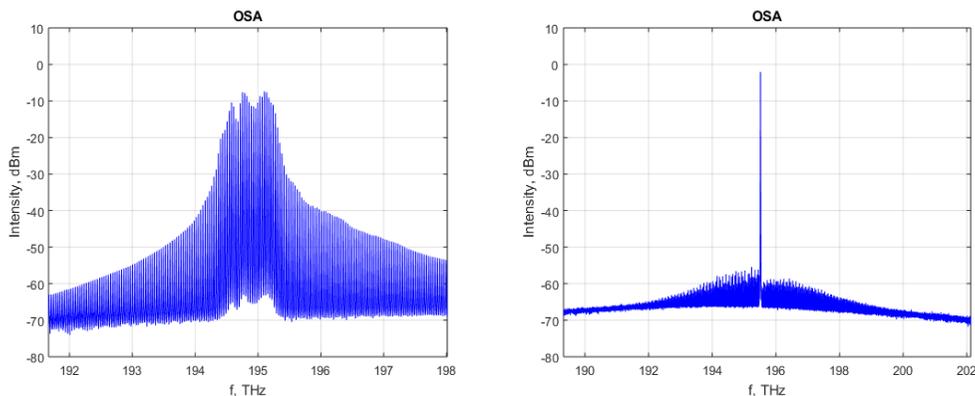


Рис. 1. Спектр использовавшегося лазера до и после затягивания на микрорезонатор.

Мы разработали метод генерации оптических гребёнок, использующий компактный многомодовый диодный лазер. Эффект затягивания лазера на интегральный микрорезонатор [2] позволяет превратить исходный спектр с множеством линий шириной порядка десятка

мегагерц в одну линию с шириной около 100 кГц. Получившийся источник затем используется для генерации малощумной оптической гребёнки в том же микрорезонаторе [3, 4]. Подобный результат был получен в кристаллическом резонаторе с модами шепчущей галереи [5].

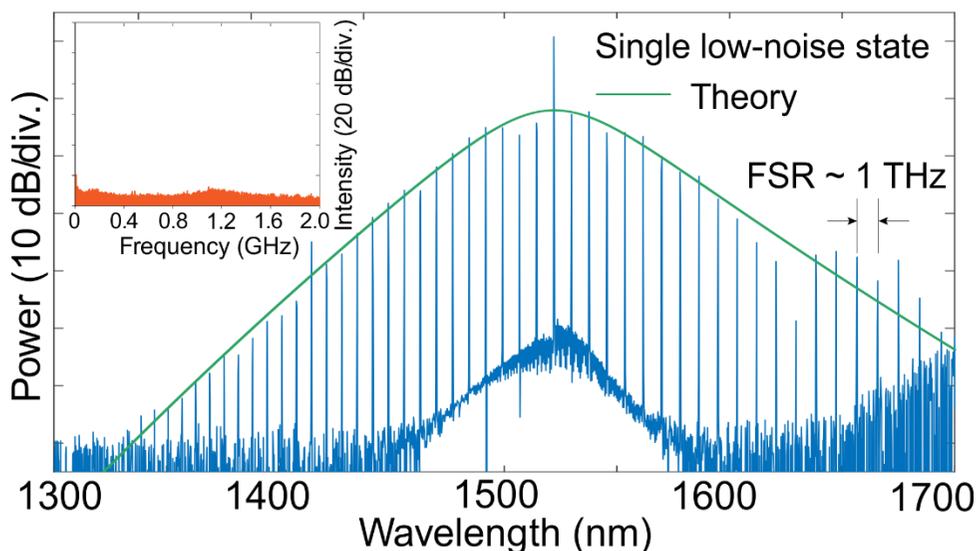


Рис. 2. Спектр оптической гребёнки в режиме затягивания.

Мы использовали многомодовый диодный лазер с шириной спектра около 1 ТГц и центральной длиной волны около 1535 нм (рис. 1). Настройка на одну из мод интегрального микрорезонатора, описанного в статье [6], с помощью изменения тока и температуры диода приводит к сужению спектра до одной линии шириной около 100 кГц. Внутри той же моды мы добились генерации оптической гребёнки с шириной спектра около 400 нм. Мы наблюдали несколько режимов генерации гребёнки, среди которых есть режим с оптическим спектром с гладкой огибающей, описываемой функцией  $\psi(\omega) = p_1 \operatorname{sech}^2\left(\frac{\omega - p_2}{p_3}\right)$ , и низким радиоволновым шумом (рис. 2). Такая конфигурация указывает на солитонное состояние [7], крайне важное для многих применений.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект №17-12-01413).

### Литература

1. P. Del'Haye et al.//Nature. 2007. V. 450. P. 1214.
2. N.M. Kondratiev et al.// Optics Express. 2017. V. 25. No. 23. P. 28167.
3. Arslan S. Raja et al.// Nature Communications. 2019. V. 10. P. 680.
4. S. Agafonova et al.// International Conference Laser Optics. 2018. P. 443.
5. N.G. Pavlov et al.//Nature Photonics. 2018. V. 12. P. 694.
6. Martin H.P. Pfeiffer et al.//Optica. 2017. V. 4. No. 7. P. 684.
7. T. Herr et al.//Nature Photonics. 2014. V. 8. P. 145.

# GENERATION OF FREQUENCY COMBS AND DISSIPATIVE SOLITONS IN INTEGRATED MICRORESONATORS IN SELF-INJECTION LOCKING REGIME

S.E. Agafonova<sup>1,2,\*</sup>, A.S. Voloshin<sup>1</sup>, A.S. Gorodnitskiy<sup>1,2</sup>, A.E. Shitikov<sup>1,3</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>,  
M.L. Gorodetsky<sup>1,3</sup>

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

*121205, Moscow, Bolshoy Bulvar, 30, bld. 1*

*<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology*

*141701, Dolgoprudny, 9 Institutskiy per.*

*<sup>3</sup>Faculty of Physics M.V. Lomonosov Moscow State University*

*119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2*

*\*e-mail: sofya.agafonova@gmail.com*

We developed a method to generate frequency combs that implements compact multimode diode laser. This technique allows for generating of low-noise frequency combs with the linewidth around 100 kHz due to self-injection locking effect.

**Key words:** frequency combs, microresonators, integrated optics, solitons.

# ГЕНЕРАЦИЯ "TIME-BIN" КУДИТОВ НА ОСНОВЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Д.О. Акатьев<sup>1,\*</sup>, А.А. Калачев<sup>1,2</sup>, И.З. Латыпов<sup>1</sup>, Д.А. Турайханов<sup>1</sup>, А.В. Шкаликов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
ФИЦ Казанский научный центр РАН  
420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, Казань, Кремлевская, 18.

\*e-mail: akatevdmirijj@gmail.com

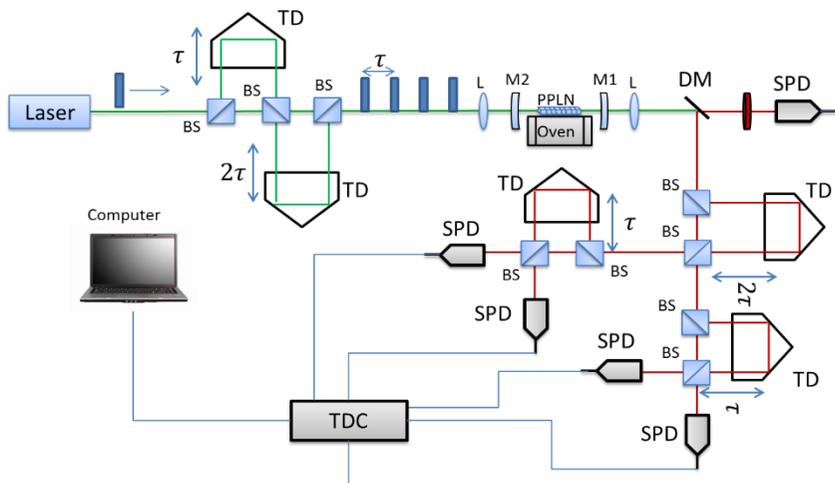
В работе обсуждается возможность генерации однофотонных многомерных состояний на основе спонтанного параметрического рассеяния света путем временного кодирования.

**Ключевые слова:** спонтанное параметрическое рассеяние, резонатор, time-bin, кудит, одиночный фотон.

Одиночные фотоны активно используются как носители информации в приложениях квантовой оптики и квантовой информатики. Одним из основных их свойств является невозможность считывания информации без разрушения квантового состояния, что активно используется в устройствах квантовой криптографии. Однако квантовые биты, основанные на двух уровнях систем, имеют низкую информационную емкость. Использование многомерных перепутанных состояний позволяют повысить информационную емкость [1]. Кроме того, состояния высокой размерности обладают устойчивостью к подслушиванию в протоколах квантового распределения ключей (КРК) [2] и сильным нарушением обобщенных неравенств Белла [3] с возможными применениями в аппаратно независимой квантовой криптографии [4], и генерации случайных чисел [5]. На сегодняшний день существует ряд работ, посвященных приготовлению многомерных фотонных состояний, закодированных в разных степенях свободы. Например, кудиты генерировались с использованием поляризации [6], частоты [7], временного (time-bin qudit) [8] кодирования. В нашей работе рассматривается возможность генерации состояний высокой размерности на основе временного кодирования с помощью спонтанного параметрического рассеяния света.

В процессе спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) происходит уничтожение фотона в моде накачки и рождения двух фотонов в модах рассеянного поля, сигнального и холостого. Однако без использования фильтрации спектральная ширина фотонов, рождающихся в процессе СПР, может достигать от 10 ГГц до нескольких ТГц, вследствие чего обладают низким временем когерентности. Одним из наиболее эффективных способов увеличением временем когерентности является сужение спектра генерируемых состояний с помощью внутррезонаторной генерации СПР (однорезонаторный ПГС). Для этого в нашей работе использовался кристалл ниобата лития с примесью оксида магния  $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$  (5%) (PPLN), период модуляции которого составляет  $\Lambda=7.47$  мкм, а длина равна 25 мм. При длине волны накачки 532 нм происходит генерация пар фотонов в процессе СПР 0-типа синхронизма (ее-тип) на длинах волн 867 нм и 1377 нм при температуре 85 градусов Цельсия. В результате были получены фотоны  $\Delta\omega_{\text{mod}}/2\pi = 73$  МГц на длине волны 867 нм [9].

Для реализации time-bin кудитов планируется реализовать схему, представленную на рисунке 1. С помощью системы управляемых линий задержки формировались система импульсов накачки с различной фазой. Далее в процессе СПР, происходит рождение фотонов и перенос фазы с импульсов накачки на фазу полученных пар фотонов. После генерации с помощью системы управляемых линий задержки происходит детектирование полученных ранее фаз.



**Рис. 1.** Схема генерации time-bin кудитов на основе спонтанного параметрического рассеяния света. Laser – импульсный источник излучения, BS – светоделительный кубик 50/50, TD – управляемая линия задержки, L – собирающая линза, PPLN – нелинейный кристалл ниобата лития  $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ , DM – дихроичное зеркало, Oven – стабилизированная по температуре печь, SPD – однофотонный детектор, TDC – схема совпадений.

### Литература

1. Walborn S. P. et al. // Physical review letters. 2006. V. 96. №. 9. P. 090501.
2. Cerf N. J. et al. // Physical Review Letters. 2002. V. 88. №. 12. P. 127902.
3. Kaszlikowski D. et al. // Physical Review Letters. 2000. V. 85. №. 21. – P. 4418.
4. Barrett J., Hardy L., Kent A. // Physical review letters. 2005. V. 95. №. 1. P. 010503.
5. Acín A., Masanes L. // Nature. 2016. V. 540. №. 7632. P. 213.
6. Bogdanov Y. I. et al. // Physical review letters. 2004. V. 93. №. 23. P. 230503.
7. Bernhard C. et al. // Physical Review A. 2013. V. 88. №. 3. P. 032322.
8. Bessire B. et al. // New journal of physics. 2014. V. 16. №. 3. P. 033017.
9. Баранова Е.Р., Злоказов В.Б., Кобелев Л.Я. и др. Резистивный материал. Пат. РФ № 1779192, кл. H01C7/00. 1996.

## GENERATION OF TIME-BIN QUDIT BASED ON SPONTANEOUS PARAMETRIC DOWN-CONVERSION

D.O. Akat'ev<sup>1,\*</sup>, A.A. Kalachev<sup>1,2</sup>, I.Z. Latypov<sup>1</sup>, A.V. Shkalikov<sup>1</sup>, D.A Turaykhanov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Kazan E. K. Zavoisky Physical -Technical Institute  
420029 Kazan, Russia, Sibirsky tract, 10/7

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

\*e-mail: akatevdmirijj@gmail.com

In this paper we discuss possibility of generation of multidimensional single photon states based on time encoding via spontaneous parametric down-conversion

**Key words:** single photon source, cavity, SPDC, qudit, time-bin.

# ВЛИЯНИЕ МАТРИЦЫ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА И ВНУТРЕННЮЮ ДИНАМИКУ В НАНОКОМПОЗИТАХ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

А.И. Аржанов<sup>1,2,\*</sup>, А.Е. Еськова<sup>2</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН  
108840, Троицк, ул. Физическая, 5*

<sup>2</sup>*Московский педагогический государственный университет  
119435, Москва, ул. Малая Пироговская, 29/7*

\*e-mail: arzhanov.artiom@gmail.com

Измерены спектры люминесценции в широком диапазоне температур (4,5 – 300К) в различных наноконструкциях с коллоидными квантовыми точками CdSe/CdS/ZnS. Анализ полученных спектров в рамках модели электрон-фононного взаимодействия позволил определить и сравнить параметры этого взаимодействия в разных матрицах.

**Ключевые слова:** квантовые точки, композиты, электрон-фононное взаимодействие, экситонная люминесценция, низкотемпературная динамика.

Синтез новых твердотельных материалов на основе полупроводниковых нанокристаллов (квантовых точек, КТ) и исследование фотофизических свойств таких материалов являются актуальными задачами современной физики и материаловедения. КТ часто называют «искусственными атомами» из-за наличия схожей энергетической структуры [1], а их уникальными фотофизическими свойствами связывают с различными перспективными приложениями [2, 3]. Исследование композитов на основе КТ классическими методами оптической спектроскопии позволяет получить информацию о параметрах взаимодействия КТ с окружающей матрицей, в частности, исследовать низкотемпературную динамику КТ в различных средах и определить параметры электрон-фононного взаимодействия.

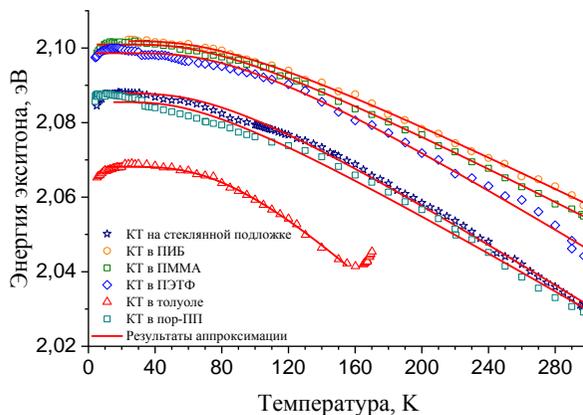
В данной работе исследовали композиты на основе коллоидных КТ. Для изготовления композитов использовали высококонцентрированный раствор КТ CdSe/CdS/ZnS в толуоле (96 мг/мл, производство QD-Light, Россия), которые внедряли в различные среды: аморфные полиметакрилат (ПММА), полиизобутилен (ПИБ), полиэтилентерефталат (ПЭТФ), пористый полипропилен (пор-ПП). Указанные образцы были приготовлены различными методами: центрифугирование смеси полимер-КТ на стеклянной подложке (ПММА, ПИБ), допирование готовой полимерной пленки раствором КТ с последующим запеканием в вакуумной печи (ПЭТФ, пор-ПП). Дополнительно были исследованы образцы, представляющие собой тонкие слои КТ, высаженные на стеклянную подложку с использованием специальной методики [4]. Для исследования жидких растворов КТ использовали кварцевую кювету.

Установка по изучению спектрально-люминесцентных свойств композитов на основе КТ состояла из нескольких основных узлов: в качестве источника излучения использовали полупроводниковый лазерный модуль с длиной волны 515 нм и выходной мощностью 200 мВт. Излучение ослабляли нейтральными фильтрами и фокусировалось на образец. Для измерения спектров люминесценции в широком диапазоне температур (4,5-300К) использовали гелиевый криостат RTI (Черноголовка). Благодаря использованию температурного контроллера Lakeshore DRC-91C и системы маностатирования измерительной камеры криостата, были выполнены прецизионные температурные измерения с минимальным шагом в 0,2 К. Сигнал люминесценции от всех образцов регистрировалась с помощью компактного эшелле-спектрометра (разработка ИСАН, Москва).

Для всех композитов на основе КТ были измерены спектры люминесценции в широком диапазоне температур. Все спектры представляли собой симметричную полосу, соответствующую экситонной люминесценции, с шириной порядка 20-30 нм. В зависимости

от матрицы-основы композита спектры имели различные значения положения максимума пика экситонной люминесценции (энергии экситона), что по-видимому, обусловлено природой окружающей матрицы.

При повышении температуры для всех спектров наблюдали характерный сдвиг положения пика люминесценции в длинноволновую область. Были построены температурные зависимости энергии экситона (см. рис. 1).



**Рис. 1.** Температурные зависимости положения пика флуоресценции (энергии экситона) для композитов на основе КТ CdSe/CdS/ZnS.

Как показал анализ литературы, впервые температурные зависимости ширины запрещенной зоны для объемных полупроводников была исследована эмпирически Варшни [6], который вывел следующее соотношение для температурной зависимости ширины запрещенной зоны:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}, \quad (1)$$

где  $E_g(0)$  – ширина запрещенной зоны при 0 К,  $\alpha$  и  $\beta$  – эмпирические параметры.

Однако данное соотношение мало информативно в случае исследования параметров электрон-фононного взаимодействия КТ с матрицей [5]. В работе О’Доннела и Чена [6] была выведена аналитическая формула для описания температурной зависимости:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{2SE_{LO}}{\exp\left(\frac{E_{LO}}{kT}\right) - 1}, \quad (2)$$

которая содержит дополнительные параметры, характеризующие меру электрон-фононного взаимодействия –  $S$  (фактор Хуанга-Риса) и среднюю энергию фононов в ходе релаксации электронного возбуждения  $E_{LO}$ .

Аппроксимируя полученные нами в эксперименте температурные зависимости энергии экситона формулой (2) были получены параметры электрон-фононного взаимодействия для композитов с КТ. Измеренные параметры электрон-фононного взаимодействия представлены в Таблице 1.

Было обнаружено, что полученные значения фактора Хуанга-Риса  $S$  для композитов с КТ на основе ПИБ, ПММА, ПЭТФ близки друг к другу, что может свидетельствовать о схожести параметров электрон-фононного взаимодействия. Наличие окружающей матрицы сильно влияет на параметры электрон-фононного взаимодействия: для образцов с КТ на стеклянной подложке (где окружающая твердотельная матрица отсутствует, но есть подложка) параметр  $S$  больше, чем у остальных образцов, за исключением КТ в замороженном толуоле. Предполагается, что это может быть связано с высокой концентрацией КТ на стеклянной подложке. Твердотельные матрицы, используемые для приготовления образцов,

характеризуются собственным фононным спектром, что приводит к различиям в значениях средней энергии фононов  $E_{LO}$ , локализованных внутри КТ.

**Таблица 1.** Параметры электрон-фононного взаимодействия для КТ, внедренных в различные матрицы

Матрица	$E_g(0)$ , эВ	S	$E_{LO}$ , мэВ
КТ на подложке	$2,09 \pm 0,02$	$1,67 \pm 0,02$	$20,3 \pm 0,5$
ПИБ	$2,10 \pm 0,02$	$1,31 \pm 0,02$	$21,1 \pm 0,5$
ПММА	$2,10 \pm 0,02$	$1,37 \pm 0,02$	$20,2 \pm 0,6$
Полипропилен	$2,09 \pm 0,02$	$1,55 \pm 0,04$	$17,5 \pm 0,1$
ПЭТФ	$2,09 \pm 0,02$	$1,66 \pm 0,04$	$23,5 \pm 0,1$
Толуол	$2,07 \pm 0,02$	$2,66 \pm 0,10$	$22,8 \pm 0,7$

Полученные значения ширины запрещенной зоны при  $E_g(0)$  для всех твердотельных образцов находятся в пределах  $2,09 - 2,10$  эВ, что соответствует ширине запрещенной зоны для объемного полупроводника и для наночастиц CdSe [7]. Отличие в энергии запрещенной зоны и характерные особенности, наблюдаемые вблизи точки стеклования (165 К) для толуола, также свидетельствует о сильном влиянии матрицы. Ширина запрещенной зоны связано не только с энергетическим зазором между уровнями валентной зоны и зоны проводимости для объемного полупроводника, но и с размерами самих нанокристаллов. Для определения характерных размеров и состава используемых нами КТ, были проведены дополнительные исследования с использованием просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ, ЦКП "Исследования наноструктурных, углеродных и сверхтвердых материалов" ФГБНУ ТИСНУМ, Москва). На основе обработки изображений, полученных с ПЭМ, была построена статистика распределения нанокристаллов по размерам. Для описания распределения величин ширины запрещенной зоны в зависимости от размеров нанокристаллов CdSe/CdS/ZnS нами была взята за основу работа [8], где анализировали спектра нанокристаллов CdSe. Используя экспериментальные данные для зависимости размеров нанокристалла от энергии для КТ CdSe была определено среднее значение энергии  $E_g$  ( $d=4,5$  нм) =  $2,04-2,16$ , что соответствует средней энергии  $E_g$ , полученной в результате аппроксимации температурных зависимостей для композитов с КТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-01121).

### Литература

1. V.I. Klimov, Nanocrystal quantum dots. CRC Press, 2010.
2. K.R. Karimullin, A.V. Naumov, J. Lumin. 2014. V. 152. P. 15.
3. A.V. Naumov et al., Nano Lett. 2018. V. 18. № 10. P. 6129.
4. K.R. Karimullin et al., J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 859. Art. № 012010.
5. И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов, ФТТ. 1999. Т. 41. № 6. С. 994.
6. K.P. O'Donnell, X. Chen, Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. № 25. P. 2924.
7. A. Al Salman, Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. № 9. Art. № 093104.
8. S. Baskoutas, A.F. Terzis, J. Appl. Phys. 2006. V. 99. № 1. Art. № 013708.
9. X. Wen et al., Phys. Chem. Chem. Phys. 2012. V. 14. № 10. P. 3505.
10. D. Valerini et al., Phys. Rev. B. 2005. V. 71. № 23. Art. № 235409.

# INFLUENCE OF THE MATRIX ON LUMINESCENCE PROPERTIES AND INTERNAL DYNAMICS OF NANOCOMPOSITES WITH SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS

A.I. Arzhanov<sup>1,2,\*</sup>, A.E. Eskova<sup>2</sup>, K.R. Karimullin<sup>1,2</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS  
108840, Troitsk, Fizicheskaya 5*

<sup>2</sup>*Moscow State Pedagogical University  
119435, Moscow, Malaya Pirogovskaya 29/7*

\*e-mail: arzhanov.artiom@gmail.com

Luminescence spectra were measured over a wide temperature range (4.5–300 K) in various nanocomposites with CdSe/CdS/ZnS colloidal quantum dots. An analysis of the obtained spectra within the framework of the electron-phonon interaction model made it possible to determine and compare the parameters of this interaction in different matrices.

**Key words:** quantum dots, composites, electron-phonon coupling, exciton luminescence, low-temperature dynamics.

# МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ И ВЫСОКАЯ ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ МОНОСЛОЯ ТРЁХУРОВНЕВЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ДУБЛЕТОМ В ВОЗБУЖДЁННОМ СОСТОЯНИИ

Д.Я. Байрамдурдыев<sup>1,\*</sup>, Р.Ф. Маликов<sup>1</sup>, И.В. Рыжов<sup>2</sup>, В.А. Малышев<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы  
450000, Уфа, Октябрьской революции, 3А

<sup>2</sup>Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена  
198164, Санкт-Петербург, наб. р. Мойки, 48

<sup>3</sup>Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen  
Nijenborgh 4, 9747 AG Groningen, The Netherlands

\*e-mail: d.bayramdurdiyev@gmail.com

Теоретически исследован нелинейный оптический отклик монослоя трёхуровневых квантовых излучателей с дублетом в возбужденном состоянии. Показано, что отклик может быть мультистабильным, и исследована устойчивость различных его ветвей. В определённом диапазоне частот монослой демонстрирует практически стопроцентное отражение.

**Ключевые слова:** оптические метаматериалы, суперкристаллы, нелинейный оптический отклик, нанофотоника, оптическая мультистабильность.

**Введение.** В течение последнего десятилетия получили большое внимание так называемые метаматериалы – класс новых объектов, не существующих в природе (см. [1,2]). Двумерные суперкристаллы (СК) полупроводниковых квантовых точек (ПКТ) [3] и органических полимеров [4], являются примерами оптических метаматериалов. Оптические свойства СК зависят от размера компонентов его образующих, их формы, химического состава, геометрии решетки и могут быть целенаправленно контролируемы (см. публикацию [5] и ссылки в ней), что представляет исключительный интерес для нанофотоники.

В настоящей работе теоретически исследуется стационарный нелинейный оптический отклик монослоя, состоящего из регулярно расположенных квантовых излучателей (КИ) с дублетом в возбужденном состоянии (так называемая V схема оптических переходов [6,7]). ПКТ с вырожденной валентной зоной в магнитном поле может служить практической реализацией такой системы [8]. Благодаря высокой плотности КИ и их большой силе осциллятора переходов, диполь-дипольное взаимодействие КИ играет важную роль в оптическом отклике монослоя. Как показали исследования ансамблей квантовых излучателей с другими схемами переходов ( $\Xi$  и  $\Lambda$ ), это взаимодействие обеспечивает положительную обратную связь, которая, вместе с нелинейностью КИ, приводит к богатой оптической динамике монослоя, включая мультистабильность, автоколебания и динамический хаос [9-12]. Здесь мы ограничиваемся исследованием стационарного отклика монослоя и его устойчивости. Полученные зависимости действующего на КИ поля от внешнего оказываются многозначными, что подразумевает мультистабильность отклика монослоя. Кроме того, в определенной области частот монослой полностью отражает падающее поле и обнаруживает бистабильность, т.е. является бистабильным нанометровым зеркалом.

**Модель.** Мы моделируем КИ трехуровневой квантовой системой, включающей основное состояние  $|1\rangle$  и дублет  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  в возбужденном состоянии. Оптически разрешёнными являются переходы  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  и  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ , характеризующиеся соответственно частотами переходов  $\omega_{21}$  и  $\omega_{31}$ , дипольными моментами переходов  $d_{21}$  и  $d_{31}$  (для простоты одинаково направленными) и радиационными константами затухания  $\gamma_{21}$  и  $\gamma_{31}$ . Безызлучательная релаксация в дублете учитывается феноменологически константой  $\gamma_{32}$ .

Предполагается, что монослой подвергается действию внешнего гармонического поля с Раби амплитудой  $\Omega_0$  и частотой  $\omega_0$ , падающего нормально к поверхности монослоя и квазирезонансного переходам в КИ. В приближении среднего поля оптическая динамика КИ

описывается системой уравнений для матрицы плотности  $\rho_{\alpha\beta}$  ( $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ ), которая во вращающейся системе отсчета (с частотой внешнего поля  $\omega_0$ ) имеет вид

$$\dot{\rho}_{33} = -(\gamma_{32} + \gamma_{31})\rho_{33} - \Omega \rho_{31}^* - \Omega^* \rho_{31}, \quad (1a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = \gamma_{32} \rho_{33} - \gamma_{21} \rho_{22} - \mu(\Omega \rho_{21}^* + \Omega^* \rho_{21}), \quad (1б)$$

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_{31} \rho_{33} + \gamma_{21} \rho_{22} + \Omega \rho_{31}^* + \Omega^* \rho_{31} + \mu(\Omega \rho_{21}^* + \Omega^* \rho_{21}), \quad (1в)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -[i\Delta_{32} + \frac{1}{2}(\gamma_{31} + \gamma_{32} + \gamma_{21})]\rho_{32} - \Omega \rho_{21}^* - \mu \Omega^* \rho_{31}, \quad (1г)$$

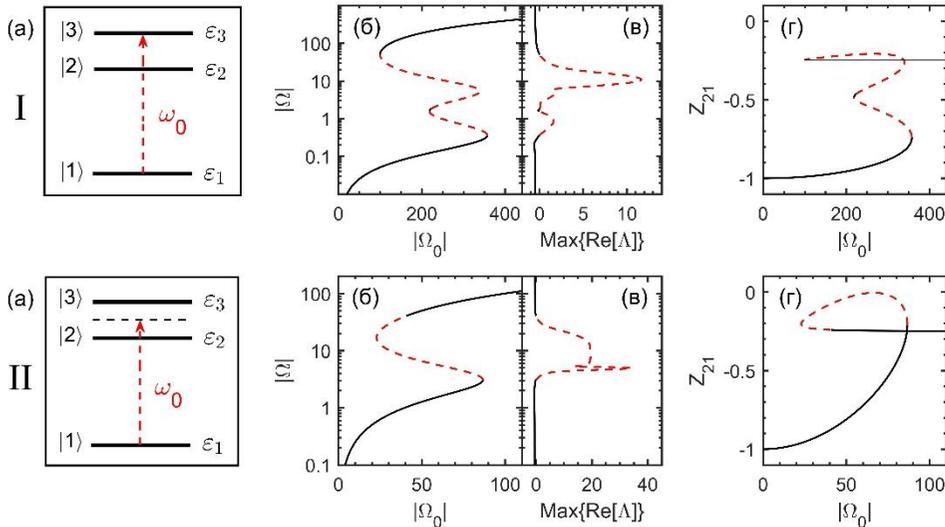
$$\dot{\rho}_{31} = -[i\Delta_{31} + \frac{1}{2}(\gamma_{31} + \gamma_{32})]\rho_{31} + \Omega Z_{31} + \mu \Omega \rho_{32}, \quad (1д)$$

$$\dot{\rho}_{21} = -[i\Delta_{21} + \frac{1}{2}\gamma_{21}]\rho_{21} + \mu \Omega Z_{21} + \Omega \rho_{32}^*, \quad (1е)$$

где точка над  $\rho_{\alpha\beta}$  означает производную по времени,  $\Delta_{32}$  – расщепление дублета,  $\Delta_{31} = \omega_{31} - \omega_0$  и  $\Delta_{21} = \omega_{21} - \omega_0$  – отстройки частоты внешнего поля  $\omega_0$  от частот резонансов переходов  $3 \leftrightarrow 1$  и  $2 \leftrightarrow 1$ , соответственно,  $\mu = (\gamma_{21}/\gamma_{31})^{1/2}$ ,  $\Omega$  – Раби амплитуда действующего на КИ поля. Последнее представляет собой сумму внешнего поля и вторичного поля, создаваемого другими КИ в месте расположения данного:

$$\Omega = \Omega_0 + (\gamma_R - i\Delta_L)(\rho_{31} + \mu\rho_{21}), \quad (2)$$

здесь  $\gamma_R$  и  $\Delta_L$  – амплитуды вторичного поля в дальней и ближней зонах, соответственно. Первая из них определяет коллективное динамическое уширение, вторая – динамические сдвиги уровней КИ, оба зависящие от их разностей населенностей [10,13]. Для простой квадратной решетки КИ с постоянной  $a$  имеем:  $\gamma_R = 4.51\gamma_{31}(\lambda/a)^2$  и  $\Delta_L = 3.39\gamma_{31}(\lambda/a)^3$  [10], где  $\lambda = \lambda/2\pi$  – редуцированная длина волны. Данные параметры управляют положительной обратной связью, приводящей к особенностям оптического отклика моносоля.



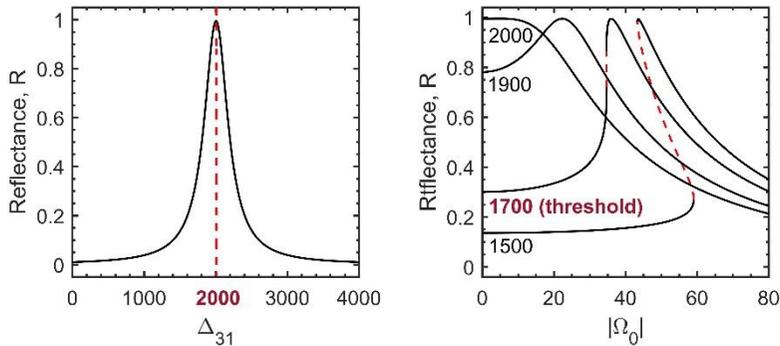
**Рис. 1.** (а) – Схема возбуждения КИ, (б) и (г) – стационарное решение уравнений (1) и (2) для  $|\Omega|$  и  $Z_{21} = \rho_{22} - \rho_{11}$  в зависимости от  $|\Omega_0|$ , (в) – реальная часть старшего показателя Ляпунова,  $\text{Max}\{\text{Re}[\Lambda]\}$ , как функция  $|\Omega|$ . Параметры расчета:  $\Delta_{32} = 10$ ,  $\gamma_{21} = \gamma_{31} = 1$  ( $\mu = 1$ ),  $\gamma_{32} = 0.01$ ,  $\Delta_L = 1000$ ,  $\gamma_R = 100$ . **I** – возбуждение верхнего состояния дублета ( $\Delta_{31} = 0$ ), **II** – возбуждение в центр дублета ( $\Delta_{31} = -\Delta_{21} = 5$ ). Все величины даны в единицах  $\gamma_{31}$ .

Мы интересуемся стационарными решениями уравнений (1) и (2), полагая производные по времени от матрицы плотности равными нулю. Результирующая система нелинейных алгебраических уравнений решалась точно методом, предложенным в [10].

**Результаты.** В численных расчетах константы, определяющие  $\gamma_R$  и  $\Delta_L$ , выбирались подобными СК ПКТ [3,9-12]:  $\lambda \sim 100 \div 200 \text{ nm}$ ,  $a \sim 10 \div 20 \text{ nm}$ ,  $\gamma_{31} \sim 3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ . Тогда типичные значения параметров  $\gamma_R \sim 100\gamma_{31}$  и  $\Delta_L \sim 1000\gamma_{31}$ . Варьируемыми величинами являлись дублетное расщепление  $\Delta_{32}$ , отстройка от резонанса  $\Delta_{31}$  и константа релаксации в дублете  $\gamma_{32}$ . Результаты расчетов, полученные для  $\Delta_{32} = 10\gamma_{31}$  и  $\gamma_{32} = 0.01\gamma_{31}$ , представлены на рис. 1 для двух случаев возбуждения: I – резонансно переходу  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  ( $\omega_0 = \omega_3$ ,  $\Delta_{31} = 0$ ) и II – настроено в центр дублета ( $\omega_0 = (\omega_2 + \omega_3)/2$ ,  $\Delta_{31} = -\Delta_{31} = \Delta_{32}/2$ ).

Как следует из рисунков, стационарный отклик монослоя (зависимости  $|\Omega|$  и  $Z_{21} = \rho_{22} - \rho_{11}$  от  $|\Omega_0|$ , панели (б) и (г) на рис. 1) демонстрирует многозначность решения, т.е. при фиксированном значении  $|\Omega_0|$  могут существовать от трёх до пяти решений для  $|\Omega|$  и  $Z_{21}$ , причем, не все они стабильны. Для анализа стабильности был использован метод показателей Ляпунова  $\Lambda$  [10,11]. Число последних в данной задаче равно восьми. Для каждой стационарной точки выбирался показатель  $\Lambda$  с максимальной реальной частью,  $\text{Max}\{\text{Re}[\Lambda]\}$ , которая определяет, устойчива данная точка ( $\text{Max}\{\text{Re}[\Lambda]\} < 0$ ) или неустойчива ( $\text{Max}\{\text{Re}[\Lambda]\} > 0$ ). Зависимости  $\text{Max}\{\text{Re}[\Lambda]\}$  от  $|\Omega|$  приведены на панелях (в). Сплошные (пунктирные) кривые показывают те части стационарных решений, где система является устойчивой (неустойчивой).

Мы также рассчитали коэффициент отражения мощности  $R = |\Omega_{\text{refl}}/\Omega_0|^2$ , где  $\Omega_{\text{refl}} = \gamma_R(\rho_{31} + \mu\rho_{21})$  – Раби амплитуда отраженного поля, в области резонанса, перенормированного полем в ближней зоне, т.е.  $\Delta_{31} = \Delta_L = 1000\gamma_{31}$ . Результаты представлены на рис. 2. На левой панели изображен линейный коэффициент отражения  $R$  (для слабого внешнего поля) как функция отстройки от резонанса  $\Delta_{31}$ .



**Рис. 2.** Слева: линейный коэффициент отражения  $R$  как функция отстройки от резонанса  $\Delta_{31}$ , рассчитанный для значения дублетного расщепления  $\Delta_{32} = 10$ . Справа: зависимость коэффициента отражения  $R$  от напряженности внешнего поля  $|\Omega_0|$ , рассчитанная для значений  $\Delta_{31}$ , указанных на панели. Значение  $\Delta_{31} = 1700$  является пороговым для возникновения бистабильности. Сплошными (пунктирными) кривыми обозначены области устойчивости (неустойчивости) коэффициента отражения. Параметры расчета те же, что и на рис. 1. Все величины даны в единицах  $\gamma_{31}$ .

Из графика следует, что  $R$  имеет максимум при  $\Delta_{31} = 2000\gamma_{31}$ , причем, в этой точке  $R$  близок к единице, т.е. монослой практически полностью отражает падающее поле. Тот факт, что это происходит не при перенормированном ближним полем резонансе  $\Delta_{31} = 1000\gamma_{31}$  [10,13], как можно было ожидать, имеет простое объяснение: система с V конфигурацией оптических переходов представляет собой два осциллятора, связанных ближним полем, что и является причиной сдвига частоты, при которой  $R$  имеет максимум.

Левая панель рис. 2 показывает полевую зависимость коэффициента отражения  $R$  для набора значений отстройки от резонанса  $\Delta_{31}$  (даны на панели). Как видно, поведение  $R$  существенно зависит от  $\Delta_{31}$ . Более того, в некотором диапазоне изменения  $\Delta_{31}$  коэффициент

отражения является трехзначной функцией  $|\Omega_0|$ , что означает бистабильность. Анализ показателей Ляпунова показал, что ветви с отрицательным наклоном (изображены на рисунке пунктиром) неустойчивы, в то время как две другие с положительным наклоном (изображены сплошными кривыми) устойчивы.

**Заключение.** Монослой квантовых излучателей с V схемой оптических переходов демонстрирует мультистабильность оптического отклика. В определенной полосе частот монослой полностью отражает падающее поле, т.е. является идеальным нанометровым зеркалом, которое, кроме того, бистабильно. Данные свойства представляются в высшей степени перспективными для применений в нанофотонике. В качестве реализации подобной системы может рассматриваться суперкристалл из ПКТ с вырожденной валентной зоной, в частности, ПКТ CdSe и CdTe [8], помещенный в магнитное поле.

Д. Я. Б. и Р. Ф. М. благодарят Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы за финансовую поддержку.

### Литература

1. Zheludev N.I. // Science. 2010. V.328. P.582.
2. Soukoulis C.M., Wegener M. // Science. 2010. V.330. P. 1633.
3. Boneschanscher M.P., Evers W.H., Geuchies J.J. et al. // Science. 2014. V.344. P.1377.
4. Liu W., Luo X., Bao Y. et.al. // Nat. Chem. 2017. V.9. P.563.
5. Vaimuratov A.S., Rukhlenko I.D., Turkov V.K. et al. // Sci. Rep. 2013. V.3. P.1727.
6. Власов Р.А., Лемеза А.М., Гладуш М.Г. // ЖПС. 2013. Т.80. С.698.
7. Байрамдурдыев Д.Я., Маликов Р.Ф. и др. // Материалы международной конференции «Наука 2020» (Уфа, 2019), в печати.
8. Efros Al. L., Rosen M., Kuno M. et. l. // Phys. Rev. B. 1996. V.54. P.4843.
9. Malikov R.F., Ryzhov V.I., Malyshev V.A. et al. // EPJ Web of Conference. 2017. V.161. P.02014.
10. Zapatero P.Á., Malikov R.F., Ryzhov I.V. et al. // arXiv:1806.00387. 2018.
11. Malyshev V.A., Zapatero P.A., Malyshev A.V. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V.1220. Art. no. 012006.
12. Маликов Р.Ф., Рыжов И.В., Малышев В.А. и др. // Материалы VIII международной конференции ФИО (Москва, 2019). С.185.
13. Маликов Р.Ф., Малышев В.А. // Опт. и спектр. 2017. Т.122. С.1000.

## MULTISTABILITY AND HIGH REFLECTANCE OF A MONOLAYER OF THREE-LEVEL QUANTUM EMITTERS WITH A DOUBLET IN THE EXCITED STATE

**D. Ya. Bayramdurdyev<sup>1\*</sup>, R. F. Malikov<sup>1</sup>, I. V. Ryzhov<sup>2</sup>, V. A. Malyshev<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Akmullah State Pedagogical University of Bashkortostan, 450000 Ufa, Russia*

<sup>2</sup>*Herzen State Pedagogical University, 191186 St. Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen*

*Nijenborgh 4, 9747 AG Groningen, The Netherlands*

e-mail: d.bayramdurdyev@gmail.com

We study theoretically nonlinear optical response of a monolayer of three-level quantum emitters with a doublet in the excited state. It is shown that the response reveals multistability. The stability of different branches of the response is explored. In a certain frequency range, the monolayer operates as a perfect reflector.

**Key words:** optical metamaterials, supercrystals, nonlinear optical response, optical multistability, nanophotonics.

# РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ГРАДИЕНТНЫХ ВОЛНОВОДАХ

А.С. Батова<sup>1,\*</sup>, А.Н. Бугай<sup>1</sup>, С.В. Сазонов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований  
141980 Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, пл. акад. Курчатова 1  
\*e-mail: anna-sergeevna00@yandex.ru

Исследованы режимы распространения бризероподобного предельно короткого импульса в фокусирующих и дефокусирующих градиентных волноводах. Рассмотрены случаи, когда спектр импульса принадлежит как области аномальной, так и нормальной дисперсии групповой скорости. Выявлены условия устойчивого распространения импульса.

**Ключевые слова:** предельно короткий импульс, градиентный волновод.

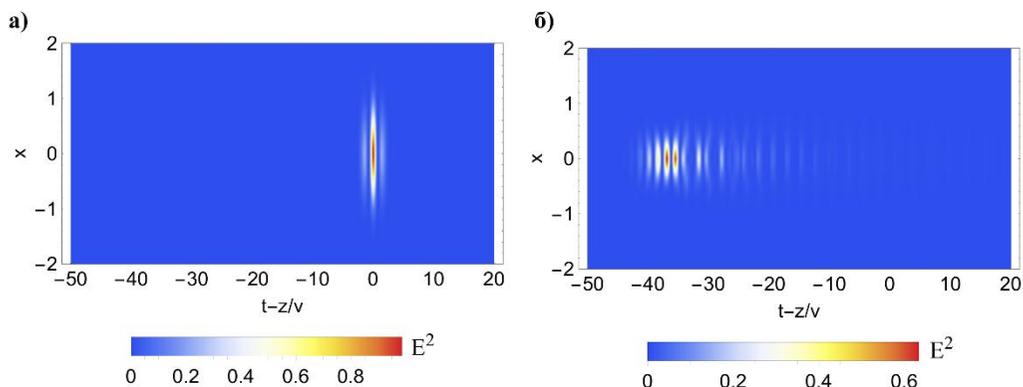
Одной из тенденций развития лазерной физики и нелинейной оптики является создание в лабораторных условиях импульсов все более коротких длительностей [1], содержащие всего несколько колебаний поля. Наибольший интерес для систем передачи и обработки информации представляют солитоноподобные режимы распространения ПКИ [2-4]. Одномерные (временные) солитоны являются частным случаем пространственно-временных солитоноподобных ПКИ (предельно коротких «пульс»). Теоретическое описание таких объектов гораздо сложнее, чем описание квазимонохроматических световых пульс. Здесь уже нельзя эффективно отделить продольную динамику импульса от его поперечной динамики. Поэтому приходится прибегать к численным экспериментам. Как показывают исследования, формирование предельно коротких пульс возможно, если их спектр принадлежит области аномальной дисперсии групповой скорости [3]. Развитие искусственных материалов, таких как градиентные волноводы и фотонные кристаллы, позволило получить целый ряд новых солитоноподобных режимов для квазимонохроматических импульсов [5]. Целью настоящей работы является исследование возможности распространения предельно коротких «пульс» в подобных материалах.

В качестве базовой физической модели использовалось обобщение уравнения для поля ПКИ, предложенного в работе [6]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{n_0^2 - 1}{2cn_0} f(\mathbf{r}) \frac{\partial E}{\partial \tau} + \gamma E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} - \alpha \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + \beta \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' = \frac{c}{2n_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau', \quad (1)$$

где  $\tau = t - z/v$ ,  $t$  - время,  $c$  - скорость света в вакууме,  $n_0$  - показатель преломления на центральной оси волновода,  $\alpha$  - коэффициент керровской нелинейности,  $\alpha$  и  $\beta$  - коэффициенты дисперсии,  $\Delta_{\perp}$  - поперечный лапласиан,  $f(\mathbf{r})$  - гладкая колоколообразная функция, определяющая распределение показателя преломления по поперечному сечению волновода (его зависимость от поперечной координаты  $\mathbf{r}$ ). Фокусирующим волноводам соответствует отрицательный знак  $f$ , а дефокусирующим – положительный.

Уравнение (1) исследовалось с помощью численного моделирования. Рассмотрены случаи, когда спектр импульса лежал как в области аномальной, так и нормальной дисперсии групповой скорости. Солитоноподобное распространение возможно только в первом случае. Когда интенсивность, длительности и поперечный радиус ПКИ таковы, что порог самофокусировки не превышен, то в однородной среде происходит расплывание импульса за счет дифракции и дисперсии. Этот процесс возможно подавить при распространении в фокусирующем волноводе (рис.1). В противоположном случае, когда развивается самофокусировка ПКИ, ее подавить за счет влияния дефокусирующего волновода не удается. Процесс самофокусировки импульса в таком волноводе развивается в режиме филаментации.



**Рис. 1.** Пространственно-временная эволюция ПКИ в фокусирующей волноводной структуре на дистанции распространения в 10 характерных длин дисперсионного расплывания. Время, координаты, и интенсивность нормированы на соответствующие параметры импульса на входе в нелинейную среду.

Отметим также, что формирование солитоноподобного импульса в дефокусирующем волноводе наблюдалось только при превышении определенного числа колебаний в составе исходного ПКИ. В дальнейшем представляет интерес получение соответствующего критерия с помощью вариационных методов и сопоставление его с теорией распространения квазимонохроматических импульсов в волноводных структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-02-00234).

### Литература

1. Brabec T., Krausz F. // Rev. Modern Phys. 2000. V.72. P.545.
2. Маймистов А.И. // Квантовая электроника 2000. Т.30. С.287.
3. Leblond H., Mihalache D. // Phys. Reports 2013. V.523. P.61.
4. Sazonov S.V. // Rom. Reports in Physics 2018. V.70. P.401.
5. Маломед Б.А. Контроль солитонов в периодических средах. М.: Физматлит, 2009. 192 с.
6. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // ЖЭТФ 1997. Т.111. С.404.

## PROPAGATION REGIMES OF FEW CYCLE PULSES IN GRADIENT WAVEGUIDES

A.S. Batova<sup>1,\*</sup>, A.N. Bugay<sup>1</sup>, S.V. Sazonov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for Nuclear Research,  
6 Joliot Curie St., Dubna 141980, Russia  
<sup>2</sup>National Research Centre Kurchatov Institute,  
1 Kurchatov Sq., Moscow 123182, Russia  
\*e-mail: anna-sergeevna00@yandex.ru

The propagation modes of a breather-like few cycle pulse in focusing and defocusing gradient waveguides are studied. Cases are considered when the pulse spectrum belongs to both the region of anomalous and normal dispersion of the group velocity. The conditions for the stable propagation of the pulse are determined.

**Key words:** few cycle pulse, gradient waveguide.

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В КРИСТАЛЛЕ $YLiF_4:Nd^{3+}$

А.Д. Бережной\*, А.А. Калачев

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского,  
ФИЦ Казанский научный центр РАН  
420029, Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7  
\*e-mail: alex.berezhnoi@mail.ru

Развита теория электромагнитно-индуцированной прозрачности в моноизотопном кристалле  $YLiF_4$ , допированном ионами  $^{143}Nd^{3+}$ . На основе моделирования суперсверхтонкого расщепления метастабильного резонансного перехода, вызванного наличием ковалентного взаимодействия между атомами неодима и окружающими их ионами фтора, предложено теоретическое объяснение модуляционной структуры окна прозрачности, наблюдаемой при наличии полного часового сверхтонкого перехода.

**Ключевые слова:** Электромагнитно-индуцированная прозрачность, редкоземельный ион, суперсверхтонкое расщепление, ковалентная связь

Эффект электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) является хорошо известным явлением квантовой интерференции, которое позволяет создавать узкий спектральный провал (окно прозрачности) в пределах контура оптической линии поглощения [1]. Возникновение спектрального провала сопровождается сильной дисперсией, которая позволяет наблюдать медленный свет и создавать управляемые оптические линии задержки. Кроме того, ЭИП лежит в основе одного из подходов к созданию оптической квантовой памяти [2]. С этой точки зрения актуальной задачей является исследование ЭИП в материалах, перспективных для хранения квантовой информации, в частности – в кристаллах, активированных редкоземельными ионами. Недавно в работе [3] наблюдалась ЭИП в моноизотопном кристалле  $YLiF_4:^{143}Nd^{3+}$ . В ходе эксперимента было обнаружено, что вместо обычного окна прозрачности, имеющего вид одиночного спектрального провала, в данном кристалле при некоторых условиях наблюдается сложная структура, состоящая из нескольких узких спектральных провалов. Была высказана гипотеза, что данная структура окна прозрачности может быть вызвана суперсверхтонким взаимодействием ионов неодима с окружающими ионами фтора. Однако детально этот вопрос не исследовался. Целью настоящей работы является обоснование данного предположения и развитие теоретической модели, описывающей особенности ЭИП в данном кристалле.

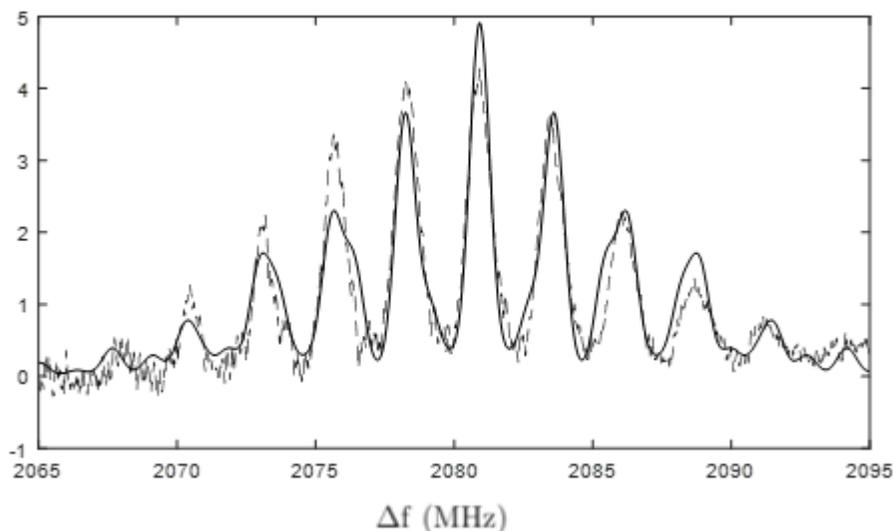
Модельный гамильтониан, с помощью которого можно описать результаты измерений, выглядит следующим образом [4]:

$$H_{eff} = \mu_B \sum_{pa} g_{pa} B_p S_a + \sum_i \sum_{pq} \gamma_{pq}^{(i)} (-B_q + \sum_a T_{qa}^{(i)} S_a) I_p^{(i)}, \quad (1)$$

где  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g_{pa}$  – компоненты g-фактора,  $B_p$  – компоненты магнитного поля,  $S_a$  – компоненты эффективного электронного спина,  $\gamma_{pq}^{(i)}$  – ядерное гиромагнитное отношение i-го лиганда,  $I_p^{(i)}$  – спин ядра i-го лиганда,  $T_{qa}^{(i)}$  – постоянные суперсверхтонкой структуры. Последние, согласно работе [5], можно представить в виде суммы компонент, соответствующих диполь-дипольному и ковалентному взаимодействиям:

$$T_{qa}^{(i)} = T_{qa,d}^{(i)} + T_{qa,s}^{(i)} + T_{qa,p}^{(i)}. \quad (2)$$

Первое слагаемое в соотношении (2) обусловлено диполь-дипольным взаимодействием и, как правило, дает наибольший вклад в суперсверхтонкую структуру линий [4, 6]. Однако в работе [3] ЭИП наблюдалась при определенном значении внешнего магнитного поля, когда между сверхтонкими подуровнями основного электронного состояния примесных ионов образуется полный часовой переход, то есть первая производная частоты перехода как функции внешнего магнитного поля обращается в ноль для всех направлений поля. Соответственно,  $g$ -фактор тоже равен нулю. Поэтому возникновение суперсверхтонкого расщепления можно объяснить только оставшимися в формуле (2) слагаемыми, которые связаны с ковалентным взаимодействием между ионами фтора и ионами неодима. Результаты моделирования с использованием параметров  $T_{qa,s}^{(i)}$  и  $T_{qa,p}^{(i)}$ , взятых из работы [5], показывают, что при этом можно наблюдать группу линий поглощения, которая хорошо описывает наблюдаемую структуру окна прозрачности (рисунок 1).



**Рис. 1.** Экспериментальный профиль окна прозрачности, наблюдаемого в моноизотопном кристалле  $Y^7LiF_4:^{143}Nd^{3+}$  [1] (сплошная линия), и результат теоретического моделирования (пунктирная линия)

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что особенности электромагнитно-индуцированной прозрачности в кристалле  $YLiF_4:Nd^{3+}$  можно объяснить наличием суперсверхтонкого расщепления сверхтонкого перехода основного электронного состояния примесных ионов, которое вызвано ковалентным взаимодействием с окружающими ионами фтора.

### Литература

1. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 633
2. L. Ma, O. Slattery, X. Tang, J. Opt. 2017. V. 19. P. 043001
3. R. Akhmedzhanov, et al., Phys. Rev. B. 2018. V. 97(24), P. 245123
4. L. K. Aminov, I. N. Kurkin, B. Z. Malkin, Phys. Solid State. 2013. V. 55. P. 1343
5. R.M. Macfarlane, R.S. Meltzer, B.Z. Malkin. PRB. 1998. V. 58. P. 5692
6. L. K. Aminov, B. Z. Malkin, AMR. 2008. V. 33 P. 351

# THEORETICAL STUDY OF THE ELECTROMAGNETIC-INDUCED TRANSPARENCY FEATURES IN A $\text{YLiF}_4:\text{Nd}^{3+}$ CRYSTAL

A.D. Berezhnoi\*, A.A. Kalachev

*Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS  
420029, Kazan, St. Sibirsky tract, 10/7*

The theory of electromagnetically induced transparency in an isotopically purified  $\text{Y}^7\text{LiF}_4$  crystal doped with  $^{143}\text{Nd}^{3+}$  ions has been developed. It has been shown that an observed modulation structure of the transparency window can be explained by superhyperfine interaction between the neodymium ions and surrounding fluorine ions, which is caused by the covalent bonding under conditions of zero-first-order Zeeman hyperfine transition.

**Key words:** Electromagnetically induced transparency, rare-earth ion, superhyperfine structure, covalent bonding.

# ДИНАМИКА ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АНСАМБЛЯ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ

С.В. Божокин\*, А.С. Курапцев

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая д.29

\*e-mail: bsvjob@mail.ru

Вычислена динамика флуоресценции холодных атомов, возбуждаемых импульсным излучением. Рассмотрены спектральный метод Радона Никодима и многостадийная модель релаксации, описывающая коллективные эффекты в газе холодных атомов. Рассчитаны времена и амплитуды релаксации, как на малых временах («сверхизлучение»), так и на больших временах («субизлучение»).

**Ключевые слова:** релаксация флуоресценции холодных атомов, спектральный метод Радона-Никодима, многостадийная модель релаксации.

Динамика спадания флуоресценции ансамбля холодных атомов, охлажденных до сверхнизких температур важна в качестве диагностики таких объектов [1-4]. Целью настоящей работы является теоретический анализ релаксации флуоресценции, как при отсутствии внешнего электрического поля, так и в сильном электрическом поле. При решении уравнения Шредингера учитывается взаимодействие атомов с внешним электромагнитным полем, резонансное диполь-дипольное взаимодействие между атомами и спонтанный распад их возбужденных состояний.

Конкретные расчеты проведены для облака холодных атомов сферической формы с радиусом  $R = 10\lambda$ , концентрация атомов в облаке  $n_0\lambda^3 = 0.2$ , где  $\lambda = 1/k$ , величина  $k$  – волновое число падающего излучения. Длительность возбуждающего импульса  $\tau_L/\tau_a = 0.1$ , где  $\tau_a$  – время жизни возбужденного состояния. Для анализа флуоресценции мы вводим функцию  $Y(x) = \ln(I^2(t)/(I_{max}I_{min})) / \ln(I_{max}/I_{min}) + x$ . В этом выражении аргумент времени  $t$  изменяется в пределах  $t = [0, T]$ ,  $T$  – период наблюдения,  $x = 2t/T - 1$  – безразмерное время, изменяющееся в пределах  $-1 \leq x \leq 1$ ,  $I(t)$  – интенсивность флуоресценции,  $I(0) = I_{max}$ ,  $I(T) = I_{min}$ . Из определения видно, что функция  $Y(x)$  изменяется в пределах  $-1 \leq Y(x) \leq 1$ .

Ортогональные вещественные полиномы Чебышева  $\{f_n(x)\}$  позволяют вычислить матричные элементы симметричной матрицы сигнала  $Y(x)$ . С помощью метода Радона-Никодима [5] построены гистограммы распределения собственных чисел такой матрицы сигнала. Различия между релаксационными кривыми  $Y(x)$  проявляются в различных диапазонах собственных чисел матриц сигнала. Параметр Skewness таких гистограмм позволяет отличать кинетику флуоресценции холодных атомов как при отсутствии внешнего электрического поля ( $E = 0$ ), так и в сильном электрическом поле ( $E \neq 0$ ). Рассмотрена много экспоненциальная модель релаксации  $I(t) = \sum_{i=1}^N B_i \exp(-t/\tau_i)$  с постоянными значениями амплитуд  $B_i$  и времен  $\tau_i$ . Для модели с  $N = 4$  среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  между рассчитанными кривыми релаксации и много экспоненциальной моделью составляет величину  $\sigma = 0.01$ .

Найдены значения характерных амплитуд и времен релаксации как на малых временах («сверхизлучение»), так и на больших временах («субизлучение»). На начальной стадии эволюции время релаксации «сверхизлучения» при наличии электрического поля  $\tau_1(E)$  оказывается меньше аналогичного времени без электрического поля  $\tau_1(E) < \tau_1(0)$ . Для «сверхизлучения» многостадийные процессы, описываемые многоэкспоненциальной моделью, отражают механизмы релаксации флуоресценции единого кластера холодных атомов на разных интервалах времени.

Разработанная методика анализа динамики затухания интенсивности флуоресценции при возбуждении импульсным излучением дает возможность экспериментального контроля

параметров ансамблей холодных атомов, а также ансамблей примесных центров, внедренных в прозрачный диэлектрик. Предложенный анализ динамики флуоресценции позволит обнаружить различные коллективные эффекты, обусловленные обменом фотонами между атомами в плотных холодных атомных ансамблях. Этот метод позволяет определить времена жизни различных коллективных состояний, определяющих затухание флуоресценции на разных интервалах времени после окончания возбуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект № 17-12-01085).

### Литература

1. Lakowicz J.R.. Principles of Fluorescence Spectroscopy. Third Edition. (NY, Springer, 2006).
2. Hau L.V.// Nature Photonics. 2008. V. 2. P. 451.
3. Kuraptsev A.S., Sokolov I.M., Havey M.D.// Phys. Rev. A. 2017. T.96. P.023830.
4. Bozhokin S.V., Sokolov I.M.// Opt. Spectrosc. 2018. T. 125. N3. P.317.
5. Bobyl A., Zabrodskii A., Kompan M, Malyshkin V., Novikova O. Terukov E., Agafonov D. // Generalized Radon–Nikodym Spectral Approach. Application to Relaxation Dynamics Study, arxiv:1611.07386. (2018).

## FLUORESCENCE DYNAMICS OF AN ENSEMBLE OF COLD ATOMS

**S.V. Bozhokin\*, A.S. Kuraptsev**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University  
195251, St. Petersburg, Polytechnicheskaya 29.*

\*e-mail: bsvjob@mail.ru

We have calculated the fluorescence dynamics of cold atoms excited by pulsed radiation. We have considered both Radon-Nikodym spectral method and multi-stage relaxation model describing collective effects in cold atomic gases. Relaxation times and amplitudes both at short times (superradiance) and long times (subradiance) have been obtained.

**Key words:** fluorescence dynamics of cold atoms; Radon-Nikodym spectral method; multi-stage relaxation model.

# РАСЧЕТ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ КРИОГЕННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЯЧЕЙКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ ВЫСОКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО РАЗРЕШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ КВАНТОВОЙ СЕНСОРИКИ

К.Н. Болдырев<sup>1,2</sup>, Е. Сулеймен<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН*

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

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт*

*141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., д.9*

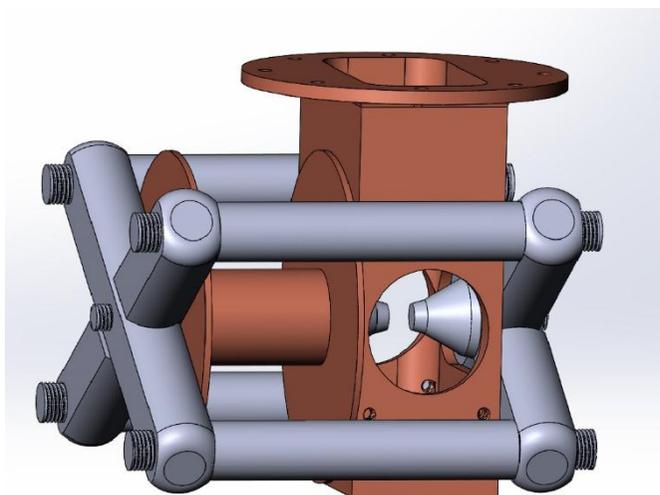
\*e-mail: kn.boldyrev@gmail.com

Выполнено моделирование электромагнитной ячейки для исследования спектров люминесценции и поглощения с высоким спектральным разрешением с использованием программы COMSOL Multiphysics. Ячейка позволяет проведение спектроскопических экспериментов до гелиевых температур в геометриях Фойгта и Фарадея с максимальной индукцией магнитного поля до 2 Тл с шагом менее 0.01 Тл и с высокой однородностью магнитного поля (< 0.1% в области образца). С использованием полученных расчетных данных была проведена опытно-конструкторская работа, в результате чего были достигнуты заявленные в модели физические параметры, выполнена полная автоматизация эксперимента. Ячейка была апробирована для исследования спектров поглощения и люминесценции кристаллов для квантовой сенсорики.

**Ключевые слова:** спектроскопия высокого разрешения, FTIR, магнитное поле, квантовая сенсорика

Проведение исследований во внешних магнитных полях представляет определенную сложность в физической реализации экспериментальных установок. Как правило, такие системы громоздки, требуют водяного или криогенного охлаждения, силовых источников питания, специальных сверхпроводящих материалов. Все это существенно повышает стоимость подобного оборудования, приводит к сложной подготовке к эксперименту и требует специально подготовленных помещений с необходимой инфраструктурой.

Нами было проведено эскизное моделирование компактной ячейки для исследования спектров высокого спектрального разрешения, затем эскиз был проверен и поправлен с учетом моделирования в программном пакете COMSOL Multiphysics. Основными техническими решениями при создании ячейки было: использование в качестве обмоток катушки медной эмалированной проволоки заданного сечения; использование специальных прецизионных электросталей с высокими полями насыщения, большой величиной магнитной проницаемости и малой коэрцитивной силой (пермендюр, пермаллой, технически чистое железо); в качестве охлаждения катушек используется побочное охлаждение от криостата замкнутого цикла (т.н. азотный экран), что понижает сопротивление катушки в 4-5 раз, позволяя удваивать ток, протекающий через катушку и при этом оставлять тепловыделение на том же уровне. В связи с тем, что катушка охлаждена до криогенной температуры, она не дает теплового излучения, и концентраторы магнитной ячейки можно помещать на близком расстоянии к исследуемому образцу, что дополнительно повышает величину поля в зазоре. Все это позволило получать поля до 2Тл при значениях тока 5А (при этом тепловыделение не превышает 100Вт). Данные параметры доступны для обычного управляемого лабораторного источника тока. Программируемый источник тока был подключен к системе управления (персональному компьютеру) посредством интерфейса RS232, и был создан макрос для автоматической регистрации спектров поглощения/люминесценции, позволяющий а) варьировать температуру образца; б) величину магнитного поля; в) параметры измерения спектров; г) параметры поляризации падающего/испускаемого света.



**Рис. 1.** Аксонометрический сборочный чертеж магнитной ячейки.

Данная магнитная ячейка была апробирована исследованиями спектров высокого разрешения оптических материалов для приложений квантовой сенсорики и оптической квантовой памяти:  $\text{LiYF}_4$  [1],  $\text{CuB}_2\text{O}_4$ , P- и SiV-центров в алмазе.

Работа выполнена при поддержке грата РФФИ № 19-72-10132.

#### Литература

1. K.N. Boldyrev, M.N. Popova, B.Z. Malkin, N.M. Abishev // Phys. Rev. B. 2019. P.041105(R).

## CALCULATION AND MANUFACTURE OF CRYOGENIC ELECTROMAGNETIC CELL FOR HIGH RESOLUTION SPECTROSCOPY OF QUANTUM SENSORIC MATERIALS

**K.N. Boldyrev<sup>1,\*</sup>, E. Suleimen<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of spectroscopy RAS  
108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya st. 5*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)  
141701, Moscow region, Dolgoprudny, Institutskiy per. 9*

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

The electromagnetic cell was simulated to study the luminescence and absorption spectra with high spectral resolution using the COMSOL Multiphysics program. The cell allows spectroscopic experiments up to helium temperatures in the Voigt and Faraday geometries with a magnetic field up to 2 T in increments of less than 0.01 T and with high uniformity of the magnetic field (<0.1% in the sample area). Using the obtained calculated data, experimental design work was carried out, as a result of which the physical parameters stated in the model were achieved, and the experiment was completely automated. The cell was tested to study the absorption and luminescence spectra of crystals for quantum sensors.

**Key words:** high resolution spectroscopy, FTIR, magnetic field, quantum sensors

# ВЛИЯНИЕ ОДИНАКОВЫХ НАБОРОВ СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ $\pi$ -СОПРЯЖЕННЫХ МОЛЕКУЛ НА ПАРАМЕТРЫ ВНУТРИ- И МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В.В. Компанец<sup>1</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2</sup>, И.А. Васильева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет,  
119991, Москва, Малая Пироговская, 29

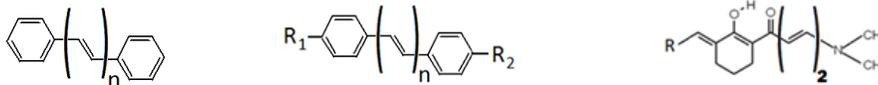
<sup>2</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук,  
142190, Москва, Троицк, Физическая, 5  
e-mail: kompaneez@gmail.com

Проведен сравнительный анализ параметров Франк-Кондоновского и Герцберг-Теллеровского взаимодействий, формирующих тонкоструктурных спектров  $\pi$ -сопряженных молекул, имеющих одинаковые наборы структурных элементов (молекулярных фрагментов). Решен вопрос о возможности применения фрагментарного подхода к этим молекулам, заключающегося в использовании для предсказания многомерных спектров параметрических молекулярных моделей построенных при расчете и анализе традиционных спектров флуоресценции и возбуждения флуоресценции, что позволяет расширить возможности по применению фрагментарного подхода для описания фундаментальных полос органических молекул разных гомологических рядов.

**Ключевые слова:** тонкоструктурные сопряженные спектры, фрагментарный подход, параметр Франка-Кондона, параметр Герцберг-Теллера, молекулярные фрагменты, спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции.

Для выявления и анализа закономерностей спектральных свойств исследуемых молекул проводились измерения спектров флуоресценции и возбуждения флуоресценции при температуре 4,2 К. Для получения тонкоструктурных сопряженных спектров был применен метод Шпольского. Из экспериментальных спектров, определялись значения частот и интегральных интенсивностей локальных максимумов на сопряженных спектрах. Истинные значения относительных интегральных интенсивностей были получены теоретическим моделированием. В процессе моделирования оптимизировались ширины бесфононной линии и фононного крыла вибронной полосы, расстояние между их максимумами в шкале частот, а также значения фактора Дебая-Валера, до тех пор, пока моделированный спектр не совпадет с экспериментальным.

Выбор объектов был обусловлен целью изучить общие признаки и особенности механизма формирования вибронной структуры для цепочечных молекул разного химического строения, но с одинаковыми функциональными группами.



В работе исследовано 11 соединений с  $\pi$ -сопряжением цепочечной структуры. Объектами исследования являлись соединения класса полиенов трех видов: дифенилполиены с числом двойных связей от 1 до 4, замещенные дифенилполиены и кросс-сопряженные кетоны.

Нами был проведен сравнительный анализ взаимного расположения и распределения интенсивностей вибронных пиков в сопряженных спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции, что позволило выявить закономерности изменения спектральных свойств сопряженных соединений цепочечной структуры при замещении атома водорода на функциональные группы, содержащие гетероатомы с разнотипными донорно-акцепторными свойствами.

Для сравнения вибронных линий, указывающих на проявление в сопряженных спектрах определенных структурных элементов в разных органических соединениях, разработан

алгоритм. Полученные параметры хорошо отражают фрагментарную структуру молекул, что позволяет использовать рассмотренный метод для моделирования и расчетов возбужденных состояний сложных  $\pi$ -сопряженных молекул с одинаковым набором структурных элементов разных гомологических рядов. Показано, что вибранные спектры органических веществ могут быть одинаково интерпретированы, в случае проявления в спектре молекуле таких структурных элементов, чьи интенсивности и положение вибранных полос, а значит и FC и HT параметры, известны.

Исследована возможность переносимости параметров в гомологическом ряду молекул, содержащих фрагменты разного типа, как, например, неизменные циклические участки и изменяемые линейные полиеновые цепочки, присутствующие в выбранных органических молекулах. Предложены способы подбора заместителя для молекулы с целью получить равномерное перераспределение электронной плотности по замещенной молекуле, но при этом не «утяжелить» её прибавкой молекулярной массы и ветвями сложного заместителя.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-32-70005-мол\_а\_мос).

### Литература

1. Компанец В.В., Васильева И.А. Влияние длины полиеновой цепи на параметры внутри и межмолекулярных взаимодействий все-транс дифенилполиенов. // Известия РАН, Серия физическая, т.80, №7, с. 927-933, 2016. [In English: 2016, v.80]
2. Компанец В.В., Васильева И.А. Влияние концевых заместителей дифенилбутадиена на параметры внутри- и межмолекулярного взаимодействия. // Оптика и спектроскопия, т.122, №4, с. 635-644, 2017. [In English v.122, №4, pp. 615-624, 2017].
3. Компанец В.В., Васильева И.А. Влияние природы заместителя на параметры внутри и межмолекулярного взаимодействия в молекулах кросс-сопряженных кетонов // Оптика и спектроскопия, т.123, №8, с. 232-241, 2017.

## INFLUENCE OF SAME STRUCTURAL ELEMENT KITS $\pi$ - CONJUGATED MOLECULES ON THE PARAMETERS OF INTRA- AND INTERMOLECULAR INTERACTIONS

V.V. Kompanyets<sup>1</sup>, K.R. Karimullin<sup>1,2</sup>, I.A. Vasilyeva<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Moscow State Pedagogical University,  
119991, Moscow, st. Malaya Pirogovskaya, d. 29

<sup>2</sup> Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences,  
142190, Moscow, Troitsk, ul. Physical, d. 5

1. e-mail: kompaneez@gmail.com

A comparative analysis of the parameters of the Frank-Condon and Herzberg-Teller interactions forming the fine-structure spectra of  $\pi$ -conjugated molecules having the same sets of structural elements (molecular fragments) is carried out. The question of the possibility of using a fragmented approach to these molecules, which consists in using parametric molecular models for calculating and analyzing traditional fluorescence and fluorescence excitation spectra for predicting multidimensional spectra, has been solved, which allows expanding the possibilities for using the fragmented approach for describing the fundamental bands of organic molecules of different homological series.

**Key words:** fine-structure conjugate spectra, fragmentary approach, Frank-Condon parameter, Herzberg-Teller parameter, molecular fragments, fluorescence and fluorescence excitation spectra.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОРОШКОВ НА МЕДНОЙ И НИКЕЛЕВОЙ ОСНОВЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ГРАДИЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ

А.А. Вознесенская<sup>1,\*</sup>, Д.А. Кочуев<sup>1</sup>, А.С. Разносчиков<sup>1</sup>, А.В. Киреев<sup>1</sup>, К.С. Хорьков<sup>1</sup>

*<sup>1</sup>Владимирский государственный университет имени  
Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых  
600000, г. Владимир, ул. Горького, 87  
\*e-mail: 2obk@bk.ru*

Проведено исследование поглощения лазерного излучения порошковых материалов на медной и никелевой основе. Получена зависимость температуры порошкового материала от мощности падающего лазерного излучения. Представлено сравнение значений, полученных различными методами измерения.

**Ключевые слова:** селективное лазерное плавление, поглощение лазерного излучения, градиентные материалы, жаропрочные сплавы, теплопроводные сплавы

При селективном лазерном плавлении (SLM) свойства наплавляемого слоя, такие как однородность, плотность, контакт с поверхностью детали, зависят от целого ряда технологических параметров: плотность мощности в лазерном пятне, скорость сканирования по поверхности, характер подачи наплавляемого материала, фракционный и химический состав, а также поглощательная способность наплавляемого материала [1]. Исследования поглощения порошковых материалов представляют особый интерес для развития селективного лазерного плавления, потому что оно позволяет определить параметры обработки, пригодные для бездефектного получения детали. Предварительное знание такой информации важно для получения более равномерного и воспроизводимого процесса лазерного плавления [2]. Поглощающая способность (A) материала определяется как отношение поглощенного излучения к падающему излучению. Обычно в экспериментах измеряют коэффициент отражения (R). Поглощающая способность рассчитывается по формуле:  $A = 1 \pm R$  [1]. Поскольку порошковые материалы являются пористой структурой часть падающего излучения поглощается внешней поверхностью частиц. Другая часть излучения проникает через поры вглубь порошка, взаимодействующего с нижележащими частицами [3]. Поглощение пор излучением приближается к поглощению черного тела. Структура поверхности порошкового слоя изменяется в процессе лазерного плавления и это провоцирует изменение поглощающей способности.

В качестве источника излучения использовался волоконный лазер, длина волны 1060 нм. Расфокусированный пучок лазерного излучения был направлен на поверхность порошкового материала, диаметр лазерного пучка на поверхности порошкового материала составлял порядка 8мм. Тепловые датчики подсоединялись к аналогово-цифровому преобразователю. Измерение температуры производилось с помощью фотопирометра.

На рисунке 1 представлена схема эксперимента по исследованию эффективности поглощения лазерного излучения (ЛИ): 1 - источник ЛИ, 2 - фокусирующая система, 3 - ЛИ, 4 - порошковый материал, 5 - термодатчик, 6 - аналого-цифровой преобразователь, 7 - персональный компьютер, 8 – пирометр.

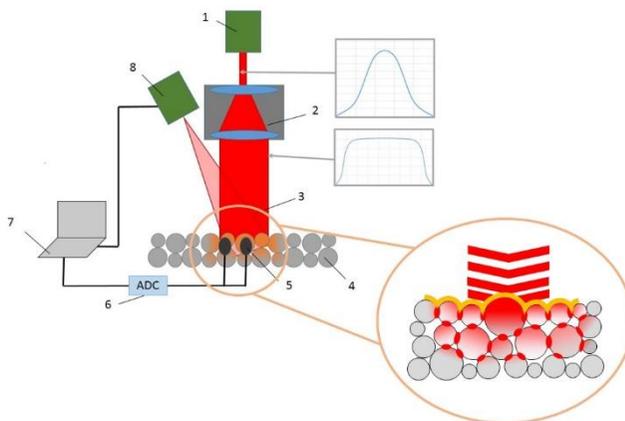


Рис. 1. Схема измерения поглощения порошковых материалов.

Перед началом измерений необходимо добиться теплового равновесия [4]. Диапазон изменения мощности лазерного излучения выбирался таким образом, чтобы исключить оплавление, испарение, иные изменения агрегатного состояния порошков.

Далее методом селективного лазерного плавления были нанесены 2 вида разнородного порошкового материала хромоникелевого сплава и меди с целью получения градиентного материала. Форма и фракционный состав порошковых материалов исследованы методом растровой электронной микроскопии. С помощью дифрактометра было выявлено соотношение элементов внутри наплавляемого слоя.

#### Литература

1. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом – Курс лекций//М: Наука. – 1989. с 280.
  2. Alexandrov S. et al. Research of the absorption of laser radiation by powder materials //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. – vol. 1164. – №. 1. – pp 012001.
  3. Смуров И. Ю. и др. Аддитивное производство с помощью лазера //Вестник МГТУ Станкин. – 2011. – Т. 2. – №. 4. – С. 144-146.
  4. Chernikov A. S. et al. Gradient materials formation by laser cladding of powder compositions //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2018. – vol. 1109. – №. 1. – pp 012062.
- Lario D., Kallenrode M.B., Decker R.B. et al. // Astrophys. J. 2006. vol. 653. pp 1531.

## INVESTIGATION OF THE PROPERTIES OF COPPER AND NICKEL BASED POWDERS TO OBTAIN GRADIENT MATERIALS BY SELECTIVE LASER MELTING

A.A. Voznesenskaya<sup>1,\*</sup>, D.A. Kochuev<sup>1</sup>, A. Raznoschikov<sup>1</sup>, A.V. Kireev<sup>1</sup>, K.S. Khorkov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>87 Gorky Street, Vladimir 600000, Russia

\*e-mail: 2obk@bk.ru

The absorption of laser radiation of powder materials based on copper and Nickel is studied. The dependence of the temperature of the powder material on the power of the incident laser radiation is obtained. A comparison of the values obtained by different measurement methods is presented.

**Key words:** selective laser melting, absorption of laser radiation by powder materials, gradient materials, heat-resistant alloys, heat-conducting alloys.

# ЭФФЕКТЫ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ В СПЕКТРОСКОПИИ УСИЛЕННОГО ЗОНДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

А.Р. Газизов<sup>1,2,\*</sup>, М.Х. Салахов<sup>1,2</sup>, С.С. Харинцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский федеральный университет  
420008, г. Казань, ул. Кремлевская, д.18

<sup>2</sup>Институт прикладных исследований Академии наук Республики Татарстан  
420111, г. Казань, ул. Баумана, д.20

\*e-mail: equus.meteores@gmail.com

Внутренняя симметрия и ориентация отдельных молекул играют решающую роль в усиленной оптической спектроскопии и наноскопии. Количественная оценка ориентации молекул усложняется деполяризацией интенсивностей при усиленном зондом комбинационном рассеянии. Эффект деполяризации проявляется вблизи оптической антенны и/или подложки из-за их анизотропной природы. В этом исследовании представлен теоретический и экспериментальный анализ комбинационного рассеяния для расположенных на стеклянной основе молекул дисперсного оранжевого 3 (DO3). Показано, что антисимметричные колебания – NH<sub>2</sub> сильно деполяризованы, тогда как симметричные колебания –NO<sub>2</sub> остаются неизменными, но интенсивности их спектральных полос усиливаются.

**Ключевые слова:** поляризация ближнего поля, оптическая антенна, гигантское комбинационное рассеяние, дисперсионный оранжевый 3, деполяризация ближнего поля, ориентация молекул, симметрия молекул.

Усиленное зондом комбинационное рассеяние (часто называемое гигантским комбинационным рассеянием, ГКР) является мощным инструментом, позволяющим достичь как субнанометрового разрешения, так и чувствительности отклика одной молекулы [1, 2]. По сути, этот метод использует плазмонный наконечник, освещаемый сфокусированным лазерным лучом. Из-за своей по существу резонансной природы, поля плазмонных мод, возбуждаемых в зазоре между острием и образцом, сравнимы по порядку с полями внутри молекул [3]. Плазмонные поля усиливают взаимодействие света с веществом в ближней зоне и влияют на внутренние молекулярные свойства. Из-за взаимодействия с ближним полем оптический отклик от молекулы, связанной с оптической антенной, не является просто суммой независимых вкладов от молекулы и антенны.

В данной работе рассматривается эффект деполяризации в ГКР, а также зависимость интенсивности ГКР от внутренних молекулярных симметрий анизотропного азохромофора дисперсного оранжевого 3 (DO3) в стеклообразной среде (Рис. 1). Недавно была введена величина, которую можно понимать как показатель эффекта деполяризации в ближнем оптическом поле [4]. Анизотропная единичная молекула претерпевает различное усиление комбинационного рассеяния, которое зависит от ее ориентации относительно направления поляризации ближнего поля. Стеклянная подложка может повлиять на усиление поля. Принимая

это

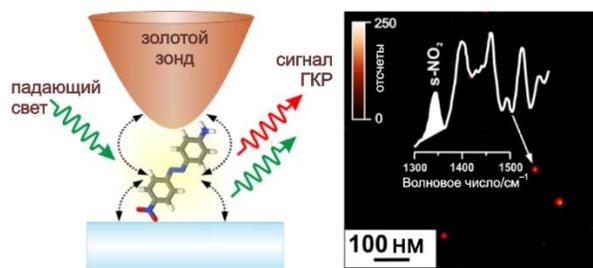


Рис. 1. Принципиальная схема ГКР и результаты эксперимента.

во внимание, фактор деполяризации ближнего поля нами был определен как нормализованная разность между интенсивностями ГКР вытянутой молекулы, ориентированной в направлении поляризации поля и перпендикулярно ему:

$$\rho^* = \frac{I_v^{\parallel} - I_v^{\perp}}{I_v^{\parallel} + I_v^{\perp}}, \quad (1)$$

Для лучшего понимания симметрии колебаний отдельных молекул DO3 были выполнены спектроскопические измерения коэффициента деполяризации ближнего поля (Ntegra Spectra, NT-MDT, Россия) (таблица 1). Стоит отметить, что вокруг нанопластины возникает трехмерное состояние поляризации света, поэтому, вообще говоря, необходимы два фактора деполяризации. Так как тензоры поляризуемости для молекулы и острия обычно анизотропны, большее несовпадение их главных осей характерно для антисимметричных колебаний по сравнению с симметричными. Это несоответствие приводит к высокой деполяризации ближнего поля. Согласно нашему теоретическому анализу, эффект деполяризации связан с тем, что колебания получают большее усиление сигнала комбинационного рассеяния при определенных направлениях ориентации молекулы. Разные колебания имеют различные свои направления усиления, которые можно визуализировать на трехмерных диаграммах усиления комбинационного рассеяния. Наш подход и результаты могут быть применены к другим интересующим объектам, таким как квантовые точки, нанокристаллы, низкоразмерные наноматериалы и т.д. Понимание природы взаимодействия антенны с колебаниями молекулы различной симметрии может привести к развитию технологии сверхплотной оптической записи данных следующего поколения.

**Таблица 1.** Факторы деполяризации симметричных и антисимметричных колебаний молекулы DO3.

Моды	$\nu$ , $\text{cm}^{-1}$	$\rho$	$\rho^*_{\text{calc}}$	$\rho^*_{\text{exp}}$
s-NO <sub>2</sub>	1340	0,33	1,00	0,89±0,10
as-NO <sub>2</sub>	1530	0,40	0,71	–
s-NH <sub>2</sub>	3423	0,25	0,94	0,84±0,18
as-NH <sub>2</sub>	3520	0,74	0,33	0,49±0,20

Данная работа была материально поддержана РФФИ (18-42-160001 p\_a) и РНФ (19-12-00066). Авторы искренне благодарят А.В. Харитонову (КФУ) и проф. А.И. Фишмана (КФУ) за обсуждение ключевых вопросов работы. Работа выполнена при использовании оборудования Федерального центра коллективного пользования Казанского федерального университета.

### Литература

1. Zhang R., Zhang Y., Dong Z. C. et al. // Nature. 2013. V. 498. P. 82.
2. Lee J., Crampton K. T., Tallarida N. et al. // Nature. 2019. V. 568. P. 78.
3. Kharintsev S. S., Kharitonov A. V., Saikin S. K. et al. // Nano Lett. 2017. V. 17. P. 5533.
4. Kharintsev S. S., Gazizov A. R., Kazarian S. G. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2018. V. 24088.

# DEPOLARIZATION EFFECTS IN TIP-ENHANCED RAMAN SCATTERING

A.R. Gazizov<sup>1,2,\*</sup>, M.Kh. Salakhov<sup>1,2</sup>, S.S. Kharintsev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Kazan Federal University*

*18 Kremlevskaya St., Kazan 420008, Russia*

<sup>2</sup>*Tatarstan Academy of Sciences, Institute of Applied Research*

*20 Baumana St., Kazan 420008, Russia*

\*e-mail: equus.meteores@gmail.com

The internal symmetry and orientation of individual molecules play a decisive role in enhanced optical spectroscopy and nanoscopy. A quantitative assessment of the orientation of molecules is complicated by the depolarization of intensities during tip-enhanced Raman scattering. The depolarization effect appears near the optical antenna and / or substrate due to their anisotropic nature. This study presents a theoretical and experimental analysis of Raman scattering for glass-based Disperse orange 3 (DO3) molecules. It was shown that the antisymmetric –NH<sub>2</sub> vibrations are strongly depolarized, while the symmetric –NO<sub>2</sub> vibrations remain unchanged, but the intensities of their spectral bands are amplified.

**Key words:** near-field polarization, optical antenna, tip-enhanced Raman scattering, Disperse Orange 3, near-field depolarization, molecule orientation, molecule symmetry.

# КАЛИБРОВКА ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ЛАЗЕРА ЧАСТОТНОЙ ГРЕБЕНКОЙ

Р.Р. Галиев<sup>1,2,\*</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, А.С. Волошин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр, 143025, Сколково, Россия

<sup>2</sup>Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия

\*e-mail: ramzil.galiev@gmail.com

Мы проанализировали схему частотно-модулированного диодного лазера, калибруемого частотной гребенкой. В данной схеме мгновенная частота перестраиваемого лазера измеряется путем фильтрации гетеродинного сигнала частотной гребенкой и перестраиваемого лазера с помощью узкополосного фильтра. Точность измерения мгновенной частоты зависит от фазового шума лазера и частотной гребенки, скорости перестройки частоты и параметров фильтра полосы пропускания. В данной работе получена зависимость точности калибровки частоты лазера от ширины полосы фильтра и от частотного шума лазера.

**Ключевые слова:** частотные гребенки, фазовый шум, калибровка лазера.

Широкополосная спектроскопия, сочетающая в себе точность частотной гребенки на основе волоконно-оптического лазера и простоту использования перестраиваемого диодного лазера, широко используется [1,2]. Схема обеспечивает широкополосную и быструю спектроскопию с шириной полосы более 4 ТГц на скоростях сканирования до 1 ТГц с разрешением менее 1 МГц [1]. Недавно характеристики огибающей сигнала калибровки частоты были проанализированы численно [2]. Показано влияние белого шума на точность калибровки перестраиваемого диодного лазера.

В схеме калибровки частотная гребенка на основе волоконного лазера может быть заменена частотной гребенкой Керра, генерируемой в компактном резонаторе с модами шепчущей галереей [3]. Также было продемонстрировано, что применение высокодобротного микрорезонатора обеспечивает подавление частотного шума диодного лазера за счет эффекта затягивания [4,5].

Мы проанализировали точность измеряемой частоты перестраиваемого лазера путем моделирования, огибающей отфильтрованного калибровочного сигнала, содержащего вклад белого и фликкер шума частоты излучения лазера. Вычислена зависимость отклонения измеряемой частоты от уровня частотного шума, скорости перестройки лазера и ширины полосы фильтра. Установлено, что отклонение становится меньше при более низкой скорости перестройки. Однако, максимально возможная точность схемы принципиально ограничена уровнем частотного шума. Таким образом, при оптимальных условиях отклонение измеряемой частоты равно отклонению частоты шума. Это условие определяет оптимальную скорость перестройки при заданном фазовом шуме и ширине полосы фильтра, поскольку скорость перестройки, превышающая оптимальное значение, обеспечивает большее отклонение частоты, тогда как снижение скорости перестройки относительно оптимального значения не повышает точность калибровки.

Модель биения частоты излучения лазера и ближайшей линии гребенки представляется в следующем виде:

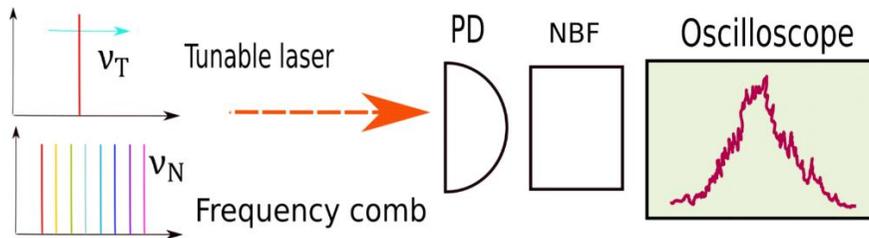
$$E(t) = E_0 e^{i 2 \pi (v_T - v_N)t + i 2 \pi \theta(t)}, \quad (1)$$

где  $E(t)$  - гетеродинный сигнал между перестраиваемой лазерной частотой  $v_T$  и ближайшей линией гребенки  $v_N$ .  $\theta(t)$  - фазовый шум со следующей спектральной плотностью шума:

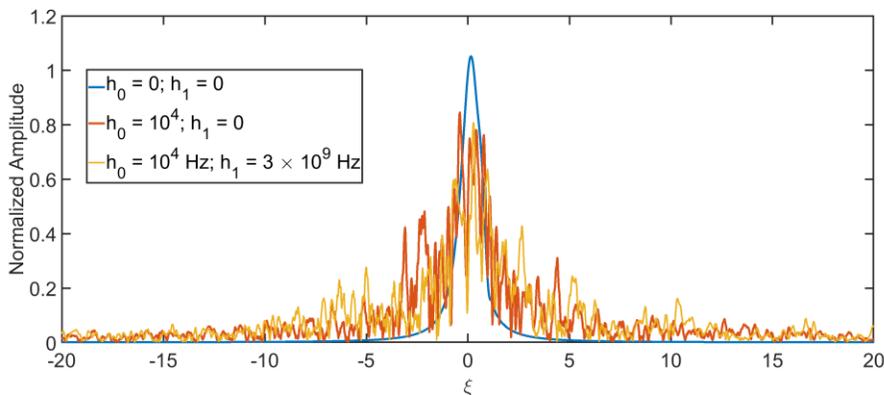
$$S_\theta(f) = \frac{h_0}{f^2} + \frac{h_1}{f^3}, \quad \left( S_v(f) = h_0 + \frac{h_1}{f} \right). \quad (2)$$

$P(t)$  - гетеродинный сигнал после прохождения узкополосного фильтра с импульсной характеристикой  $h(t)$ :

$$P(t) = P_0 \left| \int_0^T h(\tilde{t}) e^{i \pi v(t-\tilde{t})^2 + i \theta(\tilde{t}+t)} d\tilde{t} \right|. \quad (3)$$

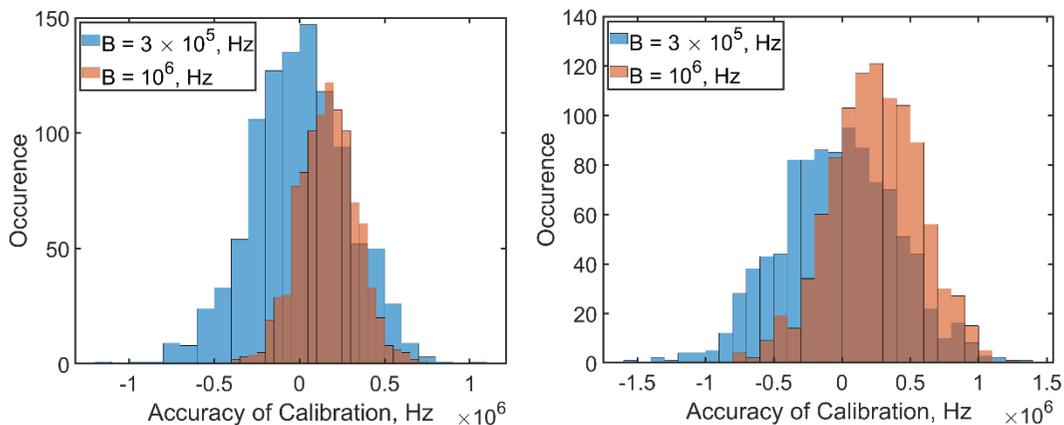


**Рис. 1.** Схема калибровки частоты перестраиваемого лазера. Перестраиваемый лазер сбивается с частотной гребенкой. Полученный сигнал биения пропускается через узкополосный фильтр. Профиль биения измеряется осциллографом.

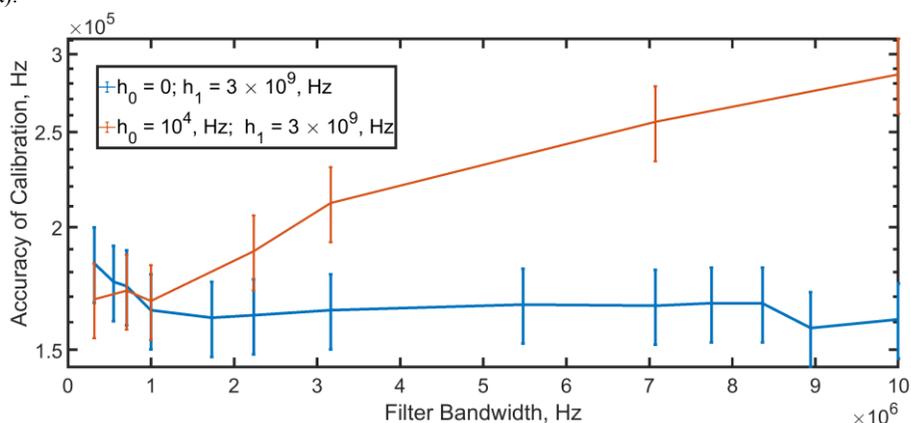


**Рис. 2.** Численно полученный профиль биения перестраиваемого лазера с частотной гребенкой. Синяя линия построена без учета частотных шумов. Красная линия получена с учетом белого шума частоты. Желтая линия построена с учетом белого и фликкер шума частоты.

Мы проанализировали два подхода извлечения частоты перестраиваемого лазера из профиля биения  $P(t)$  Рис.2. Первый - максимальное значение  $P(t)$ , а второй - центр масс профиля  $P(t)$ . Чтобы оценить точность представленных подходов, мы построили распределение посчитанных частот для каждого подхода, где стандартное отклонение распределения интерпретируется как точность калибровки. Оказалось, что подход центра масс более точен [см. Рис.3]. Кроме того, мы выяснили, что точность калибровки частоты пропорциональна  $\sqrt{h_0 B}$  [Рис.4] в случае белого частотного шума и пропорционален  $\sqrt{h_1}$  [см. Рис. 4] в случае фликкер шума. Из Рис. 4 видно, что когда  $h_0 = 10^4 \text{ Гц}$  и  $h_1 = 3 \times 10^9 \text{ Гц}^2$  и  $v = 3 \times 10^{11} \text{ Гц}^2$  (скорость перестройки), тогда оптимальная ширина фильтра составляет около  $B = 1 \text{ МГц}$ .



**Рис. 3.** Распределение частоты перестраиваемого лазера посчитанного методом центра масс(слева); Распределение частоты перестраиваемого лазера посчитанного методом максимального значения (справа).



**Рис. 4.** Зависимость точности калибровки частоты лазера от ширины линии фильтра. Точность калибровки пропорциональна  $\sqrt{h_0 B}$  (оранжевая линия) для белого шума частоты. Точность калибровки пропорциональна  $\sqrt{h_1}$  для фликкер шума частоты.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект 17-02-00522).

### Литература

1. Del'Haye P., et al. // Nature Photonics. 2009. V. 3. P. 529-533.
2. Yu W., et al. // IEEE Journ. Quant. El. 2018. V. 54. no. 6. P. 1–8.
3. Pavlov N. G., et al. // Nature Photonics. 2018. V. 12. P. 694-698.
4. Galiev R. R., et al. // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 305009–30522.
5. Kondratiev N.M., et al. // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 28167-28178.

# FREQUENCY COMB-BASED CALIBRATION OF A TUNABLE LASER

R.R. Galiev<sup>1,2,\*</sup>, N.M. Kondratiev<sup>1</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>, A.S. Voloshin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Russian Quantum Center  
143025, Skolkovo, Russia*

<sup>2</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
119991, Moscow, Russia*

\*e-mail: ramzil.galiev@gmail.com

We analyzed a scheme of comb-calibrated frequency-modulated continuous-wave laser. In this scheme the instantaneous frequency of the tunable laser is obtained by filtering the heterodyne signal between the frequency comb and the tunable laser with a narrow bandpass filter. An accuracy of the measured instantaneous frequency depends on the frequency sweep speed, bandwidth filter parameters and total phase noise of the laser and applied frequency comb. In this work we present optimal ratio of frequency sweep and filter bandwidth for the given total phase noise and type of narrow-band filter providing the highest frequency calibration accuracy.

**Key words:** frequency comb, phase noise, laser calibration

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМА С СОБСТВЕННЫМ ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Р.Х. Гайнутдинов<sup>1,2</sup>, А.И. Гарифуллин<sup>1,\*</sup>, М.А. Хамадеев<sup>1,2</sup>, М.Х. Салахов<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики, Казанский федеральный университет  
420008, Казань, Кремлевская, 16а*

<sup>2</sup>*Академия наук Республики Татарстан  
420111, Казань, Баумана, 20*

\*e-mail: adel-garifullin@mail.ru

Мы показываем, что в среде фотонного кристалла, состоящего из материала с высоким показателем преломления и полостей, наблюдается существенная модификация взаимодействия атомов, помещенных в эти полости, с собственным полем излучения. Данная модификация взаимодействия приводит к сдвигу (поправке) энергетических уровней атомов. На примере одномерного фотонного кристалла проведен расчет поправок к энергии состояния  $1s$  атома водорода, находящегося в полостях периодической диэлектрической структуры. Мы показываем, как изменяется поправка к энергии состояния  $1s$  атома водорода от оптической контрастности и относительных толщин слоев одномерного фотонного кристалла.

**Ключевые слова:** квантовая электродинамика, энергетические уровни атомов в фотонных кристаллах, электромагнитная масса электрона, метаматериалы.

Последние два десятилетия связаны со стремительным развитием фотоники, с исследованиями в области квантовой оптики и квантовой электродинамики в новых материалах, таких как фотонные кристаллы [1-3]. Фотонные кристаллы (ФК) являются новым классом оптических сред, представленных в виде природных опалов и искусственных структур с периодической модуляцией показателя преломления на шкале длин волн оптического излучения. Такие оптические среды обладают уникальными свойствами, применяемыми в различных приложениях [4-6]. Данные приложения основаны на эффекте фотонных запрещенных зон.

В работе [3] было показано, что сильная модификация электромагнитного поля в полостях ФК приводит к изменению массы помещенных в них электронов. Данный квантово-электродинамический (КЭД) эффект отсутствует в свободном пространстве. Взаимодействие электрона с собственным полем излучения приводит к изменению (поправке) его физической массы  $m_{ph}$ , известной как электромагнитная масса электрона  $m_{em}$ . Электромагнитную массу невозможно посчитать или экспериментально измерить, что связано с ультрафиолетовой расходимостью этой величины. Однако наблюдаемой является только физическая масса электрона  $m_{ph}$ , и электромагнитная масса  $m_{em}$  уже включена в нее. С другой стороны, модификация электромагнитного взаимодействия в среде ФК приводит к изменению электромагнитной массы  $m_{em}$ . Данная поправка  $\delta m_{pc}$ , появляющаяся при перемещении электрона из свободного пространства в среду ФК, равна соответствующей поправке к электромагнитной массе электрона. Поправка  $\delta m_{pc}$  является конечной величиной, которая может быть рассчитана. Важной особенностью вклада  $\delta m_{pc}$  является его зависимость от направления импульса электрона в ФК. Данная зависимость приводит к значительному сдвигу энергетических уровней атомов, помещенных в полость фотонного кристалла, сопоставимому по величине с обычными атомными переходами. Исследуемый эффект может быть использован для точной подстройки энергетических уровней атомов, управления физико-химическими процессами и создания линейчатых источников нового типа на основе ФК.

В данной работе проведен расчет поправок к энергии состояния  $1s$  атома водорода, помещенного в одномерный фотонный кристалл. Целью работы было исследование поправок к кинетической энергии атомов, помещенных в полости одномерного фотонного кристалла. Мы показываем, как изменяется поправка к энергии состояния  $1s$  атома водорода от

оптической контрастности и относительных толщин слоев одномерного ФК. В качестве слоя фотонного кристалла с высоким показателем преломления взят GaAs ( $n_{eff} = 3,5$ ) [7] и метаматериал ( $n_{eff} = 6$ ), состоящий из золотых наночастиц с диэлектрической матрицей на основе  $HfO_2$ , из работ [8, 9]. Расчет дисперсионных соотношений проводился численно по методу матриц перехода (ТММ) [10], теоретическая модель плотности фотонных состояний была взята из работы [11].

### Литература

1. Sakoda K. Optical Properties of Photonic Crystals. Springer, 2001. 213 p.
2. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 2008. 286 p.
3. Gainutdinov R.Kh., Khamadeev M.A., Salakhov M.Kh. // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. P. 053836(1-7).
4. Sukhoivanov I.A., Guryev I.V. Photonic crystals: physics and practical modeling. Springer, 2009. 242 p.
5. Gainutdinov R., Khamadeev M., Akhmadeev A., Salakhov M. Theoretical Foundations and Application of Photonic Crystals. InTech, 2018. Chap. 1. P. 3-20.
6. Gainutdinov R.Kh., Garifullin A.I., Khamadeev M.A. // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2019. V. 46. No. 4. P. 115–117.
7. Aspnes D.E., Kelso S.M., Logan R.A., Bhat R. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 754-767.
8. Chung K., Kim R., Chang T., Shin J. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 021114.
9. Franta D., Nečas D., Ohlídal I. // Appl. Opt. 2015. V. 54. P. 9108-9119.
10. Skorobogatiy M., Yang J. Fundamentals of Photonic Crystal Guiding. Cambridge University Press, 2009. 267 p.
11. Ooi C.R., Yeung T.A., Lim T.K., Kam C.H. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 7405.

## INTERACTION OF AN ATOM WITH ITS OWN RADIATION FIELD AND PHYSICOCHEMICAL PROCESSES IN PHOTONIC CRYSTAL

R.Kh. Gainutdinov<sup>1,2</sup>, A.I. Garifullin<sup>1,\*</sup>, M.A. Khamadeev<sup>1,2</sup>, M.Kh. Salakhov<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Kazan Federal University  
420008, Kremlevskaya St, 16a, Kazan, Russia*

<sup>2</sup>*Tatarstan Academy of Sciences  
420111, Bauman St, 20, Kazan, Russia*

\*e-mail: adel-garifullin@mail.ru

We show that in the photonic crystal medium consisting of a material with a high refractive index and voids there is a significant modification of the interaction of atoms placed in these voids with their own radiation field. This modification of the interaction leads to the shift (correction) of the energy levels of atoms. On the example of a one-dimensional photonic crystal, the calculation of the corrections to the  $1s$  state energy of the hydrogen atom placed in the voids of the periodic dielectric structure is carried out. We show the variations of the self-energy correction to the  $1s$  state energy of the hydrogen atom from the optical contrast and relative thickness of the one-dimensional photonic crystal's layers.

**Key words:** quantum electrodynamics, energy levels of atoms in photonic crystals, the electromagnetic mass of an electron, metamaterials.

# ЭФФЕКТ ЗАТЯГИВАНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ ИЗ НИОБАТА ЛИТИЯ

А.С. Городницкий<sup>1,2,\*</sup>, Г.В. Лихачев<sup>1</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>, А.С. Волошин<sup>1</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр

121353, Москва, Сколковское шоссе, 45

<sup>2</sup>Московский Физико-Технический Институт (ГУ)

141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9

\*e-mail: a.gorodnitskiy@tqc.ru

В данной работе представлена методика, позволяющая сочетать кардинальное сужение спектра многочастотного лазерного диода за счет эффекта затягивания на высокочастотный оптический микрорезонатор, изготовленный из ниобата лития, и возможность подстройки частоты с помощью электрооптического эффекта. Эффект затягивания приводил к сужению спектра многочастотного лазерного диода и подавлению других продольных лазерных мод с эффективным перераспределением мощности в пользу одной спектральной линии. Ширина линии затянутого лазерного источника составила 4.7 кГц, а величина электрооптической перестройки – 200 МГц.

**Ключевые слова:** оптический микрорезонатор, моды шепчущей галереи, узкополосный лазер, затягивание, электрооптический эффект.

Узкополосные лазерные системы востребованы во многих современных высокотехнологичных областях науки и техники, таких как телекоммуникации, оптические датчики и сенсоры, спектроскопия, системы LiDAR и прецизионная метрология. Однако лазерные источники с шириной линии 5 кГц и менее представлены для ограниченного набора длин волн. В тоже время полупроводниковые диодные лазеры могут быть изготовлены практически для любой длины волны в широком диапазоне и имеют высокую выходную оптическую мощность. Однако, ширина линии и стабильность частоты таких лазерных диодов недостаточны, поэтому требуется дополнительная система стабилизации. На данный момент известно несколько способов достижения стабильности частоты и узкой ширины линии генерации лазерных источников. Один из методов основан на инжекции излучения маломощного узкополосного лазера в мощный ведомый лазер с широким спектром. Однако такая система является достаточно сложной, что ограничивает возможность ее практического применения. Активная стабилизация, такая как, например, метод Паунда-Дривера-Холла, является наиболее часто используемым методом, требующим, однако модуляции фазы оптического излучения и электронной схемы обратной связи. Пассивная стабилизация полупроводниковых лазеров использует резонансную оптическую обратную связь с внешним оптическим элементом, таким как дифракционная, брэгговская или голографическая решетка либо высокочастотный резонатор, например, резонатор Фабри-Перо. Однако, зачастую такие оптические элементы являются сравнительно громоздкими и могут работать только в узком диапазоне длин волн. Исходя из вышперечисленного, можно отметить, что существующие методики не позволяют достичь уровня компактности и стабильности источников лазерного излучения, необходимого для большинства перспективных практических приложений, а решение этих проблем на основе существующих методов приводит к существенному увеличению себестоимости узкополосных лазерных система.

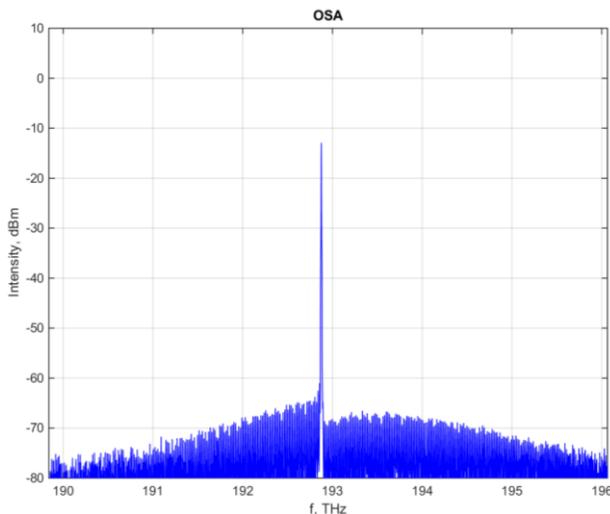
Рассматриваемые проблемы могут быть решены с помощью высокочастотных микрорезонаторов с модами шепчущей галереи (МШГ), которые являются перспективной платформой для стабилизации лазерных диодов и легко совместимы с ними. Имея субмиллиметровые размеры, они обладают сверхвысокой добротностью от УФ до дальнего ИК диапазона, что позволяет использовать их для стабилизации лазеров в широком спектральном диапазоне. Эффективная обратная связь реализуется за счет резонансного рэлеевского рассеяния на неоднородностях микрорезонатора, при котором часть входящего излучения,

находящегося в резонансе с частотой МШГ моды, отражается обратно в рабочую область лазера. Этот эффект приводит к кардинальному сужению ширины линии лазера. В наших предыдущих работах был продемонстрирован стабилизированный высокодобротным микрорезонатором многочастотный лазерный диод [1,2].

В данной работе исследовалась возможность наблюдения эффекта затягивания и соответствующей стабилизации лазерного диода с помощью высокодобротных оптических микрорезонаторов из ниобата лития. Использование электрооптических материалов, таких как  $\text{LiNbO}_3$  или  $\text{LiTaO}_3$ , дает возможность реализовать быструю перестройку длины волны лазерного источника, что является решающим преимуществом для широкого спектра применений.

Для экспериментов использовался многочастотный InP Fabry-Pérot CW лазерный диод: центральная длина волны составляла 1550 нм, мощность до 100 мВт. Микрорезонаторы первично изготавливались на прецизионном станке алмазного точения (с точностью  $< 1$  мкм), а затем вручную полировались алмазными суспензиями с величиной зерна  $10 - 0.1$  мкм. Добротность изготовленных микрорезонаторов составляла порядка  $10^8$ . Диаметры микрорезонаторов лежали в пределах от 1 до 4.5 мм, а толщины от 200 до 500 мкм. Было проведено исследование различных методов реализации оптимальной связи с такими микрорезонаторами. В качестве основного элемента связи с микрорезонатором была выбрана рутиловая ( $\text{TiO}_2$ ) призма. Излучение от лазерного диода фокусировалось на внутреннюю поверхность прямоугольной призмы. К точке фокусировки подносился микрорезонатор, в котором возбуждались МШГ моды. Эффективность связи составляла порядка 30%.

Эффект затягивания приводил к сужению спектра лазерного диода и подавлению других продольных лазерных мод с эффективным перераспределением мощности в пользу одной спектральной линии (рис. 1). Ширина линии затянутого лазерного диода составила 4.7 кГц.



**Рис. 1.** Спектр лазерного диода, затянутого на высокодобротный микрорезонатор, выполненный из ниобата лития.

Режим затягивания многочастотного лазерного диодом был получен путем подстройки частоты лазера (регулировка тока лазерного диода) вблизи одной из резонансных мод микрорезонатора. При изменении расстояния между призмой связи и микрорезонатором, то есть при изменении величины обратной связи, наблюдались разные режимы генерации лазера. В некотором диапазоне расстояний происходил переход из многочастотного режима в одночастотный. Спектр излучения затянутого лазерного диода имеет характерную асимметричную форму за счет эффекта Богатова [3]. Резонансная частота микрорезонатора контролировалась с помощью электрооптического эффекта, что позволило быстро и точно

подстраивать длину волны затянутого лазерного диода. Внешнее поле прикладывалось к электроду из хрома и золота (Cr+Au) толщиной 1-2 мкм, напыленному на верхнюю плоскость резонатора. Величина быстрой перестройки линии затянутого лазерного диода составляла порядка 200 МГц. Для измерения ширины линии лазерного диода использовалась схема гетеродина с малошумящим эталонным лазером. Также были изучены многочастотные режимы генерации лазерного диода, затянутого на микрорезонатор с МШГ.

Уникальные свойства LiNbO<sub>3</sub>, такие как значительный электрооптический коэффициент, большие квадратичная и кубическая нелинейности, делают этот материал перспективным для разработки новых методов генерации широкополосных оптических частотных гребенок.

Данная работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (17-02-00522).

### Литература

1. N.G. Pavlov et al. // Nature Photonics. 2018. V. 12. P. 694.
2. A.S. Raja et al. // Nature Communications. 2019. V. 10. P. 680.
3. R. R. Galiev et al. // Optics Express. 2018. V. 26. No. 23. P. 30509.

## SELF-INJECTION LOCKING EFFECT IN LITHIUM NIOBATE OPTICAL MICRORESONATORS

A.S. Gorodnitskiy<sup>1,2,\*</sup>, G.V. Lihachev<sup>1</sup>, N.M. Kondratiev<sup>1</sup>,  
A.S. Voloshin<sup>1</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>

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

*121353, Moscow, Skolkovskoe shosse, 45*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology*

*141701, Dolgoprudny, Institutskiy per., 9*

\*e-mail: a.gorodnitskiy@rqc.ru

In this paper we demonstrate a technique that allows to combine a significant reduction of a multi-frequency laser diode spectrum due to the self-injection locking to a high-Q optical microresonator and the possibility of frequency tuning by an electro-optical effect. The self-injection locking effect led to a narrowing of the spectrum of the multi-frequency laser diode and the suppression of other longitudinal laser modes with an effective redistribution of power in favor of a single spectral line. The measured linewidth of the self-injection locking laser source was 4.7 kHz, and the range of the frequency tuning by electro-optical effect was 200 MHz.

**Key words:** optical microresonator, whispering gallery modes, ultra-narrow-linewidth laser, self-injection locking, electro-optical effect.

# ФОРМИРОВАНИЕ НЕКЛАССИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ В СПАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ ПОД УПРАВЛЕНИЕМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.Ю. Губин, А.В. Прохоров\*

*Владимирский государственный университет им А.Г. и Н.Г. Столетовых  
600000, г. Владимир, ул. Горького, д. 87, Россия*

\*e-mail: avprokhorov33@mail.ru

В настоящей работе на основе модели парных диполь-дипольных взаимодействий рассматривается возможность управления квантовыми статистическими и корреляционными свойствами генерируемых в многочастичном спазере фотонов.

**Ключевые слова:** спазер, диполь-дипольные взаимодействия, неклассический свет.

Флуоресцентная спектроскопия одиночных квантовых излучателей высокого разрешения [1] является одним из наиболее востребованных направлений современной экспериментальной спектроскопии как в РФ, так и за рубежом. Используемые методики уже сейчас позволяют достичь субдифракционной точности позиционирования одиночных нанобъектов. Вместе с тем, дополнительные перспективы развития направления могут быть связаны с использованием наноразмерных источников фотонного поля с неклассическими квантовой статистикой и корреляционными свойствами.

В настоящей работе, на основе квантования поля наночастицы (НЧ) и квантовой точки (КТ) осуществлен последовательный вывод расширенного гамильтониана Джейнса-Каммингса на случай нелинейных плазмон-экситонных взаимодействий, возникающих за счет двухквантовых процессов распада биэкситонных состояний [2] КТ, входящей в состав трехчастичной спазерной системы (сборка НЧ-КТ-НЧ). Нелинейный режим работы рассматриваемого устройства подразумевает значительную разность в значениях частот плазмонного резонанса в НЧ и энергии межуровневого перехода в КТ. Внешнее управление спазерной системой в таких условиях может быть осуществлено посредством локализованного магнитного поля, которое приводит к зеemannовскому расщеплению и диамагнитному сдвигу энергетических уровней КТ. С учетом этого, в структуру уравнений Гейзенберга-Ланжевена введен дополнительный параметр (степень свободы), отвечающий за возможность управления квантовой кинематикой спазерной системы посредством изменения величины напряженности внешнего магнитного поля.

Найдены решения для среднего числа плазмонов и экситонов, разности населенности в КТ, которые соответствуют стационарному режиму генерации спазера. Получены функциональные зависимости для спазерной частоты и порога генерации трехчастичной нелинейной спазерной системы под управлением внешнего магнитного поля. Проведен анализ полученных стационарных решений на стабильность с их проверкой путем прямого численного моделирования исходной системы уравнений. Введен параметр кросс-корреляционной функции для фотонов, генерируемых системой в условиях выше порога генерации.

Для моделирования выбраны пара сферических золотых НЧ, находящихся на характерном расстоянии  $r = 5.12$  нм вдоль одной прямой от изготовленной из сульфида кадмия сферической КТ с диаметром  $D_{QD} = 4.61$  нм. Рассчитанные значения частоты Раби для взаимодействующих НЧ и КТ составят  $\Omega = 2.012 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ , тогда как величина двухквантовой частоты Раби  $\Omega^{(2)} = \Omega^2/|\delta|$  составит  $2.623 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Здесь  $\delta$  является отстройкой спазерной частоты от частоты межуровневого перехода в КТ и в отсутствие магнитного поля составляет  $-1.543 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ . При выборе величины индукции внешнего магнитного поля 5 Тл зеemannовский сдвиг уровней КТ составит  $7.511 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , что будет соответствовать

появлению дополнительной экситонной отстройки  $\Delta\delta = 7.296 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$  и смещению частоты двухквантового перехода на величину  $\delta^{(2)} = -4.305 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ . Приводимые частотные сдвиги не способны оказывать существенного влияния на динамику одноквантовых либо каскадных переходов в системе. Однако, для рассматриваемого в работе случая двухквантовых переходов, изменение величины индукции внешнего магнитного поля приводит к значительным изменениям двухквантовой частоты Раби, что позволяет надеяться на возможность управления нелинейными процессами распада биэкситонных состояний КТ посредством магнитного поля.

На основе анализа кросс-корреляционной функции прогнозируется формирование перепутанных фотонов в трехчастичной спазерной системе за счёт нелинейных процессов с биэкситонными состояниями в КТ. Предложена модель эффективного источника неклассических (в т.ч.) перепутанных фотонов [3] для целей квантовой обработки информации в плазмонных схемах [4], реализуемых на субволновых масштабах с внешним управлением посредством магнитного поля [5]. Отдельного внимания требует изучение температурных зависимостей обсуждаемых эффектов на примере реальных физических систем [6].

### Литература

1. Еремчев И.Ю., Еремчев М.Ю., Наумов А.В. // Успехи физических наук 2019. Т. 189. № 3. С. 312.
2. Salter C. L., Stevenson R. M., Farrer I. et al. // Nature 2010. V. 465. P. 594.
3. Thakkar N., Cherqui C., Masiello D.J. // ACS Photonics 2015. V. 2. P. 157.
4. Lemke C., Leisner T., Evlyukhin A., et al. // Nano Lett. 2014. V. 14. P. 2431.
5. Gubin M.Yu., Shesterikov A.V., Karpov S.N. et al. // Phys. Rev. B 2018. V. 97. P. 085431.
6. Магарян К.А., Каримуллин К.Р., Васильева И.А. и др. // Оптика и спектроскопия 2019. Т. 126. № 1. С. 50.

## FORMATION OF NON-CLASSICAL OPTICAL STATES IN SPASER SYSTEMS UNDER CONTROL OF AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

**M.Yu. Gubin, A.V. Prokhorov\***

*Vladimir State University named after A. G. and N. G. Stoletovs  
600000, Vladimir, Gorky str. 87, Russia  
\*e-mail: avprokhorov33@mail.ru*

In the present work, we consider the possibility to control the quantum statistical and correlation properties of the photons generated in the many-particle spaser based on the model of pair dipole–dipole interactions.

**Key words:** spaser, dipole-dipole interactions, non-classical light.

# АТОМ-АТОМНОЕ ПЕРЕПУТЫВАНИЕ В НЕРЕЗОНАНСНОЙ ДВУХФОТОННОЙ МОДЕЛИ ТАВИСА-КАММИНГСА

М.О. Гуслияникова\* Е.К. Башкиров

*Самарский национальный исследовательский университет*

*443086, Самара, Московское Шоссе 34*

*\*maria.guslyannikova@yandex.ru*

Исследовано перепутывание двух двухуровневых атомов (кубитов), нерезонансно взаимодействующих с тепловым полем однододового идеального резонатора посредством эффективных вырожденных двухфотонных переходов. На основе точного решения для зависящей от времени матрицы плотности рассматриваемой системы вычислена отрицательность как мера перепутывания атомов. Исследовано влияние расстройки на динамику перепутывания кубитов в случае сепарабельных и перепутанных начальных состояний атомов.

**Ключевые слова:** двухфотонное взаимодействие, тепловое поле, резонатор без потерь, перепутывание, отрицательность, мгновенная смерть перепутывания

Квантовые нелокальные корреляции или запутанность имеют первостепенное значение в квантовой информатике. В последние годы появилось большое число экспериментальных и теоретических работ, в которых исследовались перепутанные состояния кубитов в различных физических системах [1]. При этом одной из наиболее важных задач при разработке эффективных протоколов функционирования квантовых компьютеров и квантовых сетей является задача управления и контроля перепутанными состояниями кубитов. Одним из наиболее перспективных способов решения такой задачи является использование взаимодействия кубитов с выделенными модами резонаторов в системах квантовой электродинамики резонаторов (РКЭД). В последние годы в РКЭД проведено большое число экспериментов, в которых изучалось перепутывание кубитов для нейтральных атомов, ионов в магнитных ловушках, сверхпроводящих цепей, квантовых точек и примесных спинов [1]. Теоретические исследования таких схем основаны на модели Джейнса-Каммингса (МДК) и ее обобщениях [2]. В последние годы рассматривались различные обобщения МДК, учитывающие возможность многофотонных переходов, наличие нескольких атомов и несколько рабочих уровней в атомах, многомодовых полей, диполь-дипольного взаимодействия атомов, наличие расстройки частот атомов и поля, зависимость от времени и интенсивности констант атом-полевой связи, нелинейности Керра и другие. В последнее время особое внимание в КЭД изучается экспериментальному и теоретическому изучению двухфотонных обобщений МДК. Такой интерес к двухфотонным процессам инициирован экспериментальной реализацией двухфотонного лазера [3]. Для теоретического описания таких систем необходимо использовать нелинейные версии МДК, в частности модели с двухфотонными переходами. Такие модели были с успехом использованы для описания экспериментов в РКЭД для ионов в ловушках Пауля [4], нейтральных атомов [5], квантовых точек [6] и в сверхпроводящих цепях [7]. Двухфотонная модель Джейнса-Каммингса успешно применялась также и для описания перепутывания сверхпроводящих кубитов в копланарном резонаторе [8]. В ряде недавних работ (см. ссылки в [9]) изучалась возможность генерации перепутанных состояний в двухатомных однофотонных и двухфотонных МДК с тепловым полем резонатора. В связи с этим в настоящей работе мы исследуем динамику перепутывания двух естественных или искусственных атомов, взаимодействующих посредством двухфотонных переходов с модой теплового поля идеального резонатора с учетом динамического штарковского сдвига энергетических уровней кубита.

Будем исследовать систему, состоящую из двух идентичных естественных или искусственных двухуровневых атомов (кубитов) с резонансной частотой перехода  $\omega_0$ , взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем в идеальном резонаторе

посредством вырожденных двухфотонных переходов. Физически это могут быть ридберговские нейтральные атомы, ионы в ловушках Пауля, сверхпроводящие джозефсоновские кольца, примесные спины, квантовые точки и другие двухуровневые системы, взаимодействующие с микроволновыми полями резонаторов. Эффективный гамильтониан рассматриваемой системы в системе отсчета, вращающейся с удвоенной частотой моды поля резонатора  $2\omega$ , можно записать в виде

$$H = (1/2)\hbar\Delta(\sigma_1^z + \sigma_2^z) + \hbar g \sum_{i=1}^2 (\sigma_i^+ a^2 + a^{+2} \sigma_i^-),$$

где  $\sigma_i^z$  – оператор инверсии населенностей в  $i$ -ом атоме ( $i = 1, 2$ ), и  $\sigma_i^- = |-\rangle_i \langle +|$  – повышающий и понижающий операторы в  $i$ -ом атоме,  $|+\rangle_i$  and  $|-\rangle_i$  – возбужденное и основное состояние двухуровневого  $i$ -ого атома, .. and  $a^+$  – операторы рождения и уничтожения фотонов резонаторной моды,  $g$  – константа эффективного двухфотонного взаимодействия атомов с полем резонатора и  $\Delta$  – расстройка частоты атомного перехода и удвоенной частоты резонаторной моды, равная  $\Delta = \omega_0 - 2\omega$ .

Мы исследовали динамику системы как для начального сепарабельного

$$|\Psi(0)\rangle_A = |+, -\rangle,$$

так и перепутанного состояния белловского типа

$$|\Psi(0)\rangle_A = \cos\theta |+, -\rangle + \sin\theta |-, +\rangle,$$

где  $\theta$  – параметр, определяющий начальную степень перепутывания атомов ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ).

При этом максимальной степени перепутывания атомов соответствует значение  $\theta = \pi/4$ .

Предположим, что резонаторное поле находится в начальный момент времени в одномодовом тепловом состоянии с матрицей плотности

$$\rho_F(0) = \sum_n p_n |n\rangle \langle n|,$$

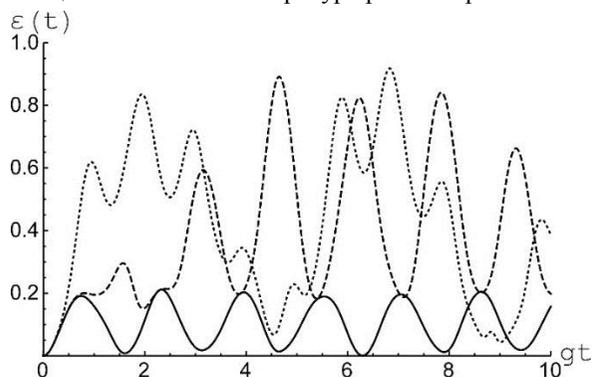
где весовые коэффициенты

$$p_n = \frac{\bar{n}^n}{(1 + \bar{n})^{n+1}}.$$

Здесь  $\bar{n}$  – среднее число тепловых фотонов в резонаторе

$$\bar{n} = (\exp[\hbar\omega_i / k_B T] - 1)^{-1},$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана и  $T$  – температура резонатора.



**Рис.1.** Отрицательность как функция безразмерного времени  $gt$  для начального атомного состояния (2). Безразмерный параметр расстройки  $\delta = 0$  (сплошная линия),  $\delta = 0,5$  (штриховая линия) и  $\delta = 5$  (точечная линия). Среднее число тепловых фотонов  $\bar{n} = 0,1$ .

Для нахождения явного вида временной матрицы мы использовали представление “одетых” состояний, т.е. собственных функций и собственных значений гамильтониана. Усредняя полную матрицу плотности по переменным поля, мы получили редуцированную временную матрицу плотности подсистемы кубитов  $\rho_A(t) = Tr_F \rho(t)$ . В качестве меры перепутывания атомов мы использовали отрицательность, которую можно определить как

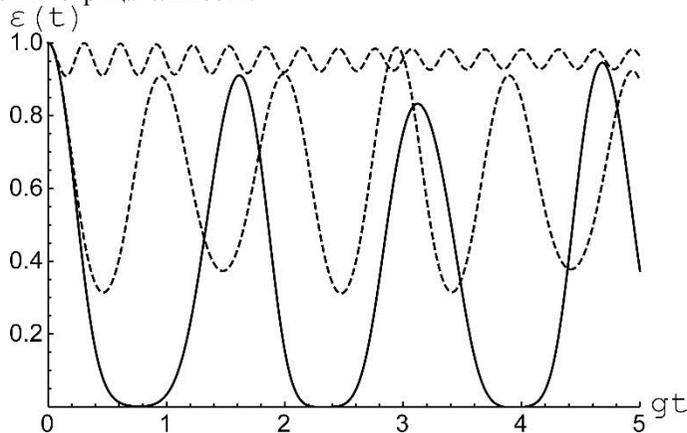
$$\varepsilon = -2 \sum \mu_i^- ,$$

где  $\mu_i^-$  – отрицательные собственные значения частично транспонированной по переменным одного кубита редуцированной матрицы плотности ( $\rho_A^{T_1}$ ). Перепутанным состояниям кубитов соответствуют значения параметра отрицательности  $0 < \varepsilon \leq 1$ .

Используя явный вид редуцированной атомной матрицы плотности, мы нашли точное выражение для отрицательности. Результаты численного моделирования отрицательности представлены на рисунках 1 и 2. Отрицательность для сепарабельного начального атомного состояния (2) показана на Рис. 1 как функция безразмерного времени  $gt$  для малых расстроек и фиксированного значения среднего числа фотонов  $\bar{n} = 0,1$ . Из Рис. 1 видно, что увеличение безразмерного параметра расстройки  $\delta$  приводит к существенному увеличению максимальной степени перепутывания кубитов.

Временная зависимость отрицательности для запутанного начального атомного состояния представлена на Рис. 2 для среднего числа фотонов  $\bar{n} = 0.1$ . Из Рис. 2 хорошо видно, что включение расстройки частот атомов и поля уменьшает осцилляции параметра перепутывания, т.е. приводит к стабилизации начального атомного перепутывания по отношению к флуктуациям, вызванным тепловым шумом.

Таким образом, в настоящей работе мы исследовали влияние расстройки частот атомов и поля на перепутывание естественных или искусственных атомов, нерезонансно взаимодействующих посредством вырожденных двухфотонных переходов с тепловым одномодовым полем идеального резонатора. В качестве критерия перепутанности кубитов был выбран параметр Переса-Хородецких или отрицательность. В представлении “одетых” состояний нам удалось найти точную временную матрицу плотности рассматриваемой системы для теплового состояния поля резонатора и различных состояний атомов и с ее помощью вычислить отрицательность.



**Рис. 2.** Отрицательность как функция безразмерного времени  $gt$  для перепутанного начального атомного состояния (4). Безразмерный параметр расстройки  $\delta = 0$  (сплошная линия),  $\delta = 5$  (штриховая линия) и  $\delta = 20$  (точечная линия). Среднее число фотонов  $\bar{n} = 1$ .

Мы показали, что для сепарабельного начального состояния атома  $|+, -\rangle$  малые расстройки частот атомов и поля могут значительно увеличить степень перепутывания атомов,

индуцированную тепловым полем резонатора. Для перепутанного начального атомного состояния типа Беллавключенная расстройка частот атомов и поля приводит к существенному уменьшению амплитуд колебаний отрицательности, то есть ведет к стабилизации начального перепутывания. Отстройка частоты атома от частоты моды поля резонатора может быть выполнено для многих типов кубитов, в частности для сверхпроводящих кубитов путем изменения магнитного поля. Таким образом, отстраивая частоты кубитов от частоты резонаторного поля для изначально перепутанных кубитов, мы можем значительно уменьшить осцилляции параметра перепутывания, возникающих за счет их взаимодействия с тепловыми фотонами резонатора.

### Литература

1. Buluta I., Ashab S., Nori F. // Rep. Prog. Phys. 2011. V. 74. P. 104401.
2. Shore B.W., Knight P.L. // J. Mod. Opt. 1993. V. 40. P. 1195-1238.
3. Brune M., Raimond J.M., Goy P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1899-1902.
4. Vogel W., de Matos Filho R.L. Phys. Rev. 1995, 52: 4214-4217.
5. Kubanek A., Ourjoumtsev A., Schuster I. et al. G. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. 203602
6. Kim H., Sridharan D., Shen T.C. et al. // Opt. Express. 2011, 19: 2589-2599.
7. Poletto S., Gambetta J.M., Merkel S.T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012, 2011, 105: 240505.
8. Campagne-Ibarcq P., Zalusky-Geller E., Narla A. Et al. // Phys. Rev. Lett. 2018, 120: 200501.
9. Bashkirov E.K. // Intern. J. Theor. Phys. 2018. V. 57. P. 3761-3771.

## ATOM-ATOM ENTANGLEMENT IN A NOT-RESONANT TWO-PHOTON TAVIS-CUMMINGS MODEL

M.O. Guslyannikova\*, E.K. Bashkirov

*Samara national research university  
34 Moskovskoe shosse, Samara 443086  
\*maria.guslyannikova@yandex.ru*

The entanglement between two two-level atoms (qubits) interacting not-resonantly with a one mode of thermal field in a lossless cavity via effective degenerate two-photon transitions is investigated. Based on the exact solution for the time-dependent density matrix of the system under consideration, negativity is calculated as a measure of the entanglement of atoms. The influence of a detuning on the dynamics of entanglement of atoms in the case of separable and entangled initial atomic states is investigated.

**Key words:** two-photon interaction, thermal field, lossless cavity, entanglement, negativity, sudden death of entanglement

# ФОТОННЫЕ КАПЛИ В СРЕДЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

И.С. Двужилов\*, Ю.В. Двужилова, М.Б. Белоненко, А.М. Белоненко

Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр-т. Университетский, 100  
\*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

Проведено численное исследование динамики фотонных капель в среде углеродных нанотрубок. Обнаружено устойчивое распространение данных импульсов на временах до десятков пикосекунд и показаны особенности их распространения при различных параметрах (скорость импульсов и их амплитуда).

**Ключевые слова:** предельно короткие оптические импульсы, фотонные капли, углеродные нанотрубки, нелинейная и когерентная оптика.

Фотонные капли – объект особого внимания, в рамках нелинейной оптики, привлекающий исследователей. Такой интерес они получили за необычный характер и динамику распространения [1]. Фотонные капли представляют собой взаимосвязанные, ограниченные состояния света, которые устойчивы к изменению размера и формы, за счет баланса конкурирующих сил притяжения и отталкивания, возникающие в конфигурации электромагнитных полей, которые возникают в нелинейной нелокальной оптической среде.

В январе 2018 года научная группа под руководством Мануэля Валиенте (Manuel Valiente) ввели вышеописанное понятие фотонной капли. По своей природе фотонные капли тесно связаны с солитонами. Но в отличие от них, фотонные капли могут не сохранять свою форму при взаимодействии со средой во время своего распространения (в возбужденном состоянии) [2]. В данной работе было показано, что фотонные капли должны возникать в результате конкуренции нелинейных членов, которые описывают рассеяние в s- и d-волнах, за счет которой образуется симметричное основное состояние с нулевым орбитальным моментом.

Другим элементом, обладающим уникальными свойствами в рамках нелинейной оптики, являются углеродные нанотрубки (УНТ). Исследователей привлекает их востребованность в данной области, что в свою очередь способствует развитию исследований в области распространения оптических импульсов, разработке оптических приборов на их основе, но основным, и немаловажным качеством, которым обладают углеродные нанотрубки – это возможность их использования в качестве среды для образования фотонных капель [3].

Поскольку типичное время релаксации для электронов в УНТ можно оценить как  $3 \cdot 10^{-13} \text{ c}$ , то ансамбль электронов на временах типичных для задач динамики предельно короткого оптического импульса (порядка  $10^{-14} \text{ c}$ ) можно описывать при помощи бесстолкновительного кинетического уравнения Больцмана [4]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{q}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p} = 0$$

где  $f = f(p_s, s, t)$  – функция распределения, неявно зависящая от координаты (в силу зависимости от координаты вектор-потенциала  $A$ ), причем функция распределения  $f$  в начальный момент времени совпадает с функцией  $F_0$  – равновесная функция распределения Ферми:

$$F_0 = \frac{1}{1 + \exp\{E(\mathbf{p})/k_b T\}}$$

где  $T$  – температура,  $k_b$  – постоянная Больцмана.

Для плотности тока  $\mathbf{j} = (0, 0, j_z)$ :

$$j_z = \frac{q}{\pi\hbar} \sum_s \int dp_z v_z f$$

где введена групповая скорость электронов  $v_z = \partial E(\mathbf{p}) / \partial p_z$ , решая уравнение методом характеристик, можно получить:

$$j_z = \frac{q}{\pi\hbar} \sum_s \int_{-q_0}^{q_0} dp_z v_z \left[ p - \frac{q}{c} A_z(t) \right] F_0(\mathbf{p})$$

В результате проделанной работы было установлено, что фотонные капли в среде углеродных нанотрубок распространяются устойчиво, на временах порядка 10 пс. Были обнаружены зависимости динамики фотонных капель с различной скоростью в среде УНТ и показано, что при изменении скорости фотонной капли ее энергия остается в ограниченной пространственной области, но имеет место незначительное изменение формы. Также было продемонстрировано, что увеличение амплитуды фотонной капли при распространении в среде из УНТ влияет на образование более сложной поперечной структуры на заднем фронте импульса.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Волгоградской области в рамках научного проекта № 19-42-343002.

### Литература

1. Fibich G. Ilan B. // Opt. Lett. 2004. V. 29. № 8. P. 887.
2. Niclas Westerberg, Kali E. Wilson, Callum W. Duncan et al // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 053835.
3. Zhukov A.V., Bouffanais R., Belonenko M.B., Dvuzhilov I.S., Nevzorova Yu.V. // Appl. Phys. B. 2017. V. 123. № 196.
4. Tans S.J., Devoret M.H., Dai H. et al // Nature. 1997. V. 386. P. 474.

## PHOTON DROPLETS IN THE ENVIRONMENT OF CARBON NANOTUBES

**I.S. Dvuzhilov\*, Yu.V. Dvuzhilova, M.B. Belonenko, A.M. Belonenko**

*Volgograd State University  
100 University Prospect Volgograd 400062, Russia  
\*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru*

The numerical research of the photonic droplets dynamic in a carbon nanotube medium has been carried out. A stable propagation of these pulses has been detected at times up to tens of picoseconds. The propagation features of pulses at various parameters (velocity and pulse amplitude) have been shown as well.

**Key words:** few-circle optical pulses, photonic crystal, carbon nanotube, nonlinear and coherent optics, light bullets.

# ДВУМЕРНЫЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Ю.В. Двужилова, И.С. Двужиллов\*, М.Б. Белоненко, Е.В. Борознина

Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр-т. Университетский, 100  
\*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

Проведено численное исследование эволюции двумерных предельно коротких оптических импульсов в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок. Обнаружено, что возможно устойчивое распространение данных импульсов и показано, что, изменяя параметры фотонного кристалла возможно управление скоростью распространения импульсов.

**Ключевые слова:** предельно короткие оптические импульсы, фотонный кристалл, углеродные нанотрубки, нелинейная и когерентная оптика, световая пуля.

Среди популярных явлений в нелинейной и когерентной оптике очень большой интерес в настоящее время привлекает исследование динамики импульсов, содержащих малое число периодов колебаний электромагнитного поля или так называемых предельно коротких оптических импульсов (ПКОИ), которые для случая высоких размерностей можно называть световой пулей [1].

Одной из характерных черт ПКОИ можно считать то, что невозможно произвести разбиение формы электромагнитного импульса на огибающую и несущую части, что имеет огромный интерес с различных сторон. Именно поэтому, в данном случае, метод многомасштабных разложений нельзя применить при решении уравнений Максвелла, а появляется необходимость их решения без отбрасывания каких-либо производных [2].

В работе будут рассмотрены фотонные кристаллы, под которыми мы понимаем среду с пространственно периодическим показателем преломления, в которой существует фотонная запрещенная зона. Таким образом, фотонный кристалл можно рассматривать как оптический фильтр, который способен пропускать фотоны с определенной частотой [3]. Наиболее подходящим материалом для среды фотонного кристалла, в котором будут распространяться ПКОИ или световые пули, являются углеродные нанотрубки (УНТ), поскольку они обладают уникальными нелинейными физическими свойствами в оптическом диапазоне, что делает их весьма привлекательным материалом для образования нелинейной среды с переменным показателем преломления, для исследования распространения трехмерных ПКОИ [4].

В настоящей работе проводилось исследование  $\pi$ -электронов УНТ, с использованием приближения сильной связи. Запишем закон дисперсии для полупроводниковых нанотрубок типа зигзаг:

$$E(\mathbf{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}$$

где  $\gamma = 2.7 \text{ eV}$ ,  $a = 3b/2\hbar$ ,  $b = 0.152 \text{ nm}$  – расстояние между соседними атомами углерода, а квазиимпульс  $\mathbf{p}$  задается как  $(p_z, s)$ ,  $s = 1, 2 \dots m$ .

Окончательно эффективное уравнение может быть представлено в виде:

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} - \frac{n^2(x, y)}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} + \frac{q}{\pi \hbar} \sum_m c_m \sin\left(\frac{maq}{c} A_z(t)\right) = 0,$$
$$c_m = \sum_m a_{ms} b_{ms}, \quad b_{ms} = \int_{-q_0}^{q_0} dp_z \cos(map_z) F_0(\mathbf{p})$$

Поскольку коэффициенты  $c_m$  убывают, при численном решении можно ограничиться несколькими первыми слагаемыми (для расчетов мы использовали первые 10)

Начальные условия на вектор-потенциал задавались как:

$$A_{t=0} = A_0 \exp\left\{-\frac{x^2}{\gamma^2}\right\} \exp\left\{-\frac{(y - y_c)^2}{\beta^2}\right\},$$
$$\left.\frac{dA}{dt}\right|_{t=0} = \frac{2vx}{\gamma^2} A_0 \exp\left\{-\frac{x^2}{\gamma^2}\right\} \exp\left\{-\frac{(y - y_c)^2}{\beta^2}\right\}$$

где  $y_c$  - начальное положение импульса относительно оси ординат,  $\beta$ ,  $\gamma$  - параметры, определяющий ширину импульса по оси  $y$  и  $x$  соответственно,  $v$  - начальная скорость импульса.

В результате проделанной работы было установлено, что в фотонном кристалле с пространственно переменным показателем преломления из углеродных нанотрубок возможно устойчивое распространение двумерного предельно короткого оптического импульса. Также были установлены зависимости распространения двумерного предельно короткого оптического импульса от периода решетки и глубины модуляции. При изменении этих параметров меняется скорость распространения и форма импульса.

#### Литература

1. Fibich G. Ilan B. // Opt. Lett. 2004. V. 29. № 8. P. 887.
2. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
3. Mekis A., Chen J.C., Kurland I., Fan S., Villeneuve P.R., Joannopoulos J.D. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 3787.
4. Zhukov A.V., Bouffanais R., Belonenko M.B., Dvuzhilov I.S., Nevzorova Yu.V. // Appl. Phys. B. 2017. V. 123. P. 196.

## TWO-DIMENSIONAL FEW CYCLE OPTICAL PULSES INSIDE THE PHOTONIC CRYSTAL MADE OF CARBON NANOTUBES

Yu.V. Dvuzhilova, I.S. Dvuzhilov\*, M.B. Belonenko, E.V. Boroznina

*Volgograd State University*  
*100 University Prospect Volgograd 400062, Russia*  
\*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

We have considered the problem of evolution of the two-dimensional few cycle optical pulses inside a photonic crystal made of carbon nanotubes. It has been shown that pulse propagation is stable inside the considered environment and it is possible to control and to change the velocity of the pulse propagation by photonic crystal parameters changing.

**Key words:** few-circle optical pulses, photonic crystal, carbon nanotube, nonlinear and coherent optics, light bullets.

# ПРАКТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ОПТОВОЛОКОННОГО КВАНТОВОГО ПРИЕМНИКА КЕННЕДИ

М.С. Елезов<sup>1,\*</sup>, М.Л. Щербатенко<sup>1</sup>, Д.В. Сыч<sup>1,2,3</sup>, Г.Н. Гольцман<sup>1</sup>

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

119992, Россия, Москва, ул. М.Пироговская, д. 1/1

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева

119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, 53

<sup>3</sup>ООО "QRate"

143025, Сколково, Москва, ул. Новая, д. 100

\*e-mail: elezovms@rplab.ru

Мы рассматриваем практические особенности работы квантового приемника на основе схемы Кеннеди, собранного из стандартных оптоволоконных элементов и сверхпроводникового детектора одиночных фотонов. Приемник разработан для различения двух фазовомодулированных когерентных состояний света на длине волны 1,5 микрона в непрерывном режиме с частотой модуляции 200 КГц и уровнем ошибок различения примерно в два раза ниже стандартного квантового предела.

**Ключевые слова:** квантовый приемник, оптоволокно, квантовая оптика, стандартный квантовый предел, сверхпроводниковый однофотонный детектор, когерентное детектирование.

Из-за принципиальной невозможности безошибочного различения неортогональных состояний квантовых систем в теории квантовой информации [1, 2], стоит проблема оптимального различения неортогональных квантовых состояний света, т.е. проведения измерений квантовых систем с минимальным уровнем ошибок. Гомодинные или гетеродинные измерения позволяют различить два квантовых состояния с точностью, называемым стандартным квантовым пределом  $\varepsilon_{SQL} = (1 - \text{erf}(\sqrt{2}\alpha))/2$ , где  $\text{erf}(x) = 2 \int_0^x e^{-t^2} dt / \sqrt{\pi}$  - это функция ошибок. Однако стандартный квантовый предел не является фундаментальным ограничением точности квантовых измерений, а характеризует предел точности именно для гомодинных/гетеродинных измерений. Фундаментальный предел точности индивидуальных квантовых измерений был определен в работах [3, 4] и называется границей Хелстрема  $\varepsilon_{\text{Helstrom}} = (1/2)(1 - \sqrt{1 - e^{-4\alpha^2}})$ . Чтобы достичь его, одним из условий является использование априорной информации о сигнале, и проведения нелинейных измерений сигнала, например, детектирования статистики измерений одиночных фотонов.



Рис. 1. Теоретическая схема приемника Кеннеди.

В работе Кеннеди [5] была предложена схема приемника (см. Рис.1), которая бы позволила приблизиться к границе Хелстрема, совершая измерения с уровнем ошибок ниже стандартного

квантового предела. На основе схемы Кеннеди были разработаны другие схемы детектирования сигналов с еще меньшим уровнем ошибок [6,7,8,9]. Основной элементной базой для всех вышеперечисленных приемников являются оптические компоненты в свободном пространстве.

Однако в большинстве устройств классической оптической коммуникации используется оптоволоконная технология. Оптоволоконные схемы относительно легко масштабировать с использованием множества коммерчески доступных компонентов, что актуально для создания более совершенных приемников [9]. Кроме того, в последнее время появилась возможность использовать высокоэффективные однофотонные детекторы в телекоммуникационном диапазоне длин волн [10].

В данной работе мы изучаем особенности работы полностью оптоволоконной реализации квантового приемника Кеннеди и демонстрируем снижение уровня ошибок по сравнению со стандартным квантовым пределом. Мы описываем практические аспекты функционирования данного приемника, основные источники помех для детектирования сигналов, и меры по уменьшению их влияния.

Для различения бинарных фазово-модулированных когерентных сигналов, мы разработали оптоволоконный вариант приемника Кеннеди. В нем оптический сигнал смешивается с опорным сигналом (гетеродином), что приводит к интерференции, т.е. к оптическому смещению сигнала. Зная интерферограмму, можно выяснить информацию о фазе сигнала. Однако экспериментально сложно добиться пространственного и временного согласования двух независимых пучков света, поэтому часто исходный источник света делят на два неравных по мощности пучка света: в слабой части создается сигнал, а сильный служит локальным осциллятором. Затем их оптически совмещают. Для всех этих действий обычно используют интерферометр. При разработке приемника основные трудности были связаны с особенностями оптоволокон. Особенность волокон заключается во множестве переотражений, возникающих на стыках волокон, которые приводят к ухудшению видности получаемой интерферограммы. Чтобы уменьшить величину переотраженного сигнала, мы использовали наиболее подходящих для наших целей интерферометр Маха-Цендера, собранный на оптоволоконках с сохранением поляризации. Оптоволоконка с сохранением поляризации позволяют нам сориентировать поляризацию сигнала и гетеродина таким образом, чтобы видность интерференции была максимальной. Также оптоволоконные интерферометры очень чувствительны к внешним воздействиям, что сильно влияет на стабильность получаемой интерферограммы. Воздушные конвекционные потоки, тепловое фоновое излучение приводят к изменениям локальной температуры по времени различных частей оптических элементов. Возникает нестабильность разности фаз между плечами интерферометра. Чтобы уменьшить температурные флуктуации, все волокна интерферометра плотно фиксируются к массивной алюминиевой плите, которая выполняет роль тепловой ванны. Вся конструкция помещается в герметичный металлический короб, обернутый тепловым изолятором. После этого стабильность интерферограммы возросла до 100 секунд, что позволило проводить длительные измерения основных характеристик приемника Кеннеди. Для регистрации одиночных фотонов мы использовали сверхпроводниковый однофотонный детектор с квантовой эффективностью 65% с темновыми отсчетами 100 Гц. Приемник способен регистрировать сигнал со скоростью 200 кбит/с с уровнем ошибок ниже стандартного квантового предела.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-72-30036)

### **Литература**

1. W. K. Wootters and W. H. Zurek, "A single quantum cannot be cloned" Nature (London) 299, 802 (1982).
2. D. Dieks, "Communication by EPR Devices", Phys. Lett. 92A, 271 (1982).

4. P. A. Bakut and S. S. Shchurov, "Optimal Detection of a Quantum Signal", *Probl. Peredachi Inf.* 4, 77 (1968).
5. C. W. Helstrom, "Detection theory and quantum mechanics", *Inf. Control* 10, 254 (1967).
6. R. Kennedy, "A near-optimum receiver for the binary coherent state quantum channel", MIT Res. Lab. Electron. Quart. Prog. Rep. 108, 219 (1973).
7. S. Dolinar, "An optimum receiver for the binary coherent state quantum channel", MIT Res. Lab. Electron. Quart. Prog. Rep. 111, 115 (1973);
10. M. Sasaki and O. Hirota, "Optimum decision scheme with a unitary control process for binary quantum-state signals", *Phys. Rev. A* 54, 2728 (1996).
12. M. Takeoka and M. Sasaki, "Discrimination of the binary coherent signal: Gaussian-operation limit and simple non-Gaussian near-optimal receivers", *Phys. Rev. A* 78, 022320 (2008).
14. D. Sych and G. Leuchs "Practical receiver for optimal discrimination of binary coherent signals", *Phys. Rev. Lett* 117, 200501 (2016).
16. G.N. Gol'tsman, et al, "Picosecond superconducting single-photon optical detector". *Appl. Phys. Lett.* 79, 705-707 (2001)

## PRACTICAL ASPECTS OF THE FIBER-OPTIC KENNEDY QUANTUM RECEIVER

**M.S. Elezov<sup>1,\*</sup>, M.L. Scherbatenko<sup>1</sup>, D.V. Sych<sup>1,2,3</sup> and G.N. Goltzman<sup>1</sup>**

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

*1/1 M.Pirogovskaya St., Moscow 119992, Russia*

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

*Leninskiy Prospekt 53, Moscow, Russia*

*<sup>3</sup>JCS "QRate"*

*100 Novaya St., Skolkovo, Moscow 143025, Russia*

e-mail: elezovmike@mail.ru

We consider the features and practical issues of a quantum receiver based on the Kennedy scheme, assembled with the standard fiber optic elements and a superconducting detector of single photons. The receiver is designed to discriminate between two phase-modulated coherent states of light at a wavelength of 1.5 microns in continuous mode with a modulation frequency of 200 KHz and a level of discrimination errors about two times lower than the standard quantum limit.

**Key words:** quantum receiver, fiber, quantum optics, standard quantum limit, superconducting nanowire single-photon detector, coherent detection.

# СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РЕЗИСТОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛИТОГРАФИИ ФОТОННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ НА ПЛАТФОРМЕ НИТРИДА КРЕМНИЯ

И.А. Елманов<sup>1,\*</sup>, А.В. Елманова<sup>1</sup>, А.Д. Голиков<sup>1</sup>, С.А. Комракова<sup>1</sup>, Н.С. Каурова<sup>1</sup>,  
В.В. Ковалюк<sup>1,2</sup>, Г.Н. Гольцман<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет  
119991, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29

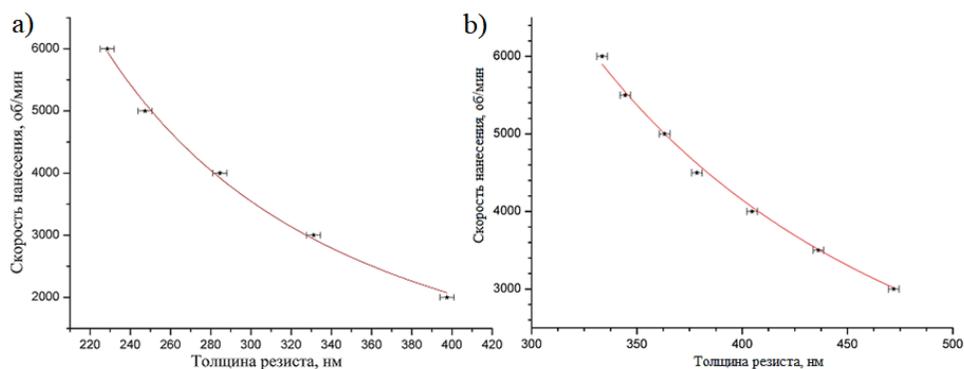
<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
101000, Москва, Мясницкая, 20  
\*e-mail: ilia22870@gmail.com

В работе были измерены толщины резистов ZEP 520A и ma-N 2400 для электронно-лучевой литографии, неразрушающим способом, а также подобран рецепт, обеспечивающий высокое отношение скорости травления нитрида кремния по сравнению с резистом. Работа имеет практическое значение для электронной литографии интегрально-оптических устройств и устройств нанофотоники на основе нитрида кремния.

**Ключевые слова:** электронная литография, электронные резисты.

Электронная литография является одним из наиболее важных инструментов для создания оптических интегральных схем и устройств нанофотоники с размерами в несколько нанометров, а электронные резисты занимают ключевую роль в получении изображения и защите наноструктур при травлении [1]. Существует большое количество различных по своим свойствам электронных резистов, по способу формирования изображения, которые можно разделить на два типа: позитивные, у которых после проявления экспонированные области удаляются, а защитная маска – это оставшейся часть резиста, и негативные, где защитная маска формируется в зонах, подвергшихся излучению, а остальная часть удаляется в процессе проявления. На практике целесообразно применять минимально возможный по толщине слой резиста, так как это снижает влияние эффектов близости на формирование структур и позволяет добиться меньших размеров отдельных элементов.



**Рис. 1.** Экспериментально измеренная зависимость толщины резиста ma-N 2403 (a) и ZEP 520A (b) от скорости нанесения данного резиста на центрифуге. Для аппроксимации использовалась степенная функция. Экспериментальные данные отмечены точками, учтены погрешности измерений.

В то же время, в процессе травления вместе со структурой также травится и резист. Следовательно, необходимо подобрать определённые условия, при которых скорость

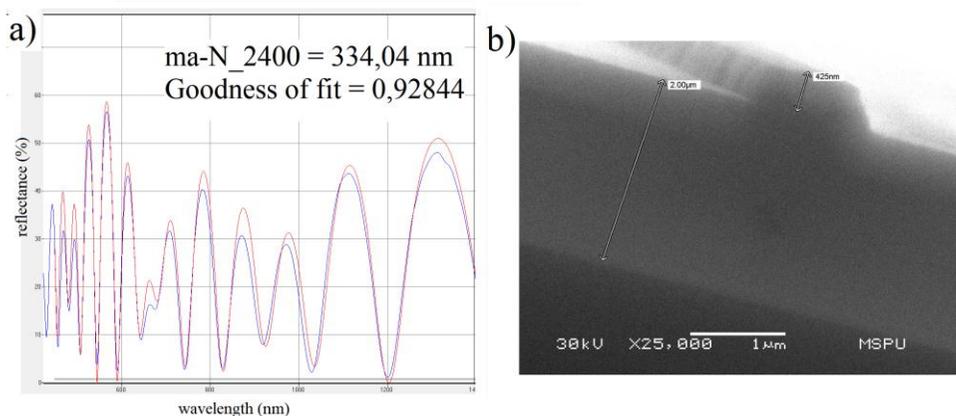
травления нитрида кремния по сравнению с резистом будет значительно выше. Для этого нужно определить толщины резистов, исследовать скорость травления нитрида кремния и резистов и подобрать параметры рецепта травления.

Для исследования нами были выбраны два широко используемых электронных резиста – ZEP 520 А (позитивный) [2] и ma-N 2400 (негативный) [3]. После нанесения резистов на центрифуге были измерены толщины резистов неразрушающим способом на рефлектометре Filmatrix F20.

Погрешности, отмеченные на рис.1, были вычислены путем нескольких последовательных измерений толщин резистов. Величина погрешности в обоих случаях не превышала 4нм, что свидетельствует о высокой точности полученных результатов. Аппроксимация проводилась методом наименьших квадратов, возможные нелинейные функции сравнивались также квадратичным методом.

Следующим этапом работы было измерение отношения скоростей травления резистов ma-N 2403 и ZEP 520 А к скорости травления нитрида кремния на установке плазменного травления CORIAL 200 с использованием трифторметана. Был подобран рецепт плазмохимического травления со следующими параметрами: рабочее давление – 55 мТорр, поток  $\text{CHF}_3$  – 50 ст. куб. см/мин.,  $\text{O}_2$  – 2 ст. куб. см/мин., который обеспечивал отношение скорости травления резиста ma-N2400 к скорости травления нитрида кремния равное 0,44, а для ZEP 520А – 0,51.

На рис. 2 показана микрофотография поперечного сечения волновода, полученная методом скола нитрида кремния с проявленным резистом сверху. Полученные в работе результаты позволяют более точно подбирать параметры нанесения и толщин резистов в зависимости от вида интегрально-оптических структур и требуемой глубины травления. Используя описанный выше рецепт для травления 200 нм нитрида кремния минимально достаточной будет толщина резиста 90 нм и 105 нм для ma-N 2400 и ZEP 520А соответственно.



**Рис. 2.** Толщина резиста ma-N2403 до травления, измеренная на установке Filmatrix F20 (а), и измерение высоты микрометровой полосы, покрытой резистом ma-N2403, после травления (б). Измеренное значение спектра отражения от образца (синяя линия). Аппроксимация – красная линия.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 14.583.21.0065, уникальный идентификатор: RFMEFI58317X0065).

### Литература

1. Wayne M. Moreau, Semiconductor Lithography. Principles, Practices, and Materials. Plenum Press, 1988 ISBN 0-306-42185-2
2. ZEP 520A. Technical Report. Ver. 1.01. ZEONREX Electronic Chemicals, 2003. 11 с.
3. Ma-N 2400 – Negative Tone Photoresist Series. Micro resist technology GmbH, 2012. 1с.

# METHOD FOR DETERMINATION OF RESISTS PARAMETERS FOR PHOTONIC - INTEGRATED CIRCUITS E-BEAM LITHOGRAPHY ON SILICON NITRIDE PLATFORM

A. Elmanov<sup>1,\*</sup>, I. Elmanova<sup>1</sup>, S. Komrakova<sup>1</sup>, A. Golikov<sup>1</sup>, N. Kaurova<sup>1</sup>, V. Kovalyuk<sup>1,2</sup>,  
G. Goltzman<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>*Moscow State Pedagogical University  
1/1 M. Pirogovskaya Str., Moscow,  
119991, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences,  
420029 Russia*

<sup>3</sup>*National Research University Higher School of Economics,  
Moscow 101000, Russia*

\*e-mail: ilia22870@gmail.com

In the work the thicknesses of the e-beam resists ZEP 520A and ma-N 2400 were measure and also there was determined the receipt, resulting in the high ratio between the velocity of the Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> etching and the resists etching velocity. The work has a practical application in e-beam lithography of integrated optical devices and nanophotonics devices on Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>.

**Key words:** e-beam lithography, e-beam lithography resists.

## СПОСОБ ИНТЕГРАЦИИ НАНОАЛМАЗОВ С НАНОФОТОННЫМИ УСТРОЙСТВАМИ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

А. Елманова<sup>1,\*</sup>, И. Елманов<sup>1</sup>, С. Комракова<sup>1</sup>, А. Голиков<sup>1</sup>, Д. Джавадзадэ<sup>4,7</sup>, В. Воробьёв<sup>3</sup>, С. Большедворский<sup>3,4</sup>, В. Сошенко<sup>3</sup>, А. Акимов<sup>3,7,6</sup>, В. Ковалюк<sup>1,2</sup>, Г. Гольцман<sup>1,2,5</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет,  
119991, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

<sup>3</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН  
119333, Москва, Ленинский пр-кт, 53

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет) (МФТИ)  
117303, Москва, Керченская улица, 1А, корп. 1

<sup>5</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
101000, Москва, Мясницкая, 20

<sup>6</sup>Техасский университет A&M  
4242 TAMU, College Station, TX 77843, USA

<sup>7</sup>Российский квантовый центр  
143025, Москва, Сколково, ул. Новая, д.100

\*e-mail: anna.elmanova.belskaya@gmail.com

В работе были разработаны оптические структуры из нитрида кремния для дальнейшего размещения на них наноалмазов с NV-центрами, опробованы различные методики нанесения раствора наноалмазов и выбрана оптимальная. Работа имеет практическое значение в области нанофотоники и создании квантово-оптических устройств с однофотонными источниками.

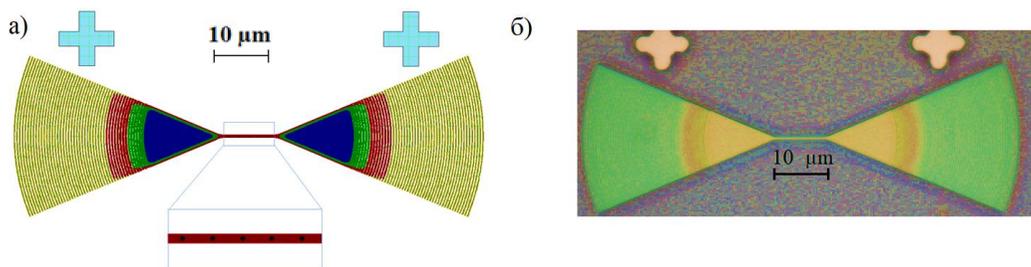
**Ключевые слова:** наноалмазы, NV-центры, интегральный однофотонный источник, квантово-оптические интегральные микросхемы

Одной из основных задач нанофотоники является разработка и использование интегрально-оптических схем для создания полностью готовых устройств на чипе, которые могут применяться как при передаче и обработки классических сигналов, так и квантовых. Если для классических схем уже созданы ряд устройств на чипе, то для квантово-оптических микросхем задача масштабируемой интеграции всех компонентов, включая источник, логические элементы (вентили) и детекторы остается нерешенной. Использование в качестве однофотонных источников наноалмазов с NV-центрами крайне перспективно из-за наличия целого ряда преимуществ, таких как возможность работы при комнатной температуре и длительное время сохранения квантового состояния [1].

Для размещения наноалмазов (раствор с присоединенной COOH-группой и содержанием NV-центров) были использованы подложки из кремния (525 мкм) с выращенным термическим оксидом (2 мкм) и нитридом кремния (200 нм) сверху. Толщины диэлектрических слоев подбирались таким образом, чтобы обеспечить максимальную эффективность вывода света через решеточные элементы связи излучения NV-центров.

На рис. 1(а) показано изображение чертежа волноводной структуры с двумя решеточными элементами связи, волноводом и отверстиями для наноалмазов. Аподизированный решеточный элемент связи с периодом 542 нм и фактором заполнения 0,4 был подобран для эффективного ввода/вывода излучения на длине волны 680 нм. Разбивка по цветам, соответствующая различным дозам при коррекции эффекта близости, была выполнена с помощью программы NanoMaker.

На первом этапе изготовления с помощью фотолитографии, напыления Ti/Au и взрыва в ацетоне, были сформированы золотые маркеры (кресты), которые затем использовались для совмещения на дальнейших стадиях электронной литографии.



**Рис. 1.** Структуры из  $\text{Si}_3\text{N}_4$  с отверстиями на волноводе до нанесения наноалмазов. (а) Чертёж нанофотонного устройства с двумя решеточными элементами связи, волноводом, золотыми маркерами совмещения и отверстиями для наноалмазов. (б) Микрофотография изготовленной структуры, полученная в оптический микроскоп.

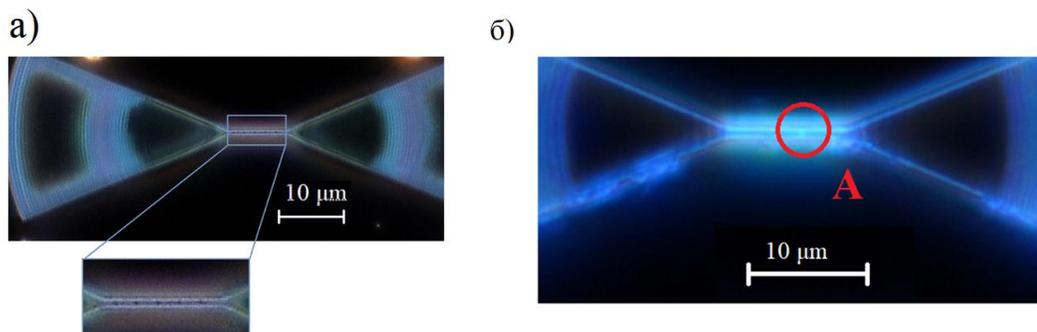
На следующем этапе, методом электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления в атмосфере  $\text{CHF}_3$ , было изготовлено нанофотонное устройство. Наконец, на последнем этапе электронно-лучевой литографии на каждом волноводе было размещено по 5 отверстий или «окон» в позитивном резисте РММА 3% диаметром около 200 нм.

Дальнейшее исследование было посвящено поиску наиболее подходящего метода интеграции наноалмазов с нанофотонной структурой. На основе изученной литературы [2-4] был разработан следующий рецепт. Вначале, для лучшего разделения отдельных наноалмазов и уменьшения вероятности образования крупных агломератов, раствор с наноалмазами помещался в ультразвуковую ванну на 3 часа. Затем, с помощью микропипетки (25 мкл), раствор наносился на образец, находящийся на печке с температурой 30-35°C. После нанесения, для улучшения адгезии к нитриду кремния, вместе с повышением температуры до 65-70°C добавлялся изопропанол. Это приводило к выпариванию раствора наноалмазов. Наконец, с помощью взрыва в ацетоне убирался резист, оставляя наноалмазы только в тех местах, где были сделаны «окна». В силу малых размеров «окон» и низкой концентрации раствора вероятность образования агломератов была снижена и на большей части волноводов наноалмазы остались лишь в небольшом количестве. Было сделано большое количество фотографий возможных одиночных наноалмазов, из которых определенный процент должны составлять наноалмазы с NV-центрами.

Измерения в атомном силовом микроскопе (NT-MDT) показали сгустки вещества, оставшегося после взрыва на местах отверстий в резисте. Однако, на данный момент не ясно, являются ли алмазы одиночными или небольшими агломератами, а также сколько внутри этих агломератов NV-центров. Дальнейшее изучение будет связано с измерением корреляционной функции второго порядка  $g^2(\tau)$  на конфокальном микроскопе, что позволит однозначно ответить на вопрос.

Наноалмазы с NV-центрами представляют для нанофотоники большой потенциал, как однофотонные источники. Наше исследование показывает достаточно простой способ реализации интеграции наноалмазов с оптическими структурами на нитриде кремния.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение № 14.586.21.0063, уникальный идентификатор: RFMEFI58618X0063).



**Рис. 2.** Микрофотографии нанофотонной структуры в темном поле. (а) Структура до нанесения наноалмазов. (б) Структура после нанесения наноалмазов, после удаления защитного резиста. Отмеченный буквой А наноалмаз может быть одиночным, содержащим NV-центр.

### Литература

1. Aharonovich I., Castelletto S., Simpson D.A. et al. Diamond-based single-photon emitters. – Rep. Prog. Phys., 74(7), 076501 (2011).
2. Bogdanov S.I., Makarova O.A., Lagutchev A.S., Shah D., Chiang C.P., Saha S.S., Baburin A.S., Ryzhikov I.A., Rodionov I.A., Kildishev, A.V., Boltasseva A. and Shalaev V.M. // Deterministic integration of single nitrogen-vacancy centers into nanopatch antennas. (2019).
3. Kianinia M., Shimoni O., Bendavid A., Schell A.V., Randolph S.J., Toth M., Aharonovich I., Lobo C.J. Robust, directed assembly of fluorescent nanodiamonds. Nanoscale, 2016, 8, 18032-18037).
4. (Holzgrafe J., Beitner J., Kara D., Knowles H.S., Atatüre M. // Error corrected spin-state readout in a nanodiamond. Npj Quantum Information 5, 13 (2019)).

## INTEGRATION OF NANODIAMONDS WITH NV-CENTERS ON OPTICAL SILICON NITRIDE STRUCTURES

A. Elmanova<sup>1,\*</sup>, I. Elmanov<sup>1</sup>, S. Komrakova<sup>1</sup>, A. Golikov<sup>1</sup>, J. Javadzade<sup>4,7</sup>, V. Vorobyev<sup>3</sup>, S. Bolshedvorskiy<sup>3,4</sup>, V. Soshenko<sup>3</sup>, A. Akimov<sup>3,7,6</sup>, V. Kovalyuk<sup>1,2,5</sup>, G. Goltsman<sup>1,2,5</sup>

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

1/1 M. Pirogovskaya Str., Moscow, 119991, Russian Federation

<sup>2</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, 420029 Russia

<sup>3</sup>P.N. Lebedev Physical Institute, 53 Leninskij Prospekt, Moscow, 119991

<sup>4</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (State University), 141700, Russia

<sup>5</sup>National Research University Higher School of Economics, Moscow 101000, Russia

<sup>6</sup>Texas A & M University, 4242 TAMU, College Station, TX 77843, USA

<sup>7</sup>Russian Quantum Center, 100 Novaya St., Skolkovo, Moscow, 143025, Russia

\*e-mail: anna.elmanova.belskaya@gmail.com

In this work we had developed optical structures from silicon nitride for further integration of the nanodiamonds containing NV-centers with them. There were used different methods of the nanodiamonds solution application on the substrates and in the end, we chose one of them. The work has practical meaning in nanophotonics sphere and in development of optical devices with single-photon sources.

**Key words:** nanodiamonds, NV-centers.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ И МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/CdS/ZnS В РАЗЛИЧНЫХ МАТРИЦАХ

А.Е. Еськова<sup>1,\*</sup>, А.И. Аржанов<sup>1,2</sup>, К.А. Магарян<sup>1</sup>, Н.А. Коверга<sup>1</sup>, К.Р. Каримулин<sup>1,2</sup>,  
А.В. Наумов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет  
119435, Москва, Малая Пироговская, 29/7

<sup>2</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук  
108840, Москва, Троицк, Физическая, 5

\*e-mail: evgenievnaanna11@mail.ru

Для коллоидных квантовых точек (КТ) в полимерных матрицах, растворах, и высаженных на поверхность стеклянной подложки, были проанализированы зависимости ширины и положения центра спектра люминесценции от длины волны и мощности лазерного излучения. Показано, что длина волны излучения возбуждающего лазера не влияет на ширину и положение пика люминесценции. Мощность лазера оказывает влияние на эти параметры, вызывая небольшой сдвиг спектров люминесценции в длинноволновую область и их уширение, однако, для полимерной пленки ПММА, допированной квантовыми точками был обнаружен сдвиг спектра в коротковолновую область.

**Ключевые слова:** коллоидные квантовые точки, лазерная спектроскопия, концентрация, люминесценция, стоков сдвиг.

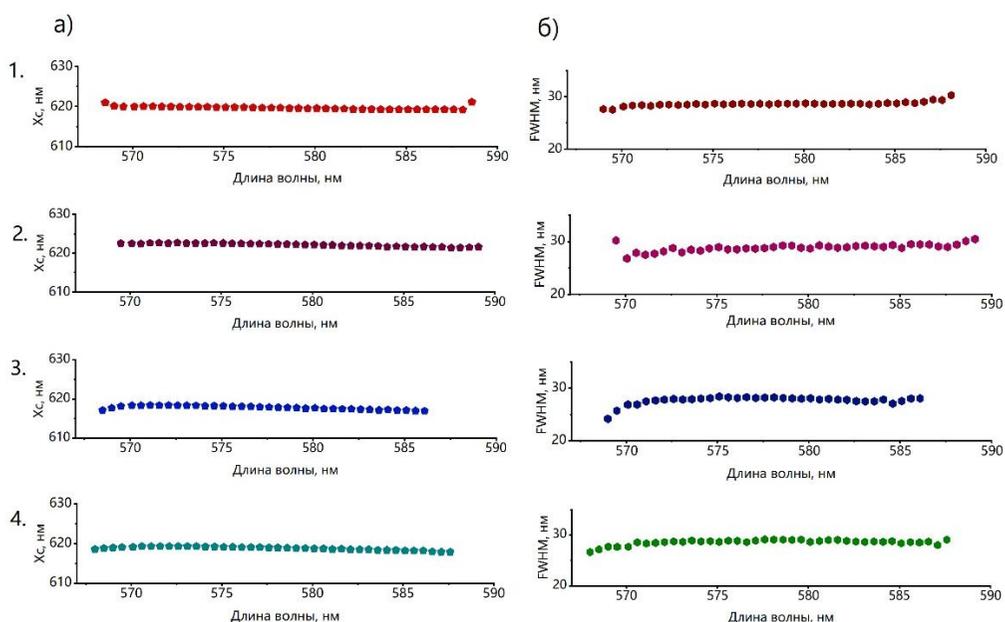
За последние 30 лет композиты на основе квантовых точек (КТ) приобрели популярность в качестве материалов для биосенсоров, фотоприемников, флуоресцентных меток для биологии и медицинской диагностики [1]. КТ характеризуются уникальными спектрально-оптическими свойствами, такими как широкий спектр поглощения и узкий люминесцентный пик, которые можно варьировать в широком спектральном диапазоне простым изменением размера нанокристаллов, повышенная фотостабильность, наличие оболочек и лигандов, которые препятствуют их окислению. Все это обуславливает более широкое использование КТ, по сравнению с органическими красителями, как для фундаментального, так и для технического применения. Поэтому изучение оптических свойств КТ является одной из ключевых задач в современной науке и материаловедении.

Для разработки некоторых практических приложений необходимо знать зависимость спектральных свойств КТ и композитов на их основе от температуры. В одной из наших последних работ [2] для коллоидных КТ в различных твердых матрицах (аморфные полимеры и замороженные стекла) исследовалась зависимость спектров экситонной люминесценции от температуры. Для всех образцов было обнаружено, что с понижением температуры максимумы полос экситонной люминесценции смещаются в область меньших длин волн (более высоких энергий). Анализ таких зависимостей в рамках теории электрон-фононного взаимодействия [3], позволяет определять параметры, характеризующие как сами КТ, так и их взаимодействие матрицей, а именно: величину запрещенной зоны, фактор Хуанга-Риса, и среднюю энергию фононов. Однако вопрос о влиянии параметров эксперимента, в частности, концентрации КТ в образцах, мощности и длины волны возбуждающего лазерного излучения, оставался открытым. Цель настоящей работы состояла в изучении влияния длины волны и мощности лазерного излучения, а также концентрации двухоболочечных полупроводниковых коллоидных квантовых точек на спектрально-люминесцентные свойства КТ, высаженных на стеклянную подложку, а также растворов и полимерных пленок на их основе.

Первый исследуемый образец представлял из себя КТ CdSe/CdS/ZnS (пр-во QD Light, Россия) в химически чистом толуоле, нанесенные на подложку с помощью методики blade coating, описанной ранее в работе [4]. В данной работе мы также исследовали полимерные пленки из пористого полипропилена (ПП), полиэтилтерефталата (ПЭТФ), и полиметилметакрилата (ПММА), допированные квантовыми точками. Все пленки были изготовлены по методу spin coating.

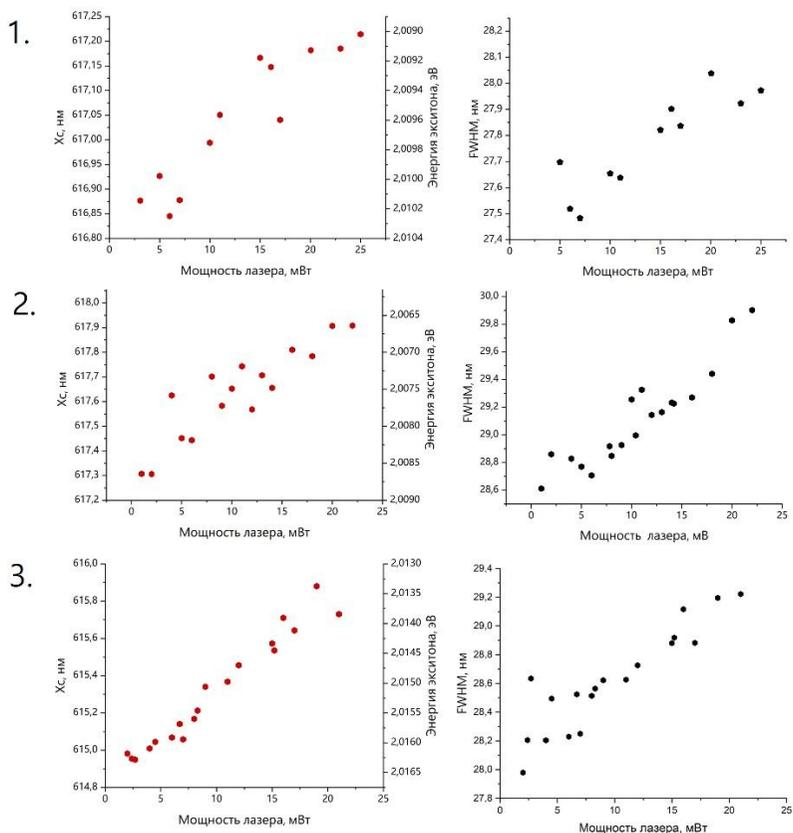
Люминесценцию образцов возбуждали при помощи широкополосного линейного перестраиваемого лазера на красителе (родамин 6G) CR-599 (Coherent Radiation). Спектры люминесценции были измерены с помощью компактного эшелле-спектрометра (ИСАН, Москва, Троицк). В качестве детектора использовали кремниевый фотодиод Thorlabs PDA36A-ES. Интенсивность лазерного излучения ослабляли нейтральными светофильтрами. Для растворов КТ также были измерены спектры поглощения на спектрофотометре СФ-2000. Дополнительные измерения спектров люминесценции с высоким спектральным разрешением были выполнены на светосильном спектрометре СДЛ-1, где в качестве детектора использовали ПЗС-камера PCO PixelFly (квантовая эффективность до 62 %). Все спектры были измерены при комнатной температуре.

Для каждого образца были измерены спектры люминесценции, которые аппроксимировали функцией Гаусса, что позволило определить ширину спектров и положения пиков люминесценции.



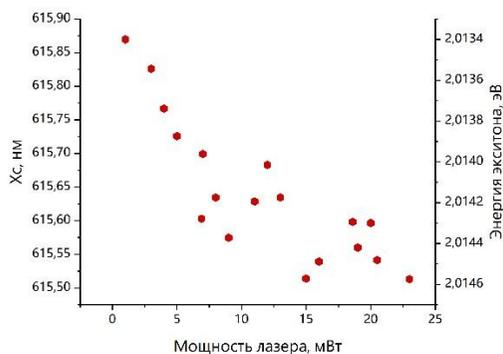
**Рис. 1.** Влияние длины волны лазерного излучения на положение максимума –  $X_c$  (а) и ширину – FWHM (б) спектров люминесценции для КТ, высаженных на подложку (1), и в полимерных матрицах: полипропилен (2), полиэтилтерефталат (3), полиметилметакрилат (4).

Из полученных результатов (Рис. 1) следует, что длина волны возбуждающего лазера очень слабо влияет на ширину и положение полос люминесценции для всех исследованных образцов. Изменение интенсивности люминесценции связано с изменением интенсивности лазерного излучения при изменении длины волны лазера.



**Рис. 2.** Зависимость положения максимума –  $X_c$  (а) и ширины – FWHM (б) спектра люминесценции от мощности лазера накачки для КТ на стекле (1), а также в матрицах ПП (2) и ПЭТФ (3).

Зависимости, изображенные на рис. 2, демонстрируют уширение спектров и их сдвиг в длинноволновую область с увеличением интенсивности лазера для КТ в ПП, ПЭТФ и высаженных на стеклянную подложку. В полимерной матрице ПММА, допированной КТ обнаружен сдвиг в коротковолновую область (рис. 3). Аналогичный результат был получен для КТ CdSe в ПММА [5], где рассматривали наличие безызлучательного канала релаксации.



**Рис. 3.** Зависимость положения пика от мощности лазерной накачки для КТ в ПММА.

Проведенные исследования показали существенное изменение положения и ширины спектра люминесценции в зависимости от условий эксперимента. Повышение мощности накачки приводит к длинноволновому смещению и заметному уширению спектров люминесценции. Однако для квантовых точек в ПММА существует обратная зависимость – с увеличением мощности лазерного излучения наблюдается сдвиг в коротковолновую область. Явной зависимости спектрально-люминесцентных характеристик от длины волны возбуждения не выявлено.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-32-70005-мол\_а\_мос).

### Литература

1. Zdobnova T.A., Lebedenko E.N., Deev S.M. // Acta Naturae. 2011. № 1. P. 30.
2. Аржанов А.И. и др. // Труды школы-семинара «Волны-2019». Секция 8. М.: МГУ, 2019. С. 4.
3. Магарян К.А. и др. // Опт. спектроск. 2019. Т. 126. № 1. С. 50.
4. Karimullin K.R. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 859. Art. № 012010.
5. Hoheisel W. et al. // J. Chem. Phys. 1994. V. 101. № 10. P. 8455.
6. Ремпель С.В. и др. // ФТТ. 2015. Т. 57. № 6. С. 1087.

## INFLUENCE OF THE WAVELENGTH AND LASER RADIATION POWER ON THE LUMINESCENCE SPECTRA OF CdSe/CdS/ZnS QUANTUM DOTS IN VARIOUS MATRICES

A.E. Eskova<sup>1,\*</sup>, A.I. Arzhanov<sup>1,2</sup>, K.A. Magaryan<sup>1</sup>, N.A. Koverga<sup>1</sup>, K.R. Karimulin<sup>1,2</sup>,  
A.V. Naumov<sup>1,2</sup>

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

*119435, Moscow, Malaya Pirogovskaya St., b. 29*

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

*108840, Troitsk, Moscow, Fizicheskaya St., b. 5*

\*e-mail: evgenievnaanna11@mail.ru

For colloidal quantum dots (QDs) in polymer matrices, solutions, and spread on a glass substrate, the dependences of the width and position of the center of the luminescence spectrum on the wavelength and laser power were analyzed. It was shown that the wavelength of the exciting laser does not affect the width and position of the luminescence peak. Laser power has a significant effect on these parameters, causing a Stokes shift of the luminescence spectra and their broadening, however, an anti-Stokes shift was detected for a PMMA polymer film doped with quantum dots.

**Keywords:** colloidal quantum dots, laser spectroscopy, concentration, luminescence, Stokes shift.

# ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

С.М. Аракелян, С.В. Жирнова, А.Ф. Галкин, Д.А. Кочуев, Е.Л. Шаманская,  
К.С. Хорьков

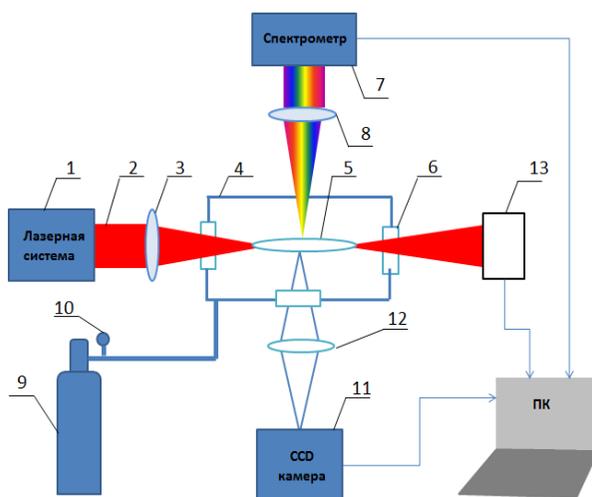
*Владимирский государственный университет  
Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых  
600000, Владимир, Горького, 87  
\*e-mail: svetlanna\_vik@mail.ru*

В данной работе измеряется температура плазмы в среде аргона и азота при различных значениях давления. Такие данные могут быть использованы для расчетов параметров плазмы: концентрации электронов, частоты столкновений с атомами и молекулами. Для измерения температуры используется два подхода: с применением микропирометра и измерение по относительной интенсивности спектральных линий.

**Ключевые слова:** лазерно-индуцированная плазма, оптический пробой, фемтосекундная лазерная система, электронная температура, спектральная линия, микропирометр.

Как показано в работах [1,2] для увеличения эффективности получения наночастиц при абляции с поверхности под воздействием лазерного излучения используется энергия, транспортируемая по электрической дуге. При этом эффективная коррекция электрической дуги может быть осуществлена с помощью оптического разряда (ОР). Для оптимизации ОР необходимо, в частности знать характеристики плазмы ОР, такие, как концентрация электронов, температура плазмы, а также ее проводимость.

Измерение электронной температуры лазерно-индуцированных плазменных каналов в средах аргона и азота при различных давлениях по относительным интенсивностям спектральных линий проводилось по схеме, представленной на рис 1.



**Рис. 1.** Схема проведения эксперимента: 1 – фемтосекундная лазерная система; 2 – лазерное излучение; 3, 12, 8 – фокусирующая линза; 4 – изолированный сосуд; 5 – область оптического пробоя и образования плазменного канала; 6 – входные и выходные окна в изолированном сосуде; 7 – спектрометр; 9 – баллон с газом; 10 – редуктор; 11 – CCD-камера; 13 – измеритель мощности.

Лазерное излучение (2) фемтосекундной лазерной системы фокусировалось во внутренний объем разработанного сосуда (4) с помощью фокусирующей линзы с фокусным расстоянием 150 мм. В фокальной плоскости фокусирующей линзы формируется оптический пробой. Регистрация геометрических характеристик и яркости свечения осуществлялась CCD-камерой. Объем сосуда заполнялся из баллона, содержащего необходимый газ, контроль давления в сосуде осуществлялся редуктором, оснащенный запорной и измерительной аппаратурой. Исследование спектра выходного излучения осуществлялось с использованием спектрометра (7). Данные со спектрометра и CCD-камеры в процессе проведения экспериментальных работ собирались на персональном компьютере. Получены спектры плазмы при различных значениях давления.

Полученные спектральные линии регистрировались при экспозиции 2сек. Длительное время экспозиции необходимо для получения хорошего отклика матрицы спектрометра и усреднения регистрируемого сигнала. Параметры съемки спектров аналогичны для всех проведенных экспериментов.

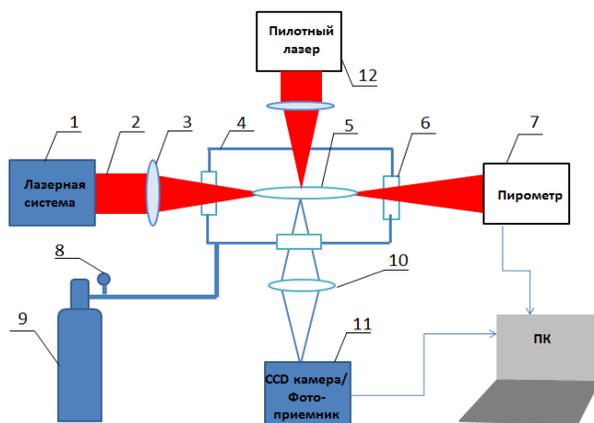
Расчет электронной температуры производился в соответствии с [3]. Окончательная формула для расчета электронной температуры имеет вид:

$$T_e = \frac{-\Delta E}{\left(\ln\left(\frac{I_2}{I_1}\right) - \ln\left(\frac{g_2 f_2}{g_1 f_1} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^3\right)\right) * k}, \quad (1)$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – длина волны спектральной линии (нм) для расчетов удобнее использовать наиболее разнесенные пары линий. Для аргона использовались линии 415,85 нм и 852,14 нм, для азота линии 746,83 нм и 493,5 нм. Значения интенсивности спектральных линий  $I$  получены со спектрометра.

$\Delta E$  – разность энергий возбуждения исследуемых линий,  $f$  – сила осциллятора,  $g$  – статистический вес уровня,  $\lambda$  – длина волны соответствующей линии спектра.

Измерение электронной температуры лазерно-индуцированных плазменных каналов в средах аргона и азота при различных давлениях методом фотопирометрии проводилось по схеме представленной на рис 2.



**Рис. 2.** Схема эксперимента: 1 – фемтосекундная лазерная система; 2 – лазерное излучение; 3, 10 – фокусирующая линза; 4 – изолированный сосуд; 5 – область оптического пробоя и образования плазменного канала; 6 – входные и выходные окна в изолированном сосуде; 7 – пирометр высокотемпературный; 8 – редуктор; 9 – баллон с газом; 11 – CCD-камера/фотоприемник; 12 – пилотный лазер.

Эксперименты проводились с использованием импульсной лазерной системы (1), длительность импульса 280 фс, частота следования импульсов 10 кГц, энергия в импульсе 150 мкДж, длина волны излучения 1030 нм. Лазерное излучение фокусировалось одиночной плоско-выпуклой линзой с фокусным расстоянием 150 мм в сосуд, позволяющий

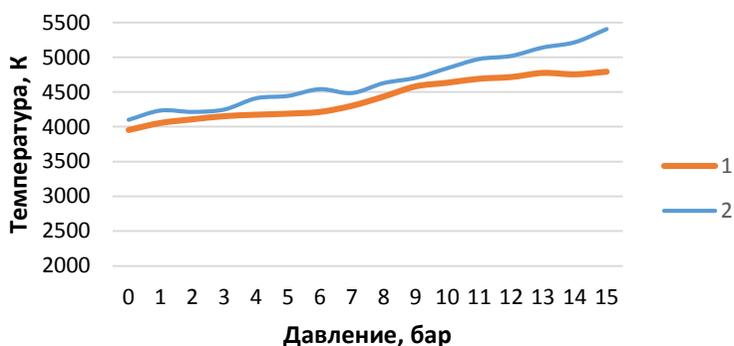
осуществлять исследование лазерно-индуцированных процессов в различных средах при различном давлении и температуре.

При проведении измерения температуры лазерно-индуцированной плазмы в газе (аргон и азот) при различном давлении использовался высокотемпературный микропирометр модели МП-1001. Данный прибор позволяет осуществлять измерение яркостной температуры в диапазоне от 1500 до 5000 К. Переход от яркостной температуры ( $T_{я}$ ) к истинной ( $T_{ист}$ ) осуществляется в соответствии с формулой [4]:

$$T_{ист} = \frac{T_{я} \cdot C_2}{C_2 + \lambda T_{я} \cdot \ln \alpha}, \quad (2)$$

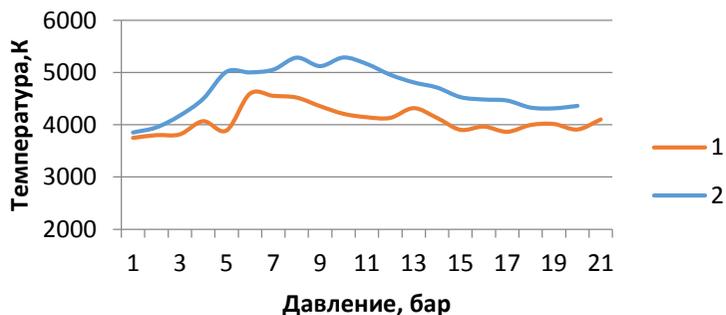
где  $\lambda = 650$  нм опорная/калиброванная длина волны,  $C_2 = 0.014388 \text{ м} \cdot \text{К}$  вторая постоянная Планка,  $\alpha$  – степень черноты (коэффициент поглощения). Степень черноты определялась путем измерения интенсивности проходящего опорного/зондирующего лазерного луча с длиной волны 650 нм через объем лазерно-индуцированного плазменного канала.

На рисунке 3 представлены графики зависимости температуры плазменных каналов от величины давления, полученные с использованием двух различных методов. Наблюдается увеличение значений температуры при повышении давления. Что касается сравнения методов, то данные температуры, полученные двумя различными способами, между собой соотносятся, разница в значениях наблюдается небольшая, и не является критичной (не превышает 10%).



**Рис. 3.** Температура плазменных каналов в среде азота: 1 – значения температуры, полученные по методу относительной интенсивности спектральных линий; 2 – значения температуры, полученные с использованием пирометра.

На рисунке 4 представлен график аналогичный графику, изображенному на рисунке 3, в данном случае для среды аргона.



**Рис. 4.** Температура плазменных каналов в среде аргона: 1 – значения температуры, полученные с использованием пирометра; 2 – значения температуры, полученные по методу относительной интенсивности спектральных линий.

Исходя из графиков, изображенных на рисунке 4, делаем вывод, что значения температуры, полученные двумя разными методами, имеют лишь относительно небольшую расхожимость в результатах. Поскольку, как показывают соответствующие оценки, характерное время теплообмена электронов с тяжелыми частицами составляет доли микросекунды, а межимпульсный период 100 мкс, то фактически определенная за время измерения электронная температура равна газовой температуре, то есть имеем дело с локальным термодинамическим равновесием.

#### Литература

1. Ivashenko A.V., Koshuev D.A., Chkalov R.V. et al. // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing. 2019. V. 1164. № 1. P. 012021.
2. Ivashenko A.V., Koshuev D.A., Chkalov R.V. // (LIEES) Materials Today: Proceedings. 2019. № 11. P. 465-470.
3. С.Ю. Лукьянов. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: Наука, 1975, 408 с.
4. Магунов А.Н. // Научное приборостроение. 2010. Т. 20. № 3. С. 22–26.

### TEMPERATURE CHARACTERISTICS OF PLASMA INDUCED BY FEMTOSECOND LASER RADIATION

**S.V. Zhirnova, A.F. Galkin, D.A. Kochuev, E.L. Shamanskaya, K.S. Khorkov**

*Vladimir State University*  
600000, Vladimir, Gorky, 87  
\*e-mail: svetlanna\_vik@mail.ru

In this work, the plasma temperature in an argon and nitrogen medium is measured at various pressure values. Such data can be used to calculate plasma parameters: electron concentration, collision frequency with atoms and molecules, etc. Two approaches are used to measure temperature: using a pyrometer and measuring the relative intensity of spectral lines.

**Key words:** laser-induced plasma, optical breakdown, femtosecond laser system, electron temperature, spectral line, micropyrometer.

# АПКОНВЕРСИОННЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Д.К. Жарков<sup>1,\*</sup>, А.В. Леонтьев<sup>1</sup>, А.Г. Шмелев<sup>1</sup>, В.Г. Никифоров<sup>1</sup>, В.С. Лобков<sup>1</sup>,  
М.Х. Алькалтани<sup>2,3</sup>, Ф.Р. Хеммер<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского - обособленное структурное подразделение ФИЦ Казанский научный центр РАН  
420029, Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7

<sup>2</sup>Центр квантовой оптики и квантовой информатики  
11442, Саудовская Аравия, Эр-Рияд, Город науки и технологии им. короля Абдулазиза

<sup>3</sup>Техасский университет A&M  
77843, США, Техас, Колледж Стэйшин

\*e-mail: dzharkov@list.ru

Гидротермальным методом нами синтезированы растворимые в воде наночастицы YVO<sub>4</sub>: Yb, Er размером 10-20 нм. Наночастицы демонстрируют интенсивную люминесценцию в зеленой области, благодаря ионам Er<sup>3+</sup>, при возбуждении лазерным излучением на длине волны 980 нм за счет процесса апконверсии. Яркая и стабильная люминесценция также сохраняется и в водном растворе наночастиц. На основе экспериментальных данных можно утверждать, что полученные объекты являются перспективными в биологических приложениях, а также в качестве апконверсионных люминофоров.

**Ключевые слова:** наночастицы, апконверсия, люминесценция, оптогенетика, люминофоры, новые материалы, редкие земли.

В последнее время особое внимание уделяется биосовместимым наноразмерным новым материалам [1]. В частности, можно создать нейроны головного мозга с ионными каналами, которые будут чувствительны к оптическому излучению в синей или зеленой спектральной области [2]. В то же время возникает проблема источника оптического возбуждения, который способен люминесцировать на требуемых длинах волн. Наиболее распространенным является подход, основанный на использовании оптического волокна, которое вставляется непосредственно в живые ткани. Однако более перспективным выглядит использование люминофоров малого размера, которые можно поместить в необходимое положение с наименьшим воздействием на живые ткани [3-5]. Возбуждение люминесценции осуществляется за счет процесса апконверсии энергии, в котором наночастицы поглощают инфракрасный свет, наименее опасный для живых клеток, а светятся в зеленой или синей областях. Этого можно добиться, используя наночастицы, содержащие редкоземельные элементы [6,7,8].

Нами синтезированы наночастицы на основе ортованадата натрия, содержащие ионы эрбия, иттрия и иттербия. Синтез проводился гидротермальным методом с последующим кальцинированием. Рост наночастиц регулировался добавлением цитрата натрия. Во избежание образования агломератов наночастицы покрывались золей кремнезема с последующим удалением путем промывки плавиковой кислотой. В результате были получены монодисперсные наночастицы с размерами 10-20 нм, не образующие агломератов в сухом виде, а также в водном растворе.

Иттербий имеет большое сечение поглощения при возбуждении лазерным излучением на длине волны 980 нм. В таком случае он может выступать эффективным приемником излучения. После поглощения энергия через энергетические уровни иттрия передается на эрбий, который известен своими выдающимися люминесцентными свойствами [9,10].

Люминесцентные свойства полученных наночастиц были исследованы с использованием диодного лазера с длиной волны 980 нм и средней мощностью 300 мВт, автоматизированного монохроматора МДР-12 и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79. В результате были зарегистрированы интенсивные полосы люминесценции в области 525 нм и 550 нм. Важным

является тот факт, что эффективность люминесценции снижается незначительно при переходе от сухого порошка к водному раствору, что свидетельствует об устойчивости полученных наночастиц к низкочастотным тушителям, одним из которых является вода, и о перспективности использования таких объектов в биологических приложениях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-03-00635-а, 19-02-00569-а, 18-32-00076 мол\_а. Исследования морфологии и состава наночастиц были выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования «Изучения строения, состава и свойств веществ и материалов ФИЦ КазНЦ РАН»

### Литература

18. A. Gautier, C. Gauron, M. Volovitch et. al. // Nat. Chem. Biol. 2014. V. 10. P. 533.
19. N. Ankenbruck, T. Courtney, Y. Naro et. al. // Chem., Int. Ed. 2018. V. 57. P. 2768.
20. K. Huang, Q. Dou, X. J. Loh // RSC Adv. 2016. V. 6. P. 60896.
21. S. Wen, J. Zhou, K. Zheng et. al. // Nat. Commun. 2018. V. 9. P. 2415.
22. Zhimin Wang, Ming Hu, Xiangzhao Ai et. al. // Adv. Biosys. 2018. V. 3. P. 1800233.
23. Michalet, X.; Pinaud, F. F.; Bentolila et. al. // Science 2005. V. 207. P. 538.
24. Medintz, I. L.; Uyeda, H. T.; Goldman, E. R. et. al. // Nat. Mater. 2005. V. 4. P. 435.
25. Zharkov D. K. Shmelev, A. G., Leontyev, A. V. et al. J. of Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1283. P. 012015.
26. Gamelin, D. R.; Gu ¨del, H. U. Top. // Curr. Chem. 2001. V. 214. P. 1.
27. Auzel, F. // Chem. Re . 2004. V. 104. P. 139.

## RARE-EARTH LUMINESCENT UPCONVERSION NANOPARTICLES

**D.K. Zharkov<sup>1,\*</sup>, A.V. Leontyev<sup>1</sup>, A.G. Shmelev<sup>1</sup>, V.G. Nikiforov<sup>1</sup>, V.S. Lobkov<sup>1</sup>,  
M.H. Alkahtani<sup>2,3</sup>, P.R. Hemmer<sup>1,3</sup>**

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

<sup>2</sup>*Center for Quantum Optics and Quantum Informatics  
11442, KACST, Riyadh 11442, Saudi Arabia*

<sup>3</sup>*Texas A&M University  
77843, College Station, Texas, United States*

\*e-mail: dzharkov@list.ru

Using the hydrothermal method, we synthesized water soluble YVO<sub>4</sub>: Yb, Er nanoparticles with a size of 10–20 nm. Nanoparticles exhibit intense luminescence in the green region due to Er<sup>3+</sup> ions when excited by laser radiation at a wavelength of 980 nm due to the up-conversion process. Bright and stable luminescence also persists in an aqueous solution of nanoparticles. Based on experimental data, it can be argued that the objects obtained are promising in biological applications, as well as up-conversion phosphors.

**Key words:** nanoparticles, upconversion, luminescence, optogenetics, phosphors, new materials, rare-earths.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ДИНАМИКИ В СЛОИСТЫХ АНСАМБЛЯХ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК МЕТОДАМИ ФОТОННОГО ЭХА, ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ И РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

К.Р. Каримуллин<sup>1,2,\*</sup>, А.И. Аржанов<sup>1,2</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>1,3</sup>, Б.А. Кульницкий<sup>3,4</sup>,  
А.В. Наумов<sup>1,2</sup>, Н.В. Суровцев<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, 108840, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет, 119435, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, 141700, г. Долгопрудный, Россия

<sup>4</sup>Троицкий институт сверхтвёрдых и новых углеродных материалов, 108840, г. Москва

<sup>5</sup>Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, г. Новосибирск, Россия

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

Спектроскопическими методами, включая фотонное эхо, люминесцентную спектроскопию и микроскопию, а также рамановскую спектроскопию, исследованы релаксационные процессы в тонких пленках полупроводниковых коллоидных квантовых точек. Состав и структура квантовых точек, и их распределение по размеру были определены методом просвечивающей электронной микроскопии. Проанализированы возможные механизмы оптической дефазировки в слоистых ансамблях квантовых точек.

**Ключевые слова:** квантовые точки, оптическая дефазировка, фотонное эхо, люминесцентная спектроскопия, электронная микроскопия, рамановская спектроскопия

Полупроводниковые нанокристаллы (квантовые точки, КТ), в особенности коллоидные КТ, благодаря своим уникальным фотофизическим свойствам (высокий квантовый выход, фотостабильность, наличие широкой полосы поглощения и узкого перестраиваемого спектра люминесценции) находят все более широкое применение в современной науке и технологиях [1-3]. Одним из наиболее актуальных направлений использования КТ и материалов на их основе является квантовая оптика, в частности, разработка источников неклассического света и создание ячеек для квантовой памяти (см., например, [4]). При разработке подобных устройств требуется всестороннее изучение процессов фазовой релаксации, приводящих к распаду когерентных состояний в ансамбле КТ. Методика фотонного эха (ФЭ) является незаменимым инструментом для исследования таких релаксационных процессов. Наряду с техникой высокого временного разрешения, для комплексного исследования внутренней динамики в ансамбле полупроводниковых коллоидных квантовых точек могут быть использованы другие спектроскопические методики, включая люминесцентную спектроскопию и микроскопию, электронную микроскопию и рамановское рассеяние.

В данной работе мы исследовали тонкие пленки, изготовленные из двухоболочечных коллоидных КТ CdSe/CdS/ZnS при помощи специально-разработанной методики нанесения из раствора на поверхность стеклянной подложки [5]. Спектры поглощения и люминесценции пленок показаны на рис. 1. В спектре поглощения наблюдается экситонная полоса поглощения на длине волны 577 нм. Спектры люминесценции КТ в растворе и на подложке представляют собой симметричные полосы с шириной около 25 нм с максимумом на длине волны 580 и 610 нм соответственно. Наблюдаемое смещение максимума спектра при переходе от жидкого раствора к пленке на подложке может быть связано с разной концентрацией КТ в исследуемых образцах. Тонкой пунктирной линией на рис. 1 схематично показан спектр люминесценции одиночной КТ CdSe/CdS/ZnS. Все спектры измерены при комнатной температуре.

Приготовленные образцы были исследованы методами люминесцентной микроскопии [6]. Обнаружено, что в тонких пленках, представляющих собой несколько последовательно нанесенных на поверхность стеклянной подложки однородных слоев, КТ распределены равномерно, а их концентрация значительно изменяется лишь на краях образца и вблизи

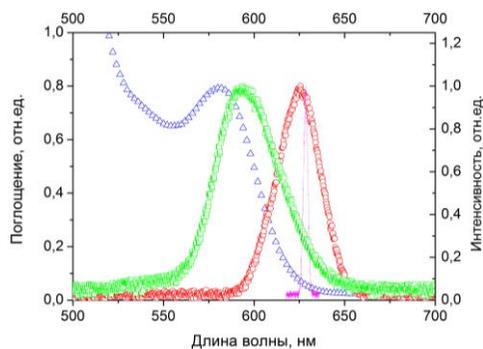


Рис. 1. Спектр поглощения (синие треугольники), спектры люминесценции КТ CdSe/CdS/ZnS в толуоле (зеленые квадраты) и на поверхности стеклянной подложки (красные кружки); схематичный спектр одиночных КТ (тонкая пунктирная линия).

трещин. На рис. 2 показаны (слева направо): люминесцентное изображение участка образца размером  $100 \times 100$  мкм, полученное при помощи оптического микроскопа, оснащенного приставкой для люминесцентной микроскопии и профиль распределения интенсивности сигнала люминесценции вдоль выбранного направления на образце (отмечено на левом рисунке красным прямоугольником). В правой части рис. 3 показано люминесцентное изображение образца, полученное при помощи эпилюминесцентного микроскопа с высоким пространственным разрешением. Полученные данные свидетельствуют об однородности приготовленных образцов.

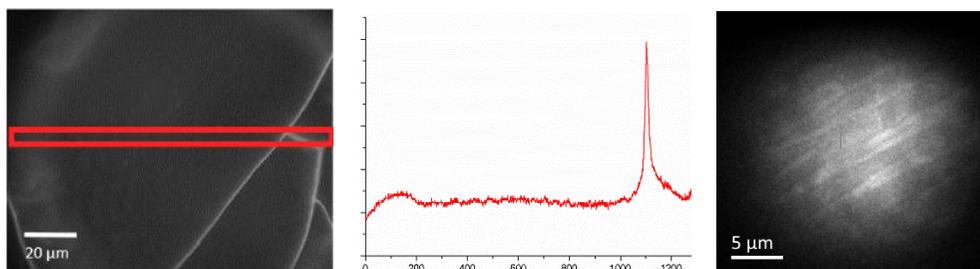


Рис. 2. Слева и справа – люминесцентные изображения, по центру – профиль распределения интенсивности сигнала люминесценции вдоль выбранного направления (красный прямоугольник) на образце.

Для определения состава, структуры и разброса размеров КТ мы исследовали их при помощи просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) JEM-2010 в ФГБНУ ТИСНУМ.

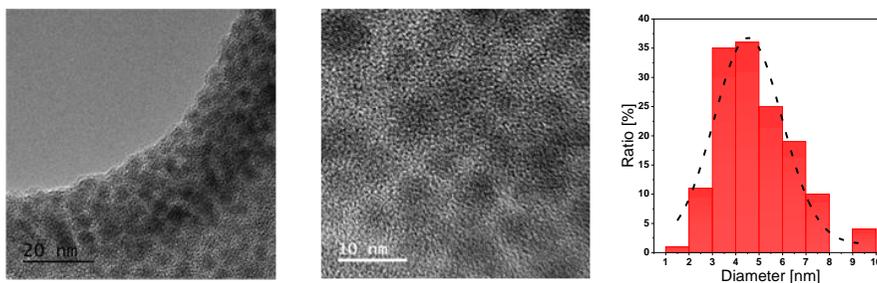


Рис. 3. Изображения, полученные методом ПЭМ (а,б), и распределение КТ по размерам (в).

Примеры полученных изображений показаны на рис. 3 а, б. По полученным снимкам можно качественно охарактеризовать упаковку атомов в КТ. Порядок атомных рядов и колонок не нарушается наличием дислокаций в подавляющем большинстве объектов, которые дают возможность провести такую оценку, что указывает на высокое качество КТ и малое количество дефектов кристаллической структуры на интерфейсе. Анализ величин атомных рядов и колонок, а также межплоскостных расстояний позволяет заключить, что представленные КТ имеют сферическую форму. После обработки изображений была построена гистограмма распределения КТ по размерам (рис. 3в), из которой видно, что размер (радиус) большинства КТ распределен в диапазоне от 3 до 7 нм (как и заявлено производителем). Однако среди исследуемых КТ были обнаружены частицы, размер которых

лежит за пределами указанного диапазона, причем присутствуют как более мелкие КТ так и нанокристаллы размером до 10 нм. Наличие большой дисперсии размеров КТ может быть причиной сильного неоднородного уширения спектров наноконкомпозитов.

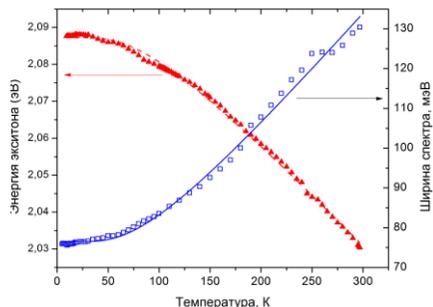


Рис. 4. Температурная зависимость положения максимума спектра люминесценции КТ или энергии экситона (красные треугольники) и ширины этих спектров (синие квадраты).

Далее были измерены спектры люминесценции образцов при разных температурах в диапазоне от 4.5 до 300 К и построена температурная зависимость положения максимума (энергии экситона) и ширины спектров (рис. 4). Полученная зависимость для энергии экситона аппроксимирована формулой  $E_g(T) = E_g(0) - 2SE_{LO}/[\exp(E_{LO}/kT) - 1]$  [7].

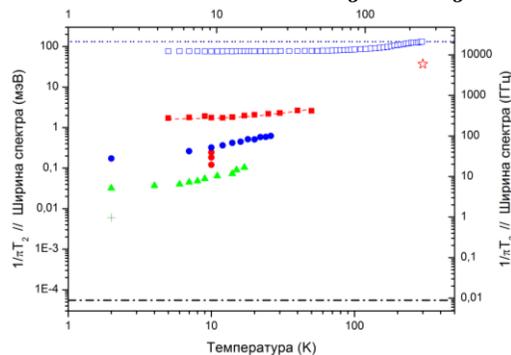


Рис. 6. Сводный график данных по ширинам спектров КТ и композитов на их основе.

CdSe/CdS/ZnS при  $T = 4.5 - 50$  К. Температурная зависимость обратного времени оптической дефазировки, построенная по полученным данным, показана на рис. 6 (красные квадраты) вместе с  $T$ -зависимостью ширины спектров люминесценции (синие квадраты). Для сравнения приведены данные, полученные методом аккумулярованного фотонного эха в 3,6 нм КТ CdSe (синие кружки) [9], выжигания спектральных провалов в 9 нм КТ CdSe/ZnS (зеленые треугольники) [10], фотолюминесцентной спектроскопии одиночных 4,3 нм КТ CdSe (красные кружки) [11]. Точные измерения методом выжигания спектральных провалов с использованием модулированного низкоинтенсивного лазерного возбуждения позволили измерить наиболее узкие однородно-уширенные линии в ансамбле 9 нм КТ CdSe/ZnS – 6 мкэВ при  $T = 2$  К (крест) [12].

Значения ширины, полученные для одиночных квантовых точек при  $T=10$  К, находятся ниже температурной зависимости обратного времени оптической дефазировки, измеренной методами ФЭ. Это может быть связано с тем, что наши измерения проводились в неоднородном (по размеру и форме) ансамбле КТ, что может приводить к дополнительному уширению. Самая нижняя штрих-пунктирная линия показывает естественную ширину  $\Gamma_0 = 1/2\pi T_1$ , определенную по величине  $T_1 = 11$  нс на основе изучения кинетики люминесценции в наших образцах. Ширина спектра люминесценции одиночных квантовых точек

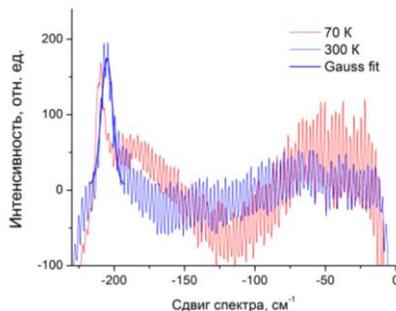


Рис. 5. Спектры рамановского рассеяния, измеренные в тонких пленках квантовых точек при  $T = 70$  К (тонкая красная линия) и  $T = 300$  К (тонкая синяя линия) на стеклянной подложке.

Полученные значения  $E_g(0)$ , фактора Хуанга-Риса  $S$  и средней энергии  $E_{LO}$  локальных оптических фононов, связанных с релаксацией электронного возбуждения равны  $2.09 \pm 0.02$  эВ,  $1.67 \pm 0.02$  и  $20.3 \pm 0.5$  мэВ соответственно. Полученное значение  $E_{LO} = 20.3 \pm 0.5$  мэВ близко к величине 25 мэВ ( $206 \text{ cm}^{-1}$ ), полученной при независимых измерениях спектров рамановского рассеяния в тонких пленках КТ (см. рис. 5), выполненных в ИАЭ СО РАН по методике, описанной в [8].

Сигналы некогерентного ФЭ (НФЭ) были измерены в тонкой пленке КТ

CdSe/CdS/ZnS при комнатной температуре показана звездочкой. Синяя пунктирная линия наверху соответствует ширине спектра люминесценции, измеренного в ансамбле наших КТ при  $T = 300$  К. Эта величина характеризует максимально возможную ширину неоднородного уширенного спектра исследуемого ансамбля КТ.

В исследованном интервале температур температурная зависимость обратного времени оптической дефазировки, измеренная методом НФЭ, характеризуется наличием дополнительного уширения, которое, по-видимому, не зависит от температуры и может быть интерпретировано как характеристика исследуемого образца. Дополнительное уширение может быть связано с быстрой внутренней динамикой в КТ, с их распределением по размеру и форме, а также с неоднородным распределением локальных полей вблизи отдельных КТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-01121-а).

### Литература

1. Cai E. et al. // *Angew. Chem. Int. Ed.* 2014. V. 53. P. 12484.
2. Bera D. et al. // *Materials*. 2010. V. 3. P. 2260.
3. Aubret A. et al. // *Nanoscale*. 2016. V. 8. P. 2317.
4. Kurucz Z. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. Art. № 010502.
5. Karimullin K.R. // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 859. Art. № 012010.
6. Каримуллин К.Р. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2017. Т. 81. № 12. С. 1581.
7. O'Donnell K.P., Chen X. // *Appl. Phys. Lett.* 1991. V. 58. № 25. P. 2924.
8. Surovtsev N.V. // *Optoelectron. Instrum. Data Process.* 2017. V. 53. P. 250.
9. Takemoto K. et al. // *Sol. State Commun.* 2000. V. 114. P. 521.
10. Palinginis P., Wang H., *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 78. P. 1541.
11. Empedocles S.A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 3873.
12. Palinginis P. et al. // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 67. Art. № 201307(R).

## STUDY OF INTERNAL DYNAMICS IN LAYERED ASSEMBLIES OF COLLOIDAL QUANTUM DOTS BY PHOTON ECHO, LUMINESCENT AND RAMANOV SPECTROSCOPY

**K.R. Karimullin<sup>1,2,\*</sup>, A.I. Arzhanov<sup>1,2</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>1,3</sup>, B.A. Kulnitsky<sup>3,4</sup>,  
A.V. Naumov<sup>1,2</sup>, N.V. Surovtsev<sup>5</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Spectroscopy RAS, Moscow, 108840 Russia*

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

<sup>3</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology, 141700 Russia*

<sup>4</sup>*Technological Institute for Superhard and Novel Carbon Materials, Moscow 108840 Russia*

<sup>5</sup>*Institute of Automation and Electrometry SB RAS, Novosibirsk, 630090 Russia*

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

By spectroscopic methods, including photon echo, luminescent spectroscopy and microscopy, as well as Raman spectroscopy, relaxation processes in thin films of semiconductor colloidal quantum dots are studied. The composition and structure of quantum dots, and their size distribution, were determined by transmission electron microscopy. The possible mechanisms of optical dephasing in layered ensembles of quantum dots are analyzed.

**Key words:** quantum dots, optical dephasing, photon echo, luminescence spectroscopy, electron microscopy, Raman spectroscopy

# ФОРМИРОВАНИЕ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Д.А. Кочуев

*Владимирский государственный университет имени  
Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых  
600000, г.Владимир, ул. Горького, 87  
\*e-mail: \_b\_@mail.ru*

В работе проведена оценка эффективности синтеза наноразмерных сферических порошковых материалов методом комбинированного воздействия ультракоротких лазерных импульсов и электрического дугового разряда. Экспериментально определены оптимальные, с точки зрения технологичности и эффективности, условия, способствующие распространению эклектического дугового разряда по лазерно-индуцированному плазменному каналу.

**Ключевые слова:** Лазерно-индуцированный плазменный канал, оптический пробой, ультракороткие лазерные импульсы, электрический дуговой разряд, ультрадисперсный порошок.

Использование комбинированного подхода для проведения лазерной абляционной обработки обусловлено значительно меньшей стоимостью энергии электрического дугового разряда по сравнению с лазерной, подобные подходы представлены в [1-2]. При таком методе обработки энергия лазерного излучения служит для формирования проводящего плазменного канала, используемого для транспортировки электрического дугового разряда на поверхность образца [3]. Использование лазерного луча в качестве средства формирования проводящей области в пространстве позволяет не только исключить образование примесей в получаемом порошковом материале, но и осуществить динамичное изменение положения области обработки на поверхности образца.

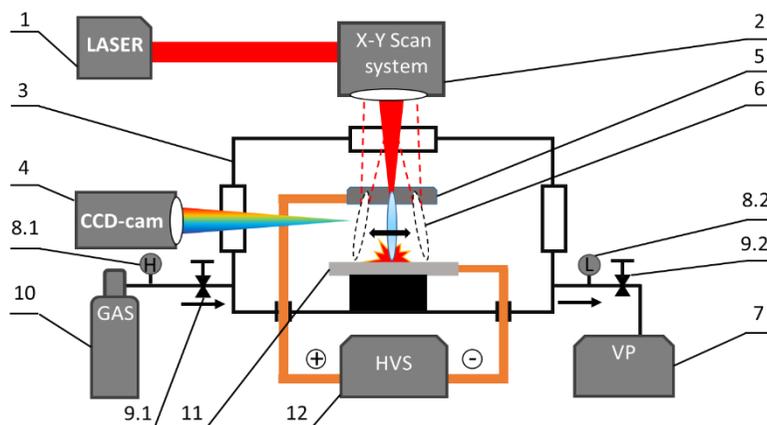


Рис. 1. Схема процесса комбинированной обработки.

В работе проводилась обработка поверхности титана (11) методом комбинированного воздействия ультракоротких лазерных импульсов и электрического дугового разряда (6) [4]. Было определено оптимальное фокусное расстояние оптической системы (2), позволяющее сформировать область лазерно-индуцированной плазмы в области каустики необходимой

протяженности. Лазерно-индуцированный плазменный факел инициировался источником лазерного излучения «ТЕТА10» (1) с длительностью импульса 280 фс, энергией в импульсе 150 мкДж, с длиной волны 1030 нм. Область фокусировки подбиралась таким образом, чтобы продукты абляции не выступали в качестве каркаса для распространения электрического дугового разряда подобно распространению электрической дуги на частицах пыли описанного в работе [5]. Повышение концентрации электронов в объем лазерно-индуцированного плазменного канала, осуществлялась путем повышения давления в рабочей камере (3). Оценка концентрации свободных электронов осуществлялась посредством анализа спектров лазерно-индуцированного плазменного канала аналогично работе [6]. В качестве газа в рабочей камере использовался высокочистый аргон из баллона (10), рабочее давление поддерживалось в диапазоне 8-10 бар. Откачка объема камеры перед заполнением осуществлялась вакуумным насосом (7). Контроль высокого давления осуществлялся датчиком (8.1), регулировался вентилем (9.1). Давление разрядки контролировалось датчиком (8.2) и регулировалось вентилем (9.2) Импульс высокого напряжения формировался генератором (12), напряжение изменялось в диапазоне от 20 до 30 кВ. энергия в импульсе электрической дуги составляла 0,05-0,1 Дж. Сток дуги осуществлялся от положительного электрода (5) к отрицательному электроду-образцу (11). Процесс регистрировался CCD камерой (4).

### Литература

1. Любимов В.В., Козырь Д.В., Гнидина И.В. // Известия ТулГУ. Техн. науки. 2015. № 10. С. 68.
2. Козырь Д.В. // Известия ТулГУ. Техн. науки. 2013. № 11. С.141.
3. Ivashchenko A.V., Kochuev D.A, Chkalov R.V. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1164. № 1. Art. no. 012021.
4. Ivashchenko A., Kochuev D., Chkalov R. // Mater. Today Proc. 2019. V. 11. P. 465
5. Кукушкин А.Б., Ранцев-Каринов В.А. // Микросистемная техника. 2002. № 3. С. 22.
6. Kochuev D., Chkalov R., Chernikov A. // Mater. Today Proc. 2019 (in press).

## A STUDY ON THE IMPACT OF PULSED LASER RADIATION AND ELECTRIC ARC DISCHARGE COMBINED EFFECT ON POWDER MATERIALS FORMATION

**D.A. Kochuev**

*Vladimir State University  
87 Gorky Street, Vladimir 600000, Russia  
\*e-mail: \_b\_@mail.ru*

In this paper, the efficiency of the synthesis of nanoscale spherical powder materials by the combined action of ultrashort laser pulses and electric arc discharge was evaluated. The most technologically advanced and effective conditions facilitating the passage of an eclectic arc discharge through a laser-induced plasma channel were experimentally determined.

**Key words:** Laser-induced plasma channel, optical breakdown, ultrashort laser pulses, electric arc discharge, ultrafine powder material.

# УЛЬТРАСТАБИЛЬНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ С НИЗКИМ УРОВНЕМ ТЕПЛОВЫХ ШУМОВ ДЛЯ ЗАДАЧ ПРЕЦИЗИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

К.С. Кудеяров<sup>1,2,\*</sup>, Н.О. Жаднов<sup>1,2</sup>, Д.С. Крючков<sup>1,2</sup>, Г.А. Вишнякова<sup>1</sup>, К.Ю. Хабарова<sup>1,2</sup>,  
Н.Н. Колачевский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53

<sup>2</sup>Российский квантовый центр  
121205, Москва, Большой бульвар, д. 30, стр. 1

\*e-mail: kost1994@yandex.ru

Рассматривается создание лазерных систем, стабилизированных по внешним резонаторам Фабри-Перо. Фундаментальное ограничение на стабильность частоты такой системы накладывается тепловым шумом составных частей резонатора. Снижение уровня тепловых шумов может быть достигнуто выбором подходящих материалов, геометрии и рабочей температуры интерферометра. Экспериментально реализована стабилизация лазеров по криогенным резонаторам из монокристаллического кремния. Исследовано влияние различных типов шумов на относительную нестабильность частоты лазерных систем и предложены методы их подавления.

**Ключевые слова:** ультрастабильные лазерные системы, высокочастотные резонаторы Фабри-Перо, монокристаллический кремний, относительная нестабильность частоты.

Лазерные источники со сверхузкой (менее 1 Гц) шириной спектральной линии находят широкое применение в различных областях фундаментальных и прикладных исследований, таких как детектирование гравитационных волн [1], поиск темной материи и дрейфа фундаментальных констант [2], передача высокостабильных сигналов частоты и времени [3]. Высокостабильные лазеры являются ключевым элементом современных стандартов частоты – оптических часов, относительная нестабильность которых достигает значения  $6 \times 10^{-19}$  за время усреднения около 1 ч [4], что открывает широкие перспективы для использования оптических стандартов в качестве сенсоров, в частности, для картографирования гравитационного потенциала Земли [5].

Для сужения линии генерации и достижения высокой стабильности частоты лазерной системы как правило используется модуляционный метод Паунда-Драйвера-Холла привязки к пику пропускания высокочастотного резонатора Фабри-Перо. Остаточные флуктуации частоты при этом связаны с флуктуациями расстояния между зеркалами интерферометра. Фундаментальное ограничение на стабильность частоты накладывается тепловыми шумами различных частей резонатора: тела, подложек и отражающих покрытий зеркал. Снижение уровня тепловых шумов может быть достигнуто выбором материала с хорошими механическими свойствами, понижением рабочей температуры и увеличением длины базы резонатора. Лучшие на сегодняшний день значения относительной нестабильности частоты лазерных систем не превышают  $4 \times 10^{-17}$  [6,7].

Нами разрабатываются два типа высокостабильных лазерных систем: стабилизированных по резонаторам с длинной (0.5 м) базой из стекла ULE и с использованием кремниевых криогенных резонаторов [8]. Были созданы две лазерные системы на длине волны 1542 нм, стабилизированные по кремниевым резонаторам при температуре 124 К, в которой линейный коэффициент теплового расширения кремния равен нулю. Это позволило определить относительную нестабильность частоты систем путем сличения, а также исследовать влияние различных ограничивающих факторов. На пути к достижению предела тепловых шумов необходимо устранить воздействие возмущений, влияющих на длину резонатора (температурные флуктуации, вибрации), а также шумы оптоэлектронной петли обратной связи. В созданных нами системах одним из ограничивающих факторов являются флуктуации

остаточной амплитудной модуляции излучения, возникающей в электро-оптическом модуляторе и паразитных интерферометрах. Для подавления этого эффекта была реализована система активной компенсации.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-72-10166.

### Литература

1. Kwee P., Bogan C., Danzmann K., et al. // Opt. Express. 2012. V. 20. №10. P. 10617.
2. Derevianko A. // Phys. Rev. A. 2018. V. 97 №4. P. 042506.
3. Droste S., Udem T., Holzwarth R., Hänsch T. W. // Comptes Rendus Phys. 2015. V. 16. №5. P. 524–530.
4. Oelker E., Hutson R.B., Kennedy C.J., et al. // Nat. Photonics. 2019.
5. Riehle F. // Nat. Photonics. 2017. V.11. №1. P. 25–31.
6. Matei D.G., Legero T., Häfner S., et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118 №26 P. 263202.
7. Häfner S., Falke S., Grebing C., et al. // Opt. Lett. 2015. V. 40 №9 P. 2112.
8. Zhadnov N. O., Kudeyarov K. S., Kryuchkov D.S., et al. // Quantum Electron. 2018. V. 48. №5. P. 425–430.

## ULTRASTABLE LASER SYSTEMS WITH LOW THERMAL NOISE FOR PRECISION MEASUREMENTS

**K.S. Kudeyarov<sup>1,2,\*</sup>, N.O. Zhadnov<sup>1,2</sup>, D.S. Kryuchkov<sup>1,2</sup>, G.A. Vishnyakova<sup>1</sup>,  
K.Yu. Khabarova<sup>1,2</sup>, N.N. Kolachevsky<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute  
119991, Moscow, Leninskiy prospect, 53*  
<sup>2</sup>*Russian Quantum Center  
121205, Moscow, Bolshoy bulvar 30, bld. 1*

\*e-mail: kost1994@yandex.ru

The creation of laser systems stabilized to external Fabry-Perot cavities is discussed. The fundamental limit on frequency stability of such system is imposed by thermal noise of its parts. The reduction of thermal noise level can be reached by appropriate choice of material, geometry and temperature of the cavity. We managed to stabilize lasers to cryogenic monocrystalline silicon cavities. The impact of various noises on laser fractional frequency stability was studied and methods to suppress it were suggested.

**Key words:** ultrastable laser systems, high-Q Fabry-Perot cavities, monocrystalline silicon, fractional frequency instability.

# РАЗРАБОТКА МАТРИЦЫ ГРАФЕН – ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В КАЧЕСТВЕ ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНОГО ГРАФЕНА.

А.А. Лачина\*, К.С. Хорьков, Н.Н. Давыдов, В.Г. Прокошев

*Владимирский государственный университет имени  
Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых  
600000, Владимир, ул. Горького, 87  
\*e-mail: lachina.alena@mail.ru*

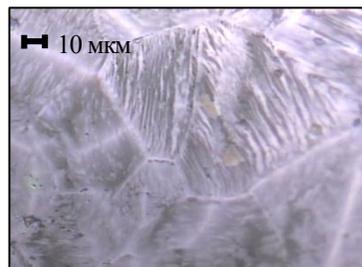
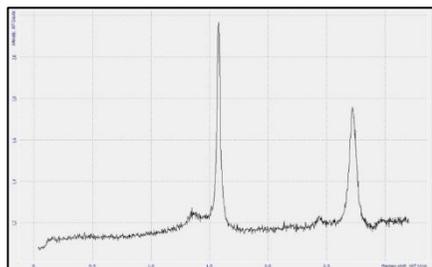
В статье рассмотрены этапы получения поглощающей среды на основе многослойного графена в матрице карбоксиметилцеллюлозы (КМЦ) на оптической подложке. Приведены результаты анализа полученной среды графен – кмц. Описан возможный вариант тестирования поглощающе – насыщающих свойств рабочей среды.

**Ключевые слова:** Графен, карбоксиметилцеллюлоза, поглощающая среда, графеновый поглотитель для волоконных лазерных систем, тестирование насыщающе-поглощающих свойств оптической среды.

Сегодня, для получения ультракоротких импульсов в фемтосекундных волоконных лазерных системах (ВОЛС), используют пассивную синхронизацию мод [1]. Часто данный режим обеспечивается SESAM поглотителями [2], которые имеют относительно высокую стоимость.

Сравниться с модуляторами SESAM по параметрам могут просветляющиеся поглотители на углеродосодержащих структурах. Их разработка заключается в нанесении слоя материала толщиной порядка нескольких микрон на базу оптического элемента [3]. При этом, в качестве рабочего материала, могут использоваться структуры многослойного графена.

Синтез матрицы графен –полимерных композитов осуществлялся в несколько этапов. Первый этап заключался в получение графено – графитовой смеси под воздействием высокочастотного лазерного излучения на высокоориентированный пиrolитический графит в среде жидкого азота. В результате чего, на поверхности взаимодействия лазер – вещество был сформирован порошок, представляющий совокупность частиц графита и графена.

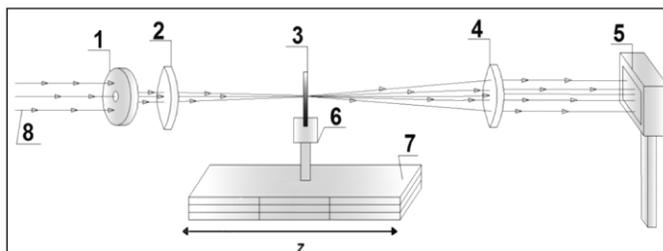


**Рис.1.** Тестовый образец SAG: а - пик комбинационного рассеяния на 3-5 слоях; б - Структура многослойного графена.

В ходе второго этапа осуществлялась сепарация частиц и выделение слоя графена в среде полимера КМЦ путем центрифугирования при одновременном воздействии ультразвука. В результате была получена взвесь графена в карбоксиметилцеллюлозе (SAG). Для того, чтобы осуществить тестирование полученная взвесь была позиционирована на кварцевую подложку по методике оптического пролива. Проведенная КР – спектроскопия показала, что тестовый образец, представляет собой многослойный графен. Число слоев до 10 (Рисунок 1).

Для использования композита в качестве оптического модулятора в ВОЛС, необходимо определить нелинейные характеристики оптического поглощения посредством метода z-

сканирования. Предполагается определить интенсивность насыщения, ненасыщаемую часть поглощения, насыщаемую часть поглощения. Принципиальная схема метода для измерения нелинейного поглощения образца представлена на рисунке 2.



**Рис. 2.** Принципиальная схема метода Z скан. 1 –Диафрагма; 2,4 –Линзы; 3 – Тестируемый образец; 4 - Собирающая линза; 5 –Измеритель мощности;6 – Держатель; 7 – Система позиционирования.

При необходимости измерения параметров нелинейного поглощения образца регистрируется всё проходящее через образец излучение [4]. При движении образца к точке  $z=0$  (фокус линзы 2) происходит увеличение плотности мощности лазерного излучения на образце за счет уменьшения диаметра пучка. При этом начинают сказываться нелинейные эффекты, в результате чего, можно наблюдать просветление образца и увеличение оптического пропускания [5]. Таким образом, планируется получить поглощающую среду на основе многослойного графена, предназначенную для работы в роли оптического модулятора излучения в фемтосекундных волоконных лазерных системах.

### Литература

1. Крылов К.И., Прокопенко В.Т., и др.. Основы лазерной техники. – СПб.: Наука, 2004. – 320с.
2. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. – М.: Наука, 1989. – 559 с.
3. Хирд Г. Измерение лазерных параметров - М.: «Мир», 2009.- 367 с.
4. Гинзбург В.Л. Об общей связи между поглощением и дисперсией звуковых волн // Акустический журнал. – 1955. – №1. – С. 31-39.
5. Agrawal A. Nonlinear Fiber Optics - Academic Press, 2013. - ISBN:9780123973078 – 627 p.

## DEVELOPMENT OF THE GRAPHENE MATRIX - POLYMERIC COMPOSITE FOR USE AS AN OPTICAL MODULATOR BASED ON MULTI-LAYERED GRAPHENE.

**A.A. Lachina\*, K.S. Khorkov, N.N. Davydov, V.G. Prokoshev**

*Vladimir State University  
600000, Vladimir, 87 Gorky street.*

*\*e-mail: an4ny.che@gmail.com*

The article describes the stages of obtaining an absorbing medium based on multilayer graphene in a matrix of carboxymethyl cellulose on an optical substrate. The results of the analysis of the obtained graphene - carboxymethyl cellulose medium are presented. A possible variant of testing the absorbing - saturating properties of the working environment is described.

**Keywords:** Graphene, carboxymethylcellulose, absorbing medium, graphene absorber for fiber laser systems, testing of saturating-absorbing properties of the optical medium.

# ФОТОННОЕ ЭХО В ИМПУЛЬСНОМ И ПОСТОЯННОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВРЕМЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Н. Лисин<sup>1,\*</sup>, А.М. Шегеда<sup>1</sup>, В.В. Самарцев<sup>1</sup>, Е.П. Чукалина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>КФТИ им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН  
420029, Казань, Сибирский Тракт, 10/7

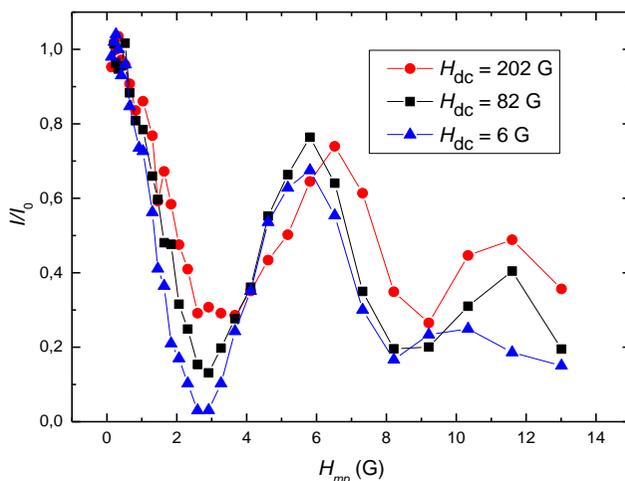
<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, Физическая улица, 5

\*e-mail: valerylisin@gmail.com

В зависимости от времени когерентности лазерного излучения построена теория фотонного эха в постоянном магнитном поле в присутствии импульсного магнитного поля, вызывающего осцилляции интенсивности эха. Проведено сравнение с экспериментом в  $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$  (переход  $^4I_{15/2} - ^4F_{9/2}$ ) и  $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$  на том же переходе.

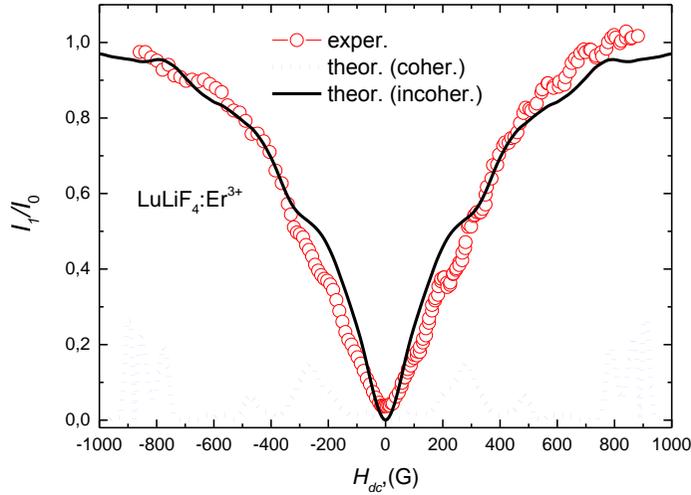
**Ключевые слова:** некогерентное фотонное эхо, биения фотонного эха, осцилляции интенсивности фотонного эха,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{LuLiF}_4$ ,  $\text{YLiF}_4$ .

В работах [1–5] предложен метод спектроскопии сверхвысокого разрешения во временной области, в котором используются осцилляции интенсивности и модуляции формы отклика фотонного эха (ФЭ), вызванные импульсным возмущением, которое расщепляет частоту переходов ионов на две группы. Когда использовался магнитный импульс, было замечено, что глубина осцилляций ФЭ сильно зависит от величины постоянного магнитного поля  $H_{\text{dc}}$ .



**Рис. 1.** Осцилляции интенсивности  $I/I_0$  ФЭ в зависимости от амплитуды  $H_{\text{imp}}$  магнитного импульса длительностью  $\tau_{\text{imp}} = 16$  нс в различных постоянных магнитных полях  $H_{\text{dc}}$ .  $I$  и  $I_0$  - интенсивности ФЭ с и без магнитного импульса. Кристалл  $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ . Переход  $^4I_{15/2} - ^4F_{9/2}$ .

Однако зависимость интенсивности эха в точке первого минимума  $I/I_0$  от магнитного поля, найденная в эксперименте, даже качественно не описывается теорией, если считать лазерное излучение когерентным (см. рис. 2).



**Рис. 2.** Экспериментальная зависимость отношения  $I_1/I_0$  интенсивности ФЭ в первом минимуме  $I_1$  к интенсивности ФЭ при выключенном магнитном импульсе  $I_0$  от внешнего постоянного магнитного поля и результаты теории. Магнитные поля параллельны оси  $C$  кристалла  $H_{dc} \parallel H_{mp} \parallel C$ . Были использованы выражения (1), (2) and (4) для теоретических кривых. Видно, что излучение oxazin-17 лазера на красителях, использованного в нашей работе, может быть рассмотрено в первом приближении как некогерентное.

При вычислении интенсивности ФЭ временная форма  $f(t-t_{i0})$  амплитуды электрического поля  $i$ -го лазерного импульса задавалась в виде

$$f(t-t_{i0}) = \exp\left(-\frac{(t-t_{i0})^2}{2\tau_L^2}\right) * R(t-t_{i0}), \quad \overline{\overline{RR}} = \overline{\overline{R^+R^+}}, \quad t_{20} - t_{10} \gg \tau_L, \quad (1)$$

$$\overline{\overline{R(t-t_{i0})R^+(s-t_{i0})}} = \overline{\overline{R^+(t-t_{i0})R(s-t_{i0})}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(t-s)^2}{2\tau_c^2}\right),$$

т. е., стохастический процесс, приводящий к декогеренизации лазерного излучения, описывался количественно с помощью комплексной случайной функции  $R(t)$ . Две черты сверху в (1) обозначают усреднение по случайной переменной стохастического процесса.

Мы нашли, как в (6), что периоды осцилляций интенсивности ФЭ, временная форма и длительность ФЭ не зависят от степени когерентности лазерного излучения и внешнего магнитного поля  $H_{dc}$ :

$$J = I \exp\left(-\frac{(t-t_{\text{echo}})^2}{(3\tau_L^2)}\right),$$

$$I = I_0 (1 + A \cos(\varphi)) / (1 + A), \quad (2)$$

$$I_1 / I_0 = (1 - A) / (1 + A),$$

$$\varphi = \int_{t_{mp}}^t dt' Z_{mp}(t'), \quad Z_{mp}(t') = (g_{e\parallel} - g_{g\parallel}) \beta H_{mp}(t') / \hbar.$$

Здесь  $Z_{mp}$  - Зеемановское расщепление в поле магнитного импульса  $H_{mp}$ ;  $g_{e\parallel}$  и  $g_{g\parallel}$  - компоненты  $g$  тензора, параллельные оси  $C$  соответственно для возбужденного и основного состояний перехода;  $\beta$  и  $\hbar$  магнетон Бора и постоянная Планка соответственно.

Из расчетов следует, что только амплитуда  $A$  осцилляций интенсивности ФЭ зависит от степени когерентности лазерного излучения и  $H_{dc}$ .

Если  $\tau_c^{-1} \ll \tau_L^{-1}$ , то

$$A_{coher} = 2g(+Z_{dc}/2)g(-Z_{dc}/2) / \left( g(+Z_{dc}/2)^2 + g(-Z_{dc}/2)^2 \right). \quad (3)$$

Если  $\tau_L^{-1} \ll \tau_c^{-1}, \sigma$ , тогда

$$A = 2\overline{corr}(1/2, -1/2) / \left( \overline{corr}(1/2, 1/2) + \overline{corr}(-1/2, -1/2) \right),$$

$$\overline{corr}(m, m') = \int_{-\infty}^{\infty} d\delta \exp(-3\delta^2 \tau_c^2 / 2) g(\delta - mZ_{dc}) g(\delta - m'Z_{dc}). \quad (4)$$

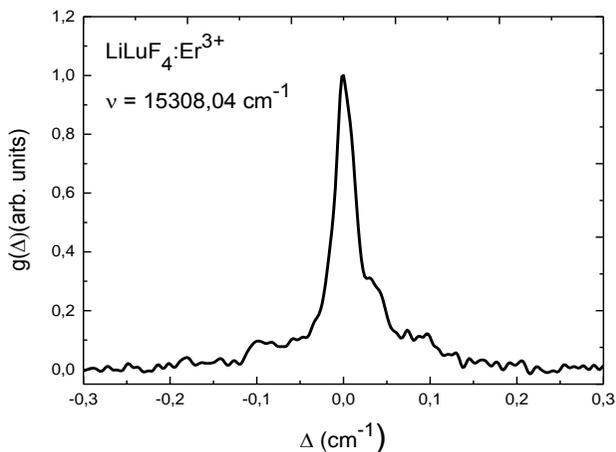
Если  $\tau_L^{-1} \ll \sigma \ll \tau_c^{-1}$ , то

$$A_{incoher} \approx corr(Z_{dc}) / corr(0),$$

$$corr(Z_{dc}) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta g(\Delta) g(\Delta + Z_{dc}). \quad (5)$$

Здесь  $Z_{dc}$  - зеемановские расщепления,  $\sigma \sim$  полуширина на полувысоте функции распределения ионов по неоднородной линии при нулевом магнитном поле  $g(\Delta)$ .

Функция  $g(\Delta)$  была определена из спектра пропускания на переходе  ${}^4I_{15/2} - {}^4F_{9/2}$  иона  $\text{Er}^{3+}$  с концентрацией 0.025% в  $\text{LuLiF}_4$  (см. рис. 3).



**Рис. 3.** Функция  $g(\Delta)$  распределения ионов по неоднородной линии, восстановленная по спектрам пропускания. Спектры пропускания были зарегистрированы на фурье-спектрометре высокого разрешения Bruker IFS 125HR со спектральным разрешением  $0.01 \text{ cm}^{-1}$ . Образец находился в криостате замкнутого цикла Cryomech ST403 при температуре 3.5К. Измерения проводились в линейно поляризованном свете при конфигурации kLC и  $E_L \parallel C - \pi$ -поляризация.

Используя экспериментальные значения  $g(\Delta)$ , были сосчитаны по формулам (3) и (5) амплитуды осцилляций  $A$ . Затем, выражая  $I_1/I_0$  через  $A$  по формуле (1), была сравнены результаты теории и эксперимента (см. рис. 3).

Видно неплохое согласие эксперимента и теории если считать лазерное излучение некогерентным. Используя экспериментально полученные значения  $I_1/I_0$  в  $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$  на том

же переходе, была определена автокорреляционная функция  $A$  для неоднородной линии при нулевом магнитном поле применяя выражение

$$A = (1 - I_1 / I_0)(1 + I_1 / I_0). \quad (6)$$

Работа была частично поддержана грантами РФФИ №17-02-00701а и 18-52-00026-Бел-а.

### Литература

1. Lisin V.N., Shegeda A.M., and Gerasimov K.I. // JETP Lett. 2012. V. 95. P.61.
2. Lisin V.N., Shegeda A.M. // JETP Lett. 2012. V. 96. P.328
3. Lisin V.N., Shegeda A.M., and Samartsev V.V. // Laser Phys. Lett. 2015. V. 12. P. 025701.
4. Lisin V.N., Shegeda A.M., and Samartsev V.V. // Laser Phys. Lett. 2016. V. 13, P. 075202
5. Lisin V.N., Shegeda A.M., and Samartsev V.V. // Laser Phys. 2019. V. 29. P. 015702.
6. Lisin V.N., Shegeda A.M., Samartsev V.V., and Chukalina E. P. // JETP Lett. 2018. V. 107. P.345.

## PHOTON ECHO IN THE PRESENCE OF PULSED AND STATIC MAGNETIC FIELDS VERSUS THE EXCITATION RADIATION COHERENCE TIME

V.N. Lisin<sup>1,\*</sup>, A.M. Shegeda<sup>1</sup>, V.V. Samartsev<sup>1</sup>, and E.P. Chukalina<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences  
Vavilova St., 38, Moscow, 119991, Russia*

\*e-mail: valerylisin@gmail.com

Depending on the coherence time of laser radiation, the theory of a photon echo in a constant magnetic field in the presence of a pulsed magnetic field, causing oscillations of the echo intensity, is constructed. The theory is compared with the experiment in LuLiF<sub>4</sub>:Er<sup>3+</sup> (transition 4I15/2 -4F9/2) and in YLiF<sub>4</sub>:Er<sup>3+</sup> at the same transition.

**Key words:** incoherent photon echo, photon echo beats, photon echo intensity oscillations, Er<sup>3+</sup>, LuLiF<sub>4</sub>, YLiF<sub>4</sub>.

# СПЕКТР ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

К.А. Магарян<sup>1,\*</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2</sup>, И.А. Васильева<sup>1</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2</sup>, Ю.В. Григорьев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет,  
119991, Москва, Малая Пироговская, 29

<sup>2</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук,  
108840, Москва, Троицк, Физическая, 5

<sup>3</sup>ЦКП ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук,  
119333, Москва, Ленинский проспект, 59

\*e-mail: ka.magaryan@mpgu.su

Пользуясь известной зависимостью, связывающей диаметр сферических квантовых точек селенида кадмия и спектральное положение максимума экситонной люминесценции, удалось рассчитать форму спектра люминесценции исследуемых квантовых точек CdSe из данных, полученных при помощи просвечивающего электронного микроскопа. Проводится сравнение спектра люминесценции, полученного аналитически, со спектром, зарегистрированным методом оптической спектроскопии.

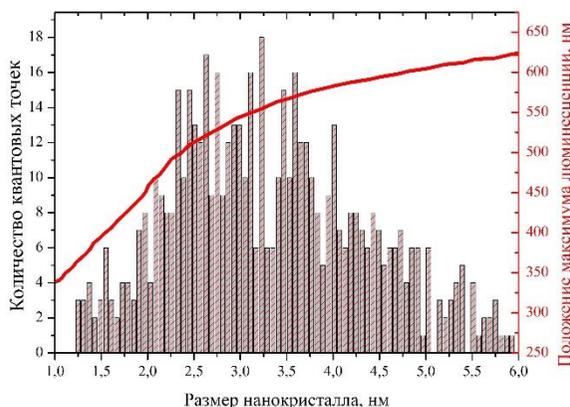
**Ключевые слова:** электронная микроскопия, квантовые точки, CdSe, жидкокристаллическая матрица, конфокальная люминесцентная микроскопия.

Для создания элементной базы для современных наноэлектронных и оптоэлектронных устройств, требуется качественное и быстрое определение характеристик синтезируемых наноматериалов. Различные параметры объектов могут быть исследованы при помощи различных инструментов. В данной работе показано, как при помощи результатов полученных при помощи одного инструмента – просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) – можно получить достоверные оптико-спектральные параметры, зарегистрировать которые возможно при помощи другого инструмента – оптической спектроскопии. В качестве объектов исследования выступили полупроводниковые квантовые точки (КТ), которые благодаря возможности тонко настраивать длину волны излучения, меняя только один параметр – собственный размер, чрезвычайно востребованы в фундаментальных [1] и прикладных [2] исследованиях. На сегодняшний день способы получения полупроводниковых КТ достаточно хорошо развиты, чтобы получать итоговые материалы с низким разбросом размеров ( $\sigma \leq 5\%$ ) [3]. Тем не менее, для контроля качества синтезированных объектов необходимо проводить их быстрый анализ. Для характеристики атомной структуры наноматериалов используются методы ПЭМ. При помощи этого метода можно описать дисперсный и элементный состав в исследуемом объеме. Определив размеры КТ, можно определить форму их спектра излучения по известным эмпирическим зависимостям. Аналогично можно решить и обратную задачу – определить дисперсию размеров синтезированных КТ по виду спектра.

В работе были исследованы полупроводниковые КТ CdSe, выращенные методом темплатного синтеза в жидкокристаллической матрице [4]. Данные объекты ранее [5] были охарактеризованы при помощи метода спектроскопии одиночных молекул [6]. На основе этих данных было показано, что в спектре люминесценции вместе с узкой полосой, соответствующей экситонному переходу, присутствует широкая бесструктурная область, которая представляет собой набор узких линий. Этими линиями являются полосы экситонной люминесценции от КТ большего размера. Из-за большой роли неоднородного уширения контур спектра люминесценции значительно модифицируется. Данный результат был подтвержден после анализа данных, полученных при помощи ПЭМ, из которых видно, что полидисперсный состав КТ вносит значительный вклад в формирование спектра люминесценции от ансамбля частиц.

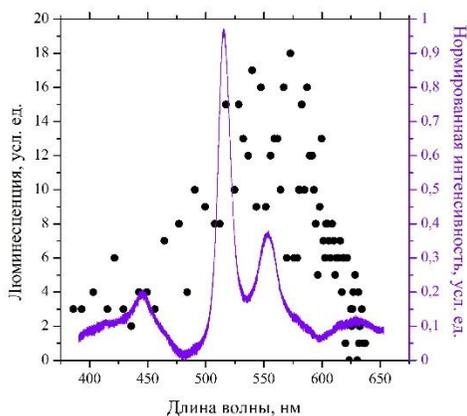
Из зарегистрированных изображений, полученных при помощи ПЭМ, были определены размеры 578 объектов. Из гистограммы (рис. 1) видно, что преобладающий размер КТ

находится в диапазоне от 2 до 4 нм (две трети всех найденных частиц). Также среди исследуемых нанокристаллов было обнаружено около 10 % частиц, размер которых превышает 5 нм, что больше чем в два раза превосходит размер, заявленный в процессе синтеза – 2.3 нм. На основании анализа полученных экспериментальных данных можно сделать вывод, что неоднородное уширение спектров люминесценции определяется, в значительной мере, полидисперсным составом нанокompозита.



**Рис. 1.** Гистограмма распределения размеров КТ в нанокompозите, полученная с использованием ПЭМ. Красная линия – зависимость положения первого экситонного максимума в спектре поглощения КТ CdSe от их размера. Зависимость получена из данных, опубликованных в [7].

Полученная гистограмма распределения размеров КТ может быть пересчитана в кривую, симулирующую форму спектра люминесценции. Для этого была использована зависимость положения первого экситонного максимума в спектре поглощения КТ CdSe от их размера (красная линия на Рис. 1), с учетом стока сдвига. С использованием графического метода для каждой точки гистограммы размер КТ был пересчитан в соответствующее значение положения максимума экситонной люминесценции.



**Рис. 2.** Спектр люминесценции нанокompозита с КТ (сплошная линия) и рассчитанная на основе гистограммы (Рис. 1) симуляция спектра люминесценции (точки).

Соответствующая форма ожидаемого спектра люминесценции от нанокompозита точками представлена на Рис. 2. Положение каждой точки на оси абсцисс отображает положение максимума спектра экситонной люминесценции от КТ для которых был определен размер из анализа снимков ПЭМ. Положение точки на оси ординат соответствует количеству

совпадений размеров среди обнаруженных КТ. Для сравнения на этом же графике приведен один из спектров люминесценции, полученный из макроскопической области исследуемого нанокompозита с КТ. Наличие разброса в размерах КТ, зарегистрированного при помощи ПЭМ, находится в хорошем согласии с результатами спектральных исследований. Видно, что полидисперсный состав нанокompозита, во многом, определяет широкий спектр люминесценции со сложной структурой. Не до конца понятным остается вопрос появления в спектре люминесценции двух интенсивных на остальном фоне полос, очевидно принадлежащим КТ с разным размером. Однако моделирование спектра люминесценции вносит ясность в понимание формирования спектрального контура и может быть использовано в качестве инструмента для характеристики спектрального состава излучения на основе данных электронной микроскопии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-01121-а).

### Литература

1. Efros A.L., Nesbitt D.J. // Nat. Nanotechnol. 2016. V. 11. P.661.
2. Rühle S., Shalom M., Zaban A. // ChemPhysChem. 2010. V. 11. P. 2290.
3. Yin Y., Alivisatos A.P. // Nature. 2005. V. 437. P. 664.
4. Klimusheva G., Mirnaya T., Garbovskiy Yu. // Liq. Cryst. Rev. 2015. V. 3. № 1. P. 28.
5. Magaryan K.A. et al. // EPJ Web of Conf. 2017. V. 132. Art. № 03030.
6. Eremchev I.Yu. et al. // J. Phys. Chem. C. 2016. V. 120. P. 22004.
7. Yu W.W., Qu L., Guo W. et al. // Chem. Mater. 2003. V. 15. № 14. P. 2854.

## QUANTUM DOTS LUMINESCENCE SPECTRUM FROM THE ELECTRON MICROSCOPY DATA

**K.A. Magaryan<sup>1</sup>, K.R. Karimullin<sup>1,2</sup>, I.A. Vasilieva<sup>1</sup>, A.V. Naumov<sup>1,2</sup>, Y.V. Grigoryev<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Moscow Pedagogical State University,  
29 Malaya Pirogovskaya Str. Moscow 119435, Russia*

<sup>2</sup>*Institute for Spectroscopy, Russian Academy of Science,  
5 Fizicheskaya str., Moscow, Troitsk, 108840, Russia*

<sup>3</sup>*FSRC "Crystallography and Photonics" Russian Academy of Science,  
59 Leninsky prospect, Moscow 119333, Russia*

e-mail: ka.magaryan@mpgu.su

Using the dependence between the spherical CdSe quantum dots diameter and the spectral position of the maximum of its exciton luminescence the shape of the luminescence spectrum of the studied CdSe quantum dots was calculated from data obtained with a transmission electron microscope. The luminescence spectrum obtained analytically is compared with one registered with spectral equipment.

**Key words:** Transmission electron microscopy, CdSe quantum dots, liquid crystalline matrix, epi-luminescence microscopy.

# СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ $\text{YF}_3\text{-CeF}_3\text{:Eu}^{3+}/\text{Tb}^{3+}$ КАК ВОЗМОЖНЫХ СЕНСИБИЛИЗАТОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ ФДТ

Э.И. Мадиров\*, А.С. Низамутдинов, Е.В. Лукинова, М.С. Пудовкин, Д.Д. Андреева, С.Л. Кораблева, В.В. Семашко

*Институт Физики, Казанский Федеральный Университет  
420008, Казань, ул. Кремлевская д.18, Казань, Россия  
\*e-mail: ed.madirov@gmail.com*

Были исследованы оптические свойства кристаллических наночастиц  $\text{CeF}_3\text{-YF}_3$ , активированных ионами  $\text{Eu}^{3+}$  или  $\text{Tb}^{3+}$ . Был оценен коэффициент передачи энергии от ионов  $\text{Ce}^{3+}$  на ионы  $\text{Tb}^{3+}$ . Также, был протестирован способ конъюгации наночастиц и молекул красителя при помощи полиэтиленimina. Была исследована передача энергии от наночастиц на молекулы красителя

**Ключевые слова:** наночастицы, фториды, редкоземельные ионы, фотосенсибилизатор, фотодинамическая терапия, конъюгация

В последние годы гибридная фотодинамическая терапия (ГФДТ) получила значительное развитие благодаря поиску обхода ограничений традиционной фотодинамической терапии (ФДТ). Данный метод подразумевает, что краситель, используемый в ФДТ, может быть конъюгирован с наночастицей-сцинтиллятором (НЧ), которая преобразует излучение, способное проникать глубоко в живые ткани, в возбуждение красителя, что приведет к генерации активных форм кислорода [1-4]. На данный момент существует несколько возможных вариантов реализации ГФДТ. Методу с применением даун-конверсионных радиолуминесцентных наночастиц или наночастиц-сцинтилляторов сегодня уделяется все больше внимания. В этом методе используются наночастицы, способные излучать в ультрафиолетовой или видимой области спектра при возбуждении глубоко проникающим ионизирующим излучением [4].

Целью данной работы является определение оптимального химического состава наночастиц для применения в комбинации с красителем-фотосенсибилизатором, исследование процессов передачи энергии в наночастицах, а также проведение начальных экспериментов по изучению передачи энергии между наночастицами и молекулами красителя.

Методом со-осаждения были синтезированы наночастицы  $\text{CeF}_3\text{-Y}_{1-x}\text{Tb}_x\text{F}_3$ , где  $x = 0.1\%, 1\%, 5\%, 10\%, 15\%$  и  $20\%$  и  $\text{Y}_{0.45}\text{Ce}_{0.5}\text{Eu}_{0.05}\text{F}_3$  [5]. После начальной реакции полученные растворы обрабатывались микроволновым излучением 180 минут, а затем несколько раз промывались. Каждая процедура промывки состояла из центрифугирования и последующего взвешивания в ультразвуковой ванне.

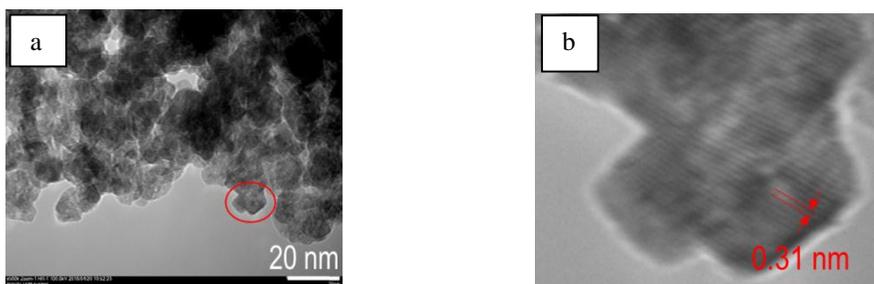


Рис.1. Изображения ПЭМ (а) наночастиц  $\text{Y}_{0.45}\text{Ce}_{0.5}\text{Tb}_{0.05}\text{F}_3$  (б) выделенной области.

Для исследования процессов передачи энергии между наночастицами и фотосенсибилизатором использовался краситель Радахлорин, производимый фирмой Рада-Фарма.

Для конъюгирования наночастиц и молекул красителя образцы  $\text{CeF}_3\text{-Y}_{0.9}\text{Tb}_{0.1}\text{F}_3$  были покрыты полиэтиленгликолем (ПЭИ). Предварительно наночастицы были диспергированы в воде и был подготовлен водный раствор ПЭИ. Затем, коллоид наночастиц прикапывался в раствор ПЭИ при постоянном перемешивании. После этого, полученный раствор перемешивался 12 часов при комнатной температуре и промывался до тех пор, пока значение рН над осадком не стало равным 5-6, что является признаком того, что в растворе не осталось свободных молекул ПЭИ.

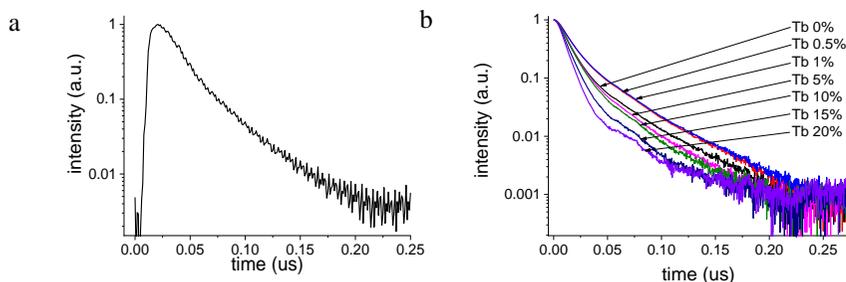
Морфология образцов контролировалась при помощи просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ). Изображения, приведенные на рисунке 1, демонстрируют, что размер частиц составляет 10-15 нм. На увеличенном изображении хорошо видны отдельные атомарные слои с расстоянием между ними около 0.31 нм. Это является признаком того, что наночастицы обладают высоким уровнем кристалличности.

Для исследования процессов передачи энергии были зарегистрированы кинетики затухания люминесценции наночастиц при возбуждении на длине волны 299 нм.

На рисунке 2 приведены кинетики затухания ионов  $\text{Ce}^{3+}$  на длине волны 335 нм. Средние времена жизни люминесценции, а также значения коэффициента передачи энергии в образцах  $\text{CeF}_3\text{-Y}_{1-x}\text{Tb}_x\text{F}_3$  приведены в таблице 1.

**Таблица 1.** Средние времена жизни люминесценции и коэффициент передачи энергии в образцах  $\text{CeF}_3\text{-Y}_{1-x}\text{Tb}_x\text{F}_3$ .

x	0	0,005	0,01	0,05	0,1	0,15	0,2
Среднее время жизни люминесценции иона $\text{Ce}^{3+}$ , нс	21,0±2,0	26,0±2,0	26,0±2,0	19±2,0	18±2,0	15±2,0	13,0±2,0
Коэфф. Передач энергии. k, %			17	20	63	75	86
Среднее время жизни люминесценции иона $\text{Tb}^{3+}$ , мс		6,0±1,0	6,0±1,0	6,0±1,0	5,5±0,5	5,0±0,5	4,0±0,5

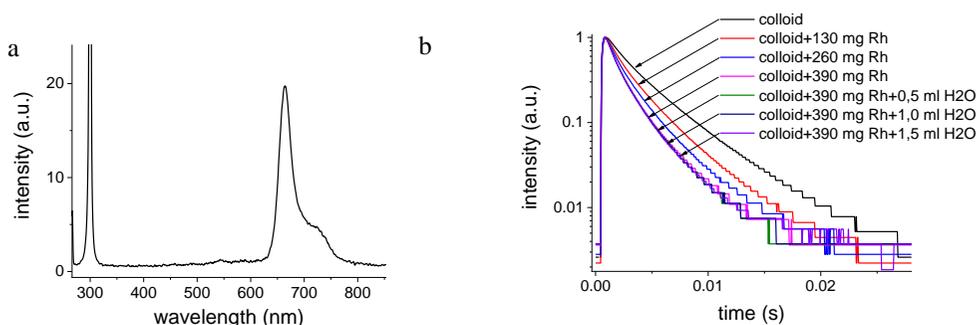


**Рис.2.** Кинетики затухания люминесценции наночастиц  $\text{CeF}_3\text{-YF}_3$ , активированных ионами (a)  $\text{Eu}^{3+}$  (5%), (b) различной концентрацией ионов  $\text{Tb}^{3+}$  при возбуждении на длине волны 299 нм при комнатной температуре.

В случае образца, активированного ионами  $\text{Eu}^{3+}$ , коэффициент передачи энергии составил 62%, а для образцов, активированных ионами  $\text{Tb}^{3+}$ , достиг 86% в образце с 20% иона-активатора.

Была исследована конъюгация наночастиц и молекул красителя Радахлорин. В присутствии Радахлорина был зарегистрирован спектр люминесценции наночастиц, а также кинетики затухания люминесценции ионов  $Tb^{3+}$  на длине волны 541 нм при возбуждении на длине волны 299 нм. Результаты представлены на рисунке 3. На спектре люминесценции наблюдается широкая линия с максимумом около 670 нм, характерная для молекул красителя Радахлорин, что говорит о передаче возбуждения от наночастиц на молекулы красителя.

Стабильность конъюгации наночастиц и красителя исследовалась следующим образом. К наночастицам  $CeF_3-Y_{0.9}Tb_{0.1}F_3$ , покрытым ПЭИ прикапывался Радахлорин. С увеличением концентрации молекул красителя наблюдается уменьшение времени жизни люминесценции ионов  $Tb^{3+}$ , что свидетельствует о безызлучательной передаче энергии. Затем, в полученный раствор была добавлена вода. При увеличении количества воды времени жизни люминесценции ионов  $Tb^{3+}$  никак не изменялось. Данный эффект демонстрируют формирование стабильных конъюгатов. Коэффициент передачи энергии от наночастиц на молекулы красителя составил 38%.



**Рис.3.** (а) Спектр люминесценции коллоида  $Y_{0.4}Ce_{0.5}Tb_{0.1}F_3$  с Радахлорином (б) кинетики затухания люминесценции коллоида  $Y_{0.4}Ce_{0.5}Tb_{0.1}F_3$  с различной концентрацией Радахлорина.

Таким образом, были рассмотрены возможные химические составы наночастиц для применения в гибридной фотодинамической терапии. Наиболее оптимальными оказались наночастицы  $CeF_3-YF_3$ , активированные 15 и 20% ионов  $Tb^{3+}$ . В данном случае коэффициент передачи энергии составил 75 и 86% соответственно. Была показана возможность конъюгирования наночастиц и молекул фотосенсибилизатора при помощи ПЭИ. В полученных образцах коэффициент передачи энергии от наночастицы к красителю достиг 38%.

Исследование проводилось в рамках субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету на государственное задание в сфере научной деятельности (3.1156.2017/4.6).

## Литература

1. King R. B. et al. An overview of current practice in external beam radiation oncology with consideration to potential benefits and challenges for nanotechnology //Cancer nanotechnology. – 2017. – Т. 8. – №. 1. – С. 3.
2. Chen W., Zhang J. Using nanoparticles to enable simultaneous radiation and photodynamic therapies for cancer treatment //Journal of nanoscience and nanotechnology. – 2006. – Т. 6. – №. 4. – С. 1159-1166.
3. Cooper D. R., Capobianco J. A., Seuntjens J. Radioluminescence studies of colloidal oleate-capped  $\beta-Na(Gd, Lu)F_4: Ln^{3+}$  nanoparticles ( $Ln = Ce, Eu, Tb$ ) //Nanoscale. – 2018. – Т. 10. – №. 16. – С. 7821-7832.
4. Popovich K. et al. Preliminary study on singlet oxygen production using  $CeF_3: Tb^{3+}@ SiO_2-PpIX$  //Radiation Measurements. – 2016. – Т. 90. – С. 325-328.

5. Gomes L. et al. Luminescence properties of Yb: Er: KY3F10 nanophosphor and thermal treatment effects //Optical Materials. – 2016. – T. 54. – C. 57-66.

## **SPECTRAL-KINETIC PROPERTIES OF YF<sub>3</sub>-CeF<sub>3</sub>: Eu<sup>3+</sup>/Tb<sup>3+</sup> NANOPARTICLES AS POSSIBLE SENSITIZERS OF PDT DYES**

**E.I. Madirov\***, A.S. Nizamutdinov, E.V. Lukinova, M.S. Pudovkin, D.D. Andreeva,  
S.L. Korableva and V.V. Semashko

*Institute of Physics, Kazan Federal University*

420008 18, Kremlevskaja str., Russia

\*e-mail: ed.madirov@gmail.com

Optical properties of crystalline CeF<sub>3</sub>-YF<sub>3</sub> nanoparticles doped with Eu<sup>3+</sup> or Tb<sup>3+</sup> ions were studied. The energy transfer coefficients from Ce<sup>3+</sup> to the doping ions were estimated. As well as this, conjugation of nanoparticles and dye molecules using polyethyleneimine was tested. The energy transfer from the nanoparticles to dye molecules was studied.

**Key words:** nanoparticles, fluoride, rare-earth ions, photosensitizer, photodynamic therapy, conjugation.

# ГЕНЕРАЦИЯ СЖАТЫХ И ПЕРЕПУТАННЫХ СОСТОЯНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА: ВЛИЯНИЕ НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ И ОПТИМАЛЬНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ РЕЗОНАТОРА С АТОМНЫМ АНСАМБЛЕМ

Н.И. Масалаева<sup>1,\*</sup>, А.Н. Ветлугин<sup>2</sup>, И.В. Соколов<sup>1</sup>

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

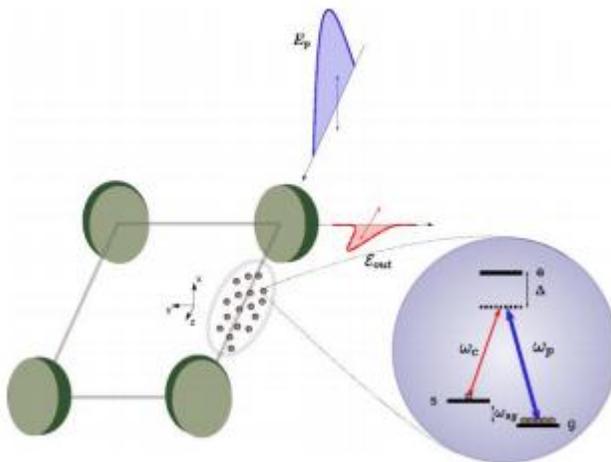
<sup>2</sup>Nanyang Technological University  
637371, Singapore, 50 Nanyang Ave

\*e-mail: natalia.masalaeva@yandex.ru

В работе теоретически исследована генерация квантового света, перепутанного с коллективной спиновой когерентностью холодных атомов, помещенных в оптический резонатор. В отличие от прошлых работ, сконцентрированных в основном на bad – cavity приближении, мы не ограничиваемся рассмотрением коротких световых импульсов по сравнению со временем жизни поля в резонаторе, что позволяет ускорить работу интерфейса по перепутыванию. В работе были найдены временные профили классического управляющего поля, позволяющие извлекать из резонатора квантовый сигнал с временной формой удобной для дальнейших манипуляций и заданной длительностью, перепутанный с заданной степенью с коллективной атомной когерентностью

**Ключевые слова:** квантовая оптика, квантовая перепутанность, сжатый свет, резонаторная квантовая электродинамика, холодные атомы.

Перепутывание между светом и веществом лежит в основе многих квантовоинформационных протоколов [1, 2]. Недавно было продемонстрировано квантовое перепутывание между ионом в ловушке и фотоном на расстоянии около 50 км [3]. Использование резонатора в подобных схемах позволяет усилить взаимодействие света и вещества.



**Рис. 1.** Процесс генерации квантов поля и спиновых возбуждений в атомной среде, помещенной в кольцевой резонатор. Справа изображена схема атомных переходов.

В работе мы рассмотрели генерацию перепутанных и сжатых состояний светового поля и коллективной спиновой когерентности. Атомная среда помещена в оптический резонатор, который поддерживает продольную моду  $\omega c$  (рис. 1). Сильное классическое поле накачки  $E_p$  с частотой Раби  $\Omega(t)$ , согласованной с формой генерируемого светового сигнала, действует на

переходе  $g - e$ . Атомный переход  $s - e$  связан с продольной модой резонатора. В результате двухфотонного рамановского перехода происходит рождение кванта поля и коллективного спинового возбуждения нижних подуровней.

На основе системы уравнений Гейзенберга – Ланжевена были получены уравнения для поля внутри и на выходе из резонатора и коллективной атомной когерентности нижних подуровней. Опираясь на общий вид решения, мы выделили три дискретные атомно-полевые бозонные степени свободы (три осциллятора) на входе и выходе системы, развитие которых задано преобразованием Боголюбова. С помощью разложения Блоха – Мессии явно были получены матрицы сжатия. Метод согласования импеданса позволил, аналогично [4], найти временной профиль классического поля, обеспечивающий генерацию квантового поля на выходе из резонатора с интересующей нас временной формой. С помощью критерия Дуана мы определили степень перепутывания атомного спина с выведенным из резонатора сигналом. Из нашей теории следует, что в данной схеме можно получать эффективное перепутывание коллективного спина с относительно короткими (в масштабе времени жизни поля в резонаторе) световыми сигналами, т. е. вне так называемого "bad cavity" приближения. НИМ благодарит Российский Фонд Фундаментальных Исследований за грант для молодых ученых 18-32-00255-mol-a.

### Литература

1. Kimble H.J. // Nature 2008. V. 453. P. 1023.
2. Duan L.-M., Lukin M.D., Cirac J.I., Zoller P. // Nature 2001. V. 414. P. 413.
3. Krutyanskiy V. et al. // arXiv: 1901.06317. 2019.
4. Veselkova N.G., Sokolov I.V. // Laser Phys. 2017. V. 27, P. 125203.

## CAVITY-ASSISTED SQUEEZING AND ENTANGLEMENT: NONADIABATIC EFFECTS AND OPTIMAL CAVITY-ATOMIC ENSEMBLE MATCHING

N.I. Masalaeva<sup>1\*</sup>, A.N. Vetlugin<sup>2</sup>, I.V. Sokolov<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>*Nanyang Technological University  
637371, Singapore, 50 Nanyang Ave*

\*e-mail: natalia.masalaeva@yandex.ru

In this paper, we theoretically investigate the generation of quantum light entangled with the collective spin coherence of a cold atomic ensemble placed in an optical cavity. In contrast to the previous works, concentrated mainly on the bad – cavity limit, we do not restrict ourselves to the consideration of short light pulses in comparison with the lifetime of the field in the cavity, which allows us to speed up the light – atoms interface operation. We find the time profiles of the classical control field that allow one to retrieve from the cavity a quantum signal with the predefined time shape convenient for further manipulation and with a given duration, entangled with a given degree with the collective atomic coherence.

**Key words:** quantum optics, quantum entanglement, squeezed light, cavity QED, cold atoms

# НЕКОГЕРЕНТНОЕ ЭКСИТОННОЕ ЭХО НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/CdS/ZnS

В.В. Самарцев<sup>1,\*</sup>, Т.Г. Митрофанова<sup>1</sup>, А.П. Сайко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского  
Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН»  
420029, Казань, Сибирский Тракт, 10/7

<sup>2</sup>Государственное научно-практическое объединение «Научно-практический центр  
Национальной академии наук Беларуси»,  
220072, Минск, ул. П. Бровки, 19  
\*e-mail: samartsev@kfti.knc.ru

Обсуждаются возможность и условия возбуждения некогерентного экситонного эха в тонком слое полупроводниковых квантовых точек CdSe/CdS/ZnS, нанесенном на стеклянную подложку.

**Ключевые слова:** полупроводниковые квантовые точки, некогерентное фотонное эхо, экситонное эхо, экситоны Ванье-Мотта.

В работе [1] сообщалось об эксперименте по некогерентному фотонному эху (НФЭ) в тонком слое полупроводниковых квантовых точек (ПКТ) CdSe/CdS/ZnS в толуоле, нанесенном на стеклянную подложку. Авторы [1] использовали образец, изготовленный производителем QD-light (Россия) методом коллоидного синтеза. Размер ПКТ CdSe/CdS/ZnS составлял 3-7 нм. Отмечалось, что наличие двух оболочек из CdS и ZnS вокруг ядра из CdSe способствует улучшению излучательных свойств, фотостабильности и высокому квантовому выходу по сравнению с нанокристаллами с одной оболочкой и без оболочки. Было показано, что ПКТ CdSe/CdS/ZnS распределены равномерно по тонкому слою пленки, а возбуждение следует осуществлять на длине волны 580 нм при температуре пленки с ПКТ 10 К, когда время поперечной необратимой релаксации  $T_2 = 0,75$  пс.

При исследовании в работе [1] использовался метод НФЭ, подробно описанный в работе [2] и монографии [3]. В экспериментальной работе [4] (и монографии Новотного и Хехта [5]) утверждается, что фотонное возбуждение ПКТ обязательно приводит к возбуждению в квантовых точках экситонов Ванье-Мотта, размер которых примерно равен размеру ПКТ. Возникает вопрос: учтено ли в эксперименте [1] возбуждение в ПКТ экситонов Ванье-Мотта и не наблюдалось ли там некогерентное экситонное эхо (НЭЭ) на локализованных экситонах? Ответ на данный вопрос мы попытаемся дать в данном теоретическом исследовании.

Заметим, что возбуждение лазерных импульсов и съем оптических откликов удобно вести с помощью призм полного внутреннего отражения [6]. В режиме НФЭ шумовой оптический импульс сначала возбудит свободные электронно-дырочные пары [7], которые затем, теряя энергию, превратятся в связанные электронно-дырочные пары, т.е. в экситоны Ванье-Мотта, – единственную форму существования фотонного возбуждения в ПКТ. Следуя [8], мы предполагаем, что эти экситоны будут локализованными, а наблюдаемый в эксперименте [1] отклик является НЭЭ на локальных экситонах.

В России методика НФЭ реализована Ю.Г. Вайнером [2], который справедливо утверждал, что временное разрешение метода фотонного эха определяется в общем случае не длительностью возбуждающих импульсов  $\Delta t$ , а временем когерентности излучения  $\tau_c$ , т.е. величиной, обратной ширине спектра этих импульсов. Тогда, при использовании широкополосного оптического источника ( $\tau_c \ll \Delta t$ ), временное разрешение метода фотонного эха может достигать десятков фемтосекунд (см. монографию [3]). Такие импульсные источники (с шириной спектра в сотни  $\text{см}^{-1}$ ) названы шумовыми, и в качестве них могут быть использованы лазеры на красителях с  $\Delta t = 15$  нс.

Наиболее адекватной моделью формирования НФЭ является модель аккумулярованного стимулированного фотонного эха (АСФЭ), подробно описанная в [3]. Фактически методика

возбуждения НФЭ в тонком слое ПКТ ничем не отличается методики возбуждения ННЭ, особенно при возбуждении его на локализованных экситонах Ванье-Мотта. Полученное в [1] значение времени оптической дефазировки  $T_2$  оказалось равным 750 фс, однородная ширина перехода  $1/\pi T_2$  составляла 424,63 ГГц при температуре  $T = 10$  К. Итак, в исследуемом тонком слое ПКТ CdSe/CdS/ZnS в работе [1] было обнаружено неожиданно большое укорочение времени оптической дефазировки, которое приписывалось ряду причин. Среди них не указана причина, связанная с возбуждением экситонов Ванье-Мотта. Известно [9], что экситон-эхо формируется только в случае небозонных коммутационных соотношений операторов рождения и уничтожения экситонов, т.е. оно будет отсутствовать в случае малых «площадей» возбуждающих импульсов, в то время как НФЭ будет по-прежнему формироваться. Мы полагаем, что в эксперименте [1] формировались локализованные экситоны Ванье-Мотта, поскольку в случае свободных экситонов время оптической дефазировки, полученное из анализа временного спада сигнала НЭЭ составляло бы, согласно [8], 5 фс. На наш взгляд, речь идет о локализации экситонов на оболочках CdS и ZnS.

В заключение отметим, что данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-52-00026.

### Литература

1. Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Naumov A.V. // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 11. P. 1620.
2. Вайнер Ю.Г., Груздев Н.В. // Оптика и спектр. 1994. Т. 76. С.252.
3. Самарцев В.В., Никифоров В.Г. Фемтосекундная лазерная спектроскопия. М.: Тривант, 2017, 402 с.
4. Li X., Wu Y., Steel D. et al. // Science. 2003. V. 301. P. 809
5. Новотный Л., Хехт Б. Основы нанооптики. М.: Физматлит. 2009, 484 с.
6. Власов Р.А., Гадомский О.Н., Гадомская И.А. и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С.1938.
7. Осадько И.С. Флукутирующая флуоресценция наночастиц. М.: Физматлит, 2011. 320 с.
8. Нолль Г., Зингер У., Шевель С.Г. и др. // Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 361.
9. Samartsev V.V. // Phys. Lett. 1972. V. 38A. P. 363.

## INCOHERENT EXCITON ECHO ON THE CdSe/CdS/ZnS SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS

V. V. Samartsev<sup>1,\*</sup>, T. G. Mitrofanova<sup>1</sup>, A. P. Saiko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute – Subdivision of the Federal Research Center «Kazan Scientific Center of Russian Academy of Sciences»  
420029 Russia, Kazan 10/7 Sibirsky Trakt Str.*

<sup>2</sup>*Scientific and Production Center of the National Academy of Sciences  
of Belarus for Materials Science  
2220072 Belarus, Minsk, 19 P. Brovki Str.*

\*e-mail: samartsev@kfti.knc.ru

The possibility and conditions of an incoherent exciton echo excitation in a thin layer of the CdSe/CdS/ZnS semiconductor quantum dots spread on a glass substrate are discussed.

**Key words:** semiconductor quantum dots, incoherent photon echo, exciton echo, Wannier-Mott excitons.

# ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА АТОМОВ ТУЛИЯ НА ЦЕНТРАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ ПОДУРОВЕНЬ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ.

Д.А. Мишин<sup>1,2,\*</sup>, Д.И. Проворченко<sup>1</sup>, Д.О. Трегубов<sup>1</sup>, Е.С. Федорова<sup>1,2</sup>, А.А. Головизин<sup>1</sup>,  
В.Н. Сорокин<sup>1</sup>, К.Ю. Хабарова<sup>1,2</sup>, Н.Н. Колачевский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53, ФИАН

<sup>2</sup>Russian Quantum Center  
100 Novaya St., Skolkovo, Moscow 143025, Russia \*

\*e-mail: dennismishin@mail.ru

При работе с объектами квантовой природы регулярно встаёт задача управления их внутренними состояниями, в частности — подготовки частиц к эксперименту в некотором заданном наперед состоянии. Так, например, в лаборатории оптики сложных квантовых систем Физического института имени П.Н. Лебедева ведётся работа над созданием стандарта частоты, в основе которого лежит компонента магнито-дипольного перехода  $|J = \frac{7}{2}, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J' = \frac{5}{2}, F' = 3, m_{F'} = 0\rangle$  в атоме тулия, следовательно необходимо как можно больше частиц подготовить в состоянии, соответствующем нижнему уровню часового перехода. В данной работе рассмотрен метод оптической накачки атомов тулия в состояние с нулевой проекцией полного момента, предложены два типа переходов, подходящих для реализации этого метода и экспериментально продемонстрирована эффективная накачка, позволившая достичь населённости центрального магнитного подуровня основного состояния, равной 79%.

**Ключевые слова:** оптическая накачка, оптические часы, часовой переход, ультрахолодные атомы, тулий.

Важным аспектом работы с квантовыми системами является подготовка их начальных состояний. В нашей лаборатории ведётся работа по созданию оптических часов на основе атомов тулия – лантаноида с единственной вакансией на 4-f оболочке. В качестве часового перехода используется магнито-дипольный переход на длине волны 1.14 мкм, происходящий внутри 4-f оболочки и благодаря этому экранированный от внешних статических электрических полей. На данный момент в ФИАНе было проведено лазерное охлаждение атомов тулия до температур порядка 10 мкК [1], найден часовой переход на длине волны 1.14 мкм и определена его абсолютная частота [2], найдена магическая длина волны для этого перехода и реализована оптическая решётка [3]. Для оптических часов используется компонента часового перехода  $|J = \frac{7}{2}, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J' = \frac{5}{2}, F' = 3, m_{F'} = 0\rangle$ , обладающая рядом преимуществ, как, например, равенства нулю линейного зеемановского сдвига и векторной поляризуемости. Перед нами встает задача подготовки внутренних состояний исследуемых атомов, одним из решений которой является оптическая накачка. Эксперименту по реализации оптической накачки на двух различных переходах в атомах тулия посвящена данная работа.

Основная идея метода заключается в поиске так называемых темных состояний – состояний, однажды попав в которые атом перестает взаимодействовать со светом. Так, в случае перехода между уровнями с  $F=F'$ , возбуждаемого линейно поляризованным светом, атомы начинают накапливаться в тёмном состоянии с  $m_F = 0$ , так как для данной конфигурации уровней переход  $m_F = 0 \rightarrow m_{F'} = 0$  запрещен. Так как спин ядра тулия  $I=1/2$ , существует два типа подходящих переходов:  $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$  и  $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 7/2, F' = 4\rangle$ .

В качестве первого шага нами была реализована оптическая накачка на переходе первого типа  $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$  на длине волны 531 нм, вторая сверхтонкая компонента которого используется для лазерного охлаждения. Однако, так как возбуждённый уровень с высокой вероятностью распадается на уровень  $|J = 7/2, F = 3\rangle$ , необходимо возбуждать

переход  $|J = 7/2, F = 3\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$  для возврата атомов в цикл накачки. Это приводит к их нагреву и потерям из ловушки, равным приблизительно 40% изначально захваченных частиц. В данном эксперименте удалось достигнуть населённости центрального магнитного подуровня, равной 79% от оставшихся в ловушке атомов.

Переходы второго типа  $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 7/2, F' = 4\rangle$  практически цикличны и не требуют перекачивающего излучения, что, теоретически, позволяет уменьшить потери атомов. Оптическая накачка на переходе второго типа на длине волны 418.8 нм была продемонстрирована в скрещенной дипольной ловушке. Потери удалось уменьшить вчетверо, однако максимальная степень поляризации составила 41%, что существенно ниже результата первого эксперимента и обусловлено, скорее всего, несопадением направления магнитного поля и оси поляризации накачивающего излучения. В дальнейшем планируется продолжить подбор оптимальных параметров для накачки на переходе второго типа, чтобы повысить её эффективность, а также реализовать перекачивающее излучение, чтобы исключить потери, вызванные в этом случае слабой нецикличностью перехода.

### Литература

1. Sukachev D.D., Kalganova E.S., Sokolov A.V., Fedorov S.A., Vishnyakova G.A., Akimov A.V., Kolachevsky N.N., Sorokin V.N. // Quantum Electronics. 2014. Vol.44, № 6, P. 515-520.
2. Golovisin A.A., Fedorova E.S., Tregubov D.O., Sukachev D.D., Khabarova K.Yu., Sorokin V.N., Kolachevsky N.N. // 2018 arXiv:1809.02215.
3. Kalganova E.S., Golovizin A.A., Shevnin D.O., Tregubov D.O., Khabarova K.Yu., Sorokin V.N., Kolachevsky N.N. // Quantum Electronics 2018, Vol. 48, № 5, P. 415-418.

## OPTICAL PUMPING OF THULIUM ATOMS TO A CENTRAL MAGNETIC SUBLEVEL OF THE GROUND STATE

**D.A. Mishin<sup>1,2,\*</sup>, D.I. Provorchenko<sup>1</sup>, D.O. Tregubov<sup>1</sup>, E.S. Fedorova<sup>1,2</sup>, A.A. Golovisin<sup>1</sup>, V.N. Sorokin<sup>1</sup>, K.Yu. Khabarova<sup>1,2</sup>, N.N. Kolachevsky<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences  
53 Leninskiy Prospekt, 119991, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Russian Quantum Center  
100 Novaya St., Skolkovo, Moscow 143025, Russia \**

\*e-mail: dennismishin@mail.ru

An important part of working with quantum systems is the ability to control their internal states. In particular, it is often needed to prepare particles in a certain predetermined state. For example, in the laboratory of optics of complex quantum systems of the Lebedev Physical Institute, we are working on the creation of a frequency standard based on the component of the magnetic dipole transition  $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J' = 5/2, F' = 3, m_{F'} = 0\rangle$  in the thulium atom. Consequently, it is necessary to prepare as many particles as possible in a state with a zero projection of the total moment. In this work, we consider optical pumping as a solution: two types of transitions suitable for implementing this method are proposed, and effective pumping with the maximum population of the middle magnetic sublevel of 79% is demonstrated experimentally.

**Key words:** optical pumping, optical clock, clock transition, ultracold atoms, thulium.

# СПЕКТРОСКОПИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ АКТИВНЫХ СРЕД ЛАЗЕРОВ ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ФЛЮОРИТА

О.А. Морозов<sup>1,\*</sup>, С.В. Кузнецов<sup>2</sup>, В.А. Конюшкин<sup>2</sup>, А.Н. Накладов<sup>2</sup>, А.С. Низамутдинов<sup>1</sup>,  
П.П. Федоров<sup>2</sup>, В.В. Семашко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, Казань, ул.Кремлевская, 18

<sup>2</sup>Институт общей физики им.А.М. Прохорова Российской академии наук  
119991, Москва, ул. Вавилова, 38

\*e-mail: uh4rad@rambler.ru

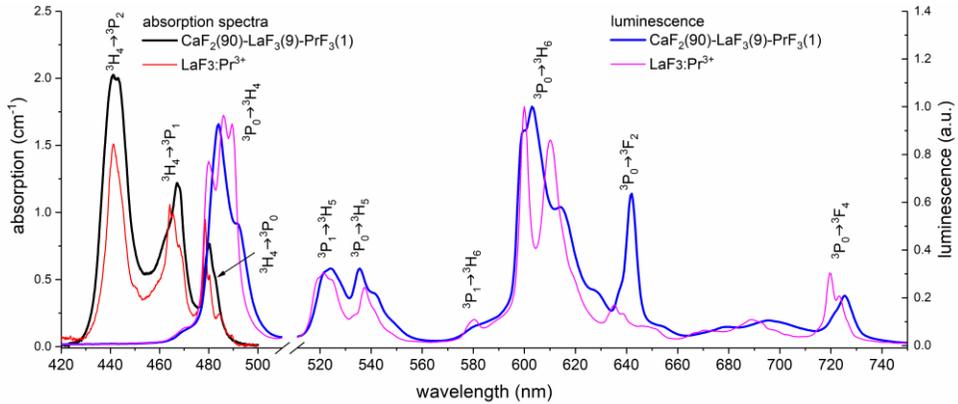
Определены условия выращивания и спектрально-кинетические характеристики монокристаллов твердых растворов  $\text{CaF}_2\text{-LaF}_3\text{-PrF}_3$ . Проведена оценка перспективности применения данных кристаллов в качестве активных сред лазеров видимого диапазона спектра, функционирующих на 4f-4f переходах ионов  $\text{Pr}^{3+}$  при накачке InGaN (GaN) лазерными диодами.

**Ключевые слова:** разупорядоченные фторидные кристаллы, ион  $\text{Pr}^{3+}$ , спектрально-кинетические характеристики, квантовый выход люминесценции, DPSS лазеры

Развитие биосенсорных и биомедицинских применений обуславливает устойчивый интерес к DPSS (diode pumped solid-state) лазерам видимого диапазона [1]. Реализация лазерной генерации в видимом диапазоне в настоящий момент связана с использованием 4f-4f переходов ионов  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Tb}^{3+}$ ,  $\text{Sm}^{3+}$ ,  $\text{Eu}^{3+}$  в кристаллах и стеклах при накачке излучением InGaN (GaN) лазерных диодов [2]. Наиболее перспективным из перечисленных активаторных ионов является ион  $\text{Pr}^{3+}$  в фторидных кристаллах, на которых достигнуты рекордные энергетические характеристики [3-5]. Однако распространение таких DPSS лазеров ограничено узостью спектральных линий 4f-4f поглощения активаторных ионов по сравнению со спектром генерации лазерных диодов, что требует отбора используемых диодов по длине волны лазерной генерации. Обойти данное ограничение возможно путем поиска разупорядоченных кристаллических матриц. В докладе приводятся условия выращивания и результаты спектрально-кинетических исследований разупорядоченных кристаллов переменного химического состава ряда  $\text{CaF}_2\text{-LaF}_3\text{-PrF}_3$ . Обсуждаются перспективы применения данных кристаллов в качестве активных сред лазеров видимого диапазона спектра, накачиваемых излучением InGaN (GaN) лазерных диодов и функционирующих на 4f-4f переходах ионов  $\text{Pr}^{3+}$ .

Монокристаллы твердых растворов  $\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(10-x)\text{-PrF}_3(x)$  ( $0.5\% <x < 8\%$ ) выращивали методом Бриджмена в графитовых тиглях в атмосфере  $\text{Ar} + \text{CF}_4$ . Полученные кристаллы представляли собой прозрачные, интенсивно окрашенные булы диаметром 10 мм и длиной 40 мм, из которых для проведения экспериментов были изготовленные цилиндры с полированными торцами высотой 3.5 мм.

Спектры поглощения регистрировали в диапазоне длин волн 420-500 нм с помощью монохроматора МДР-23 со спектральной шириной щели 0.1 нм с фотодетектором ФЭУ-100. Спектры люминесценции регистрировали с помощью спектрометра Stellarnet EPP2000 со спектральным разрешением 0,5 нм при возбуждении на длине волны 444 нм импульсным излучением параметрического преобразователя (LT-2215LC) излучения третьей гармоники лазера на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  (LS-2134UTF) производства фирмы JV LOTIS ТП. Исследования кинетики люминесценции проводили на спектрометре на основе монохроматора МДР-23 и скоростного ФЭУ-100, сопряженного с широкополосным цифровым осциллографом Bordo-211. Временное разрешение системы измерения составляло не хуже 20 нс. Для определения энергетического выхода люминесценции образцов использовали интегрирующую сферу IS200 (Thorlabs). Все исследования осуществлялись при комнатной температуре. Результаты экспериментов представлены на рис.1 и суммированы в таб.1.



**Рис.1.** Неполаризованные спектры поглощения и люминесценции образцов  $\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(9)\text{-PrF}_3(x=1)$  (жирные кривые черного и синего цветов) и  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$  ( $C_{\text{Pr}}=1$  ат.%) (тонкие кривые красного и фиолетового цветов), соответственно.

**Таблица 1.** Эффективные времена жизни, энергетический и квантовый выход люминесценции, обусловленной переходами  ${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{H}_j$ ,  ${}^3\text{F}_j$  ионов  $\text{Pr}^{3+}$  в разупорядоченных кристаллах состава  $\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(10-x)\text{-PrF}_3(x)$

Состав образца	Эффективное время жизни мультиплета ${}^3\text{P}_0$ , мкс	Энергетический выход, %	Квантовый выход, %
$\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(9.5)\text{-PrF}_3(0.5)$	38	$40 \pm 3$	$95 \pm 4$
$\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(9)\text{-PrF}_3(1)$	26	$20 \pm 3$	$49 \pm 4$
$\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(8.5)\text{-PrF}_3(1.5)$	19	$12 \pm 3$	$29 \pm 4$
$\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(8)\text{-PrF}_3(2)$	14	$7 \pm 1$	$16 \pm 2$
$\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(6)\text{-PrF}_3(4)$	5	$1 \pm 0.3$	$2 \pm 0.5$
$\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(2)\text{-PrF}_3(8)$	0.9	$0.1 \pm 0.1$	$0.2 \pm 0.2$

Установлено, что спектр  ${}^3\text{H}_4\text{-}{}^3\text{P}_j$  поглощения разупорядоченных кристаллов  $\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(10-x)\text{-PrF}_3(x)$  заметно уширен по сравнению с аналогичным спектром кристалла  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ , для образцов которого, в отличие от монокристаллов на основе фторида кальция наблюдается штарковская структура. Для перехода  ${}^3\text{H}_4\text{-}{}^3\text{P}_2$  ширины полос поглощения (FWHM) составляют для  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$   $\sim 7.6$  нм, а для образца  $\text{CaF}_2(90)\text{-LaF}_3(9)\text{-PrF}_3(x=1)$   $\sim 10.2$  нм. Таким образом, переход от монокристалла  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$  к разупорядоченным средам состава  $\text{CaF}_2\text{-LaF}_3\text{-PrF}_3$  позволяет избежать тщательного отбора используемых лазерных InGaN диодов по длине волны лазерной генерации, улучшить утилизацию их излучения и, в конечном итоге, увеличить эффективность DPSS лазера. Кроме того, широкие полосы люминесценции при необходимости позволяют осуществить перестройку длины волны генерации DPSS лазера. Синтезированные образцы обладают сравнимым с кристаллом  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$  оптическим качеством и демонстрируют высокий энергетический квантовый выход (см. таб.1). Учитывая все эти факторы, а также то, что кристалл  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$  является известной активной средой DPSS лазеров видимого диапазона [6], можно констатировать перспективность применения разупорядоченных кристаллов  $\text{CaF}_2\text{-LaF}_3\text{-PrF}_3$  в качестве активных сред новых DPSS лазеров видимого диапазона. Кроме того, они обладают низкими значениями поглощения из возбужденного состояния [7], что делает их перспективными в качестве активных сред для DPSS лазеров с внутрирезонаторным преобразованием ультрафиолетового диапазона спектра.

Исследование проводилось в рамках субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету на государственное задание в сфере научной деятельности (3.1156.2017/4.6, 3.6722.2017/8.9 (бывший шифр 3.5835.2017/6.7)).

### Литература

1. Vo-Dinh T. Biomedical Photonics Handbook. CRC Press, 2003. 1872 p.
2. Kränkel C., Marzahl D-T., Moglia F. et al. // Las. Photon. Rev. 2016. V. 10. P. 548.
3. Metz P., Reichert F., Moglia F., et al. // Opt. Lett. 2014. V. 39. P. 3193.
4. Gün T., Metz P., and Huber G. // Opt. Lett. 2011. V. 36. P. 1002.
5. Luo S., Yan X., Cui Q., et al. // Opt. Commun. 2016. V. 380. P. 357.
6. Reichert F., Moglia F., Marzahl D-T. et al. // Opt. Express. 2012. V. 20. P. 20387.
7. Morozov O.A., Gorieva V.G., Konyushkin V.A., et al. // IEEE Xplore 2018 International Conference Laser Optics (ICLO), P. 38.

## PROSPECTIVE VISIBLE LASER ACTIVE MEDIA BASED ON DISORDERED FLUORITE-TYPE STRUCTURE CRYSTALS

O.A. Morozov<sup>1,\*</sup>, S.V. Kuznetsov<sup>2</sup>, V.A. Konyushkin<sup>2</sup>, A.N. Nakladov<sup>2</sup>, A.S. Nizamitdinov<sup>1</sup>,  
P.P. Fedorov<sup>2</sup>, V.V. Semashko<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Kazan Federal University

18 Kremlevskaya str., Kazan, Russia, 420008

<sup>2</sup> Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

38 Vavilov str., Moscow, Russia, 119991

\*e-mail: uh4rad@rambler.ru

The synthesis conditions and the results of spectral-kinetic studies of disordered crystals series CaF<sub>2</sub>-LaF<sub>3</sub>-PrF<sub>3</sub> with variable chemical composition are presented. The prospects of using these crystals as active media for the visible spectral range DPSS laser pumped by InGaN (GaN) laser diodes and operating on 4f-4f transitions of Pr<sup>3+</sup> ions are discussed.

**Key words:** disordered fluoride crystals, Pr<sup>3+</sup> ion, spectral-kinetic properties, luminescence quantum yield, DPSS lasers.

# ФОТООБЕСЦВЕЧИВАНИЕ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ КАК СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ УФ ДИАПАЗОНА $\text{LiY}_{0,3}\text{Lu}_{0,7}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$

А.С. Низамутдинов\*, Н.Ф. Рахимов, М.В. Чиркова, И.И. Фарухшин, Э.И. Мадиров, М.А. Марисов, С.Л. Кораблева, В.В. Семашко

*Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, Казань, ул. Кремлевская, д. 18  
\*e-mail: anizamutdinov@mail.ru*

В настоящей работе обсуждается влияние условий внешней подсветки и изменения температуры на фотодинамические процессы в активной среде  $\text{LiLu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$ . Показано, что при изменении этих факторов удается управлять уровнем внутрирезонаторных потерь и, следовательно, управлять характеристиками лазерной генерации, а именно величиной дифференциального КПД и формой импульса.

**Ключевые слова:** лазерная генерация, модуляция внутрирезонаторных потерь, ионы  $\text{Ce}^{3+}$ , фотодинамические процессы.

Сегодня развитие лазерных технологий позволяет проводить прецизионную обработку материалов, удаленно контролировать состав окружающей среды, плотно записывать данные и производить множество других сложных операций за счет лазеров. Дальнейшее развитие требует перехода в коротковолновую область спектрального диапазона и использования лазерного излучения с более короткой длительностью импульсов. По этой причине актуальным является поиск оптических квантовых генераторов ультрафиолетового (УФ) диапазона спектра с импульсами короткой и ультракороткой длительности.

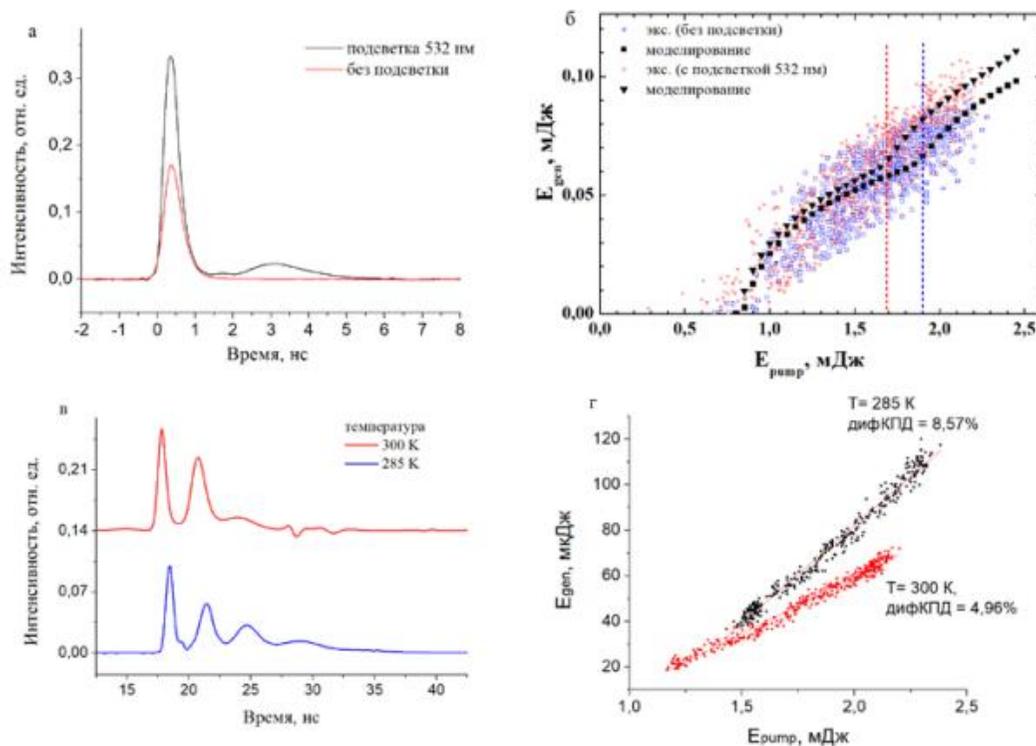
Перспективным подходом к получению когерентного излучения УФ диапазона является использование твердотельных материалов, способных генерировать и усиливать излучение УФ диапазона спектра, например, на основе фторидных кристаллов с широкой запрещенной зоной, активированных ионами  $\text{Ce}^{3+}$  [1]. Но с переходом в более коротковолновую область спектра возникают явления, ухудшающие характеристики лазерной среды. Основными процессами, препятствующими образованию лазерной генерации, являются поглощение из возбужденного состояния (ПВС) иона-активатора и образование центров окраски (ЦО), которые поглощают излучение в области длин волн лазерной генерации, обеспечивая тем самым фактор внутрирезонаторных потерь [2]. При этом известно, что равновесие образования и разрушения центров окраски можно управлять с помощью температуры и внешней подсветки [3]. Кроме того, количество центров окраски зависит от интенсивности лазерной генерации внутри резонатора [4]. Таким образом, мы имеем набор инструментов для управления внутрирезонаторными потерями, что потенциально может обеспечить режим модуляции добротности.

Целью данной работы является получение импульсов субнаносекундной длительности в активной среде  $\text{LiLu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$  и исследование влияния внешней подсветки на лазерные характеристики активной среды. В настоящей работе использовались образцы кристалла  $\text{LiLu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$  ( $\text{LLYF}:\text{Ce}^{3+}$ ), активированные ионами  $\text{Ce}^{3+}$ . Данные кристаллы были выращены в лаборатории роста кристаллов Казанского федерального университета. Кристалл  $\text{LLYF}:\text{Ce}^{3+}$  входит в гомологический ряд, состоящий из хорошо изученных кристаллов:  $\text{LiYF}_4$ ,  $\text{LiLuF}_4$ . Накачка  $\text{LLYF}:\text{Ce}^{3+}$  осуществлялась лазерным излучением кристалла  $\text{LiCaAlF}_6:\text{Ce}^{3+}$  ( $\text{LiCAF}:\text{Ce}$ ) на длине волны  $\lambda = 290$  нм и длительностью импульса  $t = 6,5$  нс по поперечной схеме. Была использована внешняя подсветка непрерывным излучением с длиной волны 532 нм, которое попадает в полосу поглощения центров окраски, а также охлаждение и нагрев кристалла  $\text{LLYF}:\text{Ce}^{3+}$ . Длина резонатора, собранного по схеме Фабри-Перо, для кристалла  $\text{LLYF}:\text{Ce}^{3+}$  была сведена к минимальной и составляла 2,5 см, что вместе с малым

коэффициентом отражения выходного зеркала (25 %) обеспечивало время жизни фотона в резонаторе порядка 300 пс. Для измерения длительности импульсов использовался четырехканальный осциллограф Tektronix DPO 7354 с полосой пропускания 3,5 ГГц в паре с лавинным фотодиодом Alphas с временной характеристикой спада 50 пс.

Была реализована лазерная генерация в импульсном режиме с длиной волны  $\lambda = 311$  нм и длительностью импульса  $t_{\text{имп}} = 400$  пс, форма которого приводится на рисунке 6. Импульс накачки имел длительность импульс  $t_{\text{имп}} = 6,5$  нс. Длительность импульса превышает время жизни фотона в резонаторе, что свидетельствует о многомодовом характере лазерной генерации. Однако мы видим одиночный импульс. Передний фронт импульса является более коротким по сравнению с задним фронтом, что может свидетельствовать о поглощении части переднего фронта насыщающимся поглотителем, в качестве которого могут выступать центры окраски. Из работ [5,6] известно, что центры окраски поглощают излучение не только в УФ диапазоне, но и в видимом диапазоне. Максимумы полос поглощения приходятся на диапазоны от 530 до 540 нм и 550 - 560 нм для кристаллов  $\text{LiLuF}_4:\text{Ce}^{3+}$ . Данный факт позволяет использовать внешнюю подсветку как фактор, который уменьшает потери лазерной генерации за счет обесцвечивания центров окраски.

На рисунке 1 представлены результаты исследования зависимости параметров лазерной генерации от внешней подсветки и от температуры в режиме генерации коротких импульсов. Показано, что резонансная синхронная подсветка импульсным излучением с длиной волны 532 нм увеличивает дифференциальный КПД лазерной генерации на 10 % и приводит к появлению второго пика в цуге импульсов. При этом непрерывная резонансная подсветка излучением с длиной волны 445 нм и мощностью 1 Вт увеличивает дифференциальный КПД лазерной генерации на 30 %.



**Рис. 1.** Форма импульса в зависимости от наличия подсветки (а) и при различных температурах (в), соответствующие зависимости энергии лазерной генерации от энергии накачки (б, г) для лазера на кристалле  $\text{LiLu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$ .

Показано, что резонансная синхронная подсветка импульсным излучением с длиной волны 532 нм увеличивает дифференциальный КПД лазерной генерации на 10 % и приводит к появлению второго пика в цуге импульсов. Охлаждение активной среды приводит к повышению дифференциального КПД лазерной генерации в два раза. При этом при повышении температуры изменяется форма импульса, а именно уменьшается количество импульсов. Таким образом, из результатов экспериментов следует, что за счет изменения температуры при оптимальной плотности энергии накачки удается стабильно управлять количеством пиков в цуге импульсов.

Для интерпретации влияния центров окраски на генерационные характеристики активной среды и внешних параметров, таких как температура и внешняя подсветка, была разработана математическая модель активной среды, в основе которого лежат вероятностные уравнения. В модель входят состояния четырехуровневой схемы лазерной генерации, соответствующие состояниям ионов  $\text{Ce}^{3+}$ , а также состояния зоны проводимости и центров окраски. Процесс образования центров окраски в нашей математической модели описан как последовательные процессы поглощения кванта накачки из возбужденного состояния иона  $\text{Ce}^{3+}$ , термализации свободного носителя заряда в зоне проводимости и его захвата на состояние центра окраски. С точки зрения интерпретации экспериментальных данных важными параметрами являются сечение поглощения света центрами окраски на длинах волн лазерной генерации и подсветки, а также вероятности, характеризующие возврат возбуждения на ионы  $\text{Ce}^{3+}$  в условиях смещения равновесия образования и разрушения центров окраски. Для интерпретации температурных зависимостей в математическую модель были включены два состояния центров окраски, температурно связанные между собой, то есть соотношение населенностей между которыми описывалось распределением Больцмана. Экспериментальные данные были аппроксимированы результатом численного решения системы дифференциальных уравнений. Варьируемыми параметрами являлись описанные параметры фотодинамических процессов.

Результаты аппроксимации показывают, что потерями, обусловленными поглощением центров окраски, удается описать изменение формы импульса и дифференциального КПД лазерной генерации. При этом возникающий контраст потерь зависит от температуры активной среды, а также изменяется при обесцвечивающей центры окраски подсветке. Значение контраста достигает 50 %. Таким образом, в настоящей работе показано, что за счет внешней подсветки и изменения температуры активной среды удается управлять фотодинамическими процессами и характеристиками лазерной генерации на кристалле  $\text{LiLu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$ .

Работы выполнены за счет субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету в рамках Государственного задания на научные исследования (Проекты 3.1156.2017/4.6 и 3.6722.2017/8.9 (бывший шифр 3.5835.2017/6.7))

### Литература

1. M. Dubinskii, V. Semashko, A. Naumov, R. Abdulsabirov, and S. Korableva // *J. Mod. Opt.* 1993. V. 40. № 1. P. 1–5.
2. Nizamutdinov A.S., Semashko V.V., Naumov A.K., Korableva S.L., Abdulsabirov R.Y., Polivin A.N., Marisov M.A. // *Journal of luminescence.* 2006. V. 127. № 1. P. 71-75.
3. Nurtidinova, L.; Korableva, S.// *Laser Physics Letters.* 2014. V. 11. P. 12580.
4. V.V.Semashko // *Phys. Solid State.* 2005. V. 47. № 8. P. 1507-1511
5. G. M. Renfro, L. E. Halliburton, W. A. Sibley, W. A. Belt // *Journal of Physics C: Solid State Physics.* 1980. V. 13. №. 10. P. 1941.
6. S. M. Kaczmarek, A.Bensalah, G. Boulon // *Optical Materials.* 2006. V. 28. №. 1. P. 123-128.

# PHOTBLEACHING OF COLOR CENTERS AS A TOOL TO MANAGE LASER PROPERTIES OF $\text{LiY}_{0,3}\text{Lu}_{0,7}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$ UV ACTIVE MEDIUM

A.S. Nizamutdinov\*, N.F. Rakhimov, M.V. Chirkova, I.I. Farukhshin, E.I. Madirov,  
M.A. Marisov, S.L. Korableva, V.V. Semashko

*Kazan Federal University*  
420008, Kazan, Kremlovskaja str., 18  
\*e-mail: anizamutdinov@mail.ru

In this work, we discuss the effect of external illumination conditions and temperature changes on the photodynamic processes in the active medium  $\text{LiLu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$ . It is shown that when these factors change, it is possible to control the level of intracavity losses and, therefore, to control the characteristics of laser oscillation, namely, the value of the differential efficiency and the pulse shape.

**Key words:** laser oscillation, intracavity losses modulation,  $\text{Ce}^{3+}$  ions, photodynamic processes.

# УПРАВЛЕНИЕ ВИХРЕВЫМИ РЕШЕТКАМИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

В.С. Перескоков\*, И.В. Дзедолик

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского  
295007, Симферополь, проспект Вернадского 4  
\*e-mail: pereskow@gmail.com

Поверхностные плазмон-поляритоны на границе металл-диэлектрик могут быть возбуждены различными способами. Если в слое металла с помощью внешнего электрического поля создать неоднородность диэлектрической проницаемости криволинейной формы, то падающие и отраженные от границы неоднородности плазмон-поляритоны интерферируют и могут образовывать вихри. В результате этой интерференции может образоваться вихревая решетка, форма которой будет зависеть от внешнего электрического поля. Изменяя кривизну границы неоднородности в металлическом слое с помощью электрического поля, можно управлять точками локализации вихрей, то есть формировать вихревую решетку ППП заданной конфигурации.

**Ключевые слова:** вихри поверхностных плазмон-поляритонов, ППП, вихревая решетка, точки локализации вихрей, граница неоднородности металл-диэлектрик, управление поверхностными плазмон-поляритонами.

Генерация и управление плазмон-поляритонными волнами привлекают все большее внимание исследователей по всему миру из-за с перспективой создания устройств плазмонной нано-оптики. При этом линейные и нелинейные плазмонные волны распространяются по границе раздела диэлектрика и металла в виде поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) [1]. В результате относительно большой величины эффективного показателя преломления на границе раздела диэлектрика и металла происходит уменьшение длины волны ППП по сравнению с длиной излучаемой оптической волны той же частоты. Тем самым, возбужденные ППП локализуются вблизи границы раздела сред и распространяются по поверхности на расстояния порядка десятков и сотен длин волн.

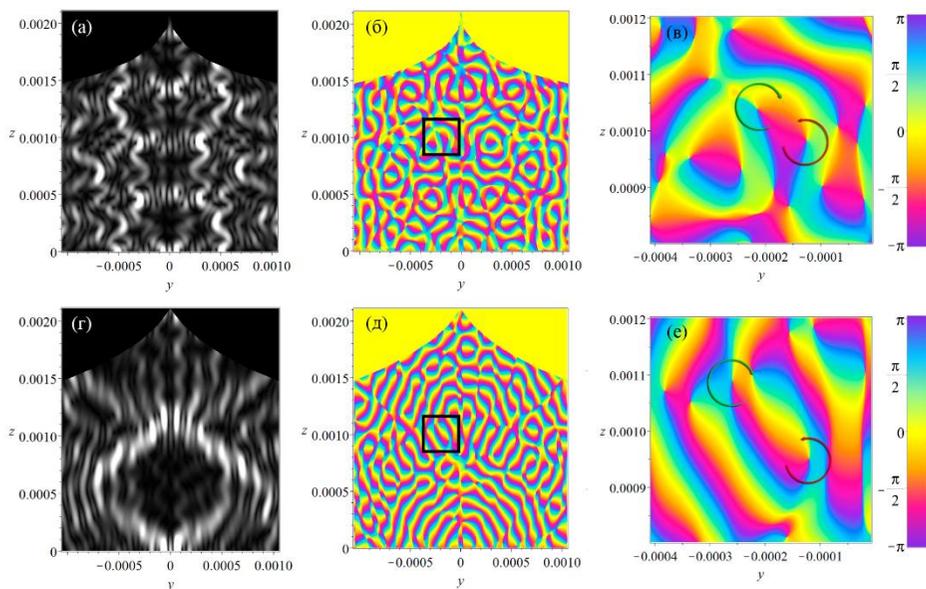
В работе рассмотрена задача формирования мод ППП при возбуждении по схеме Кретчманна на поверхности металлического слоя, и их последующем отражении от границы неоднородности в металлическом слое. Исследовано влияние формы границы неоднородности на распределение вихрей в интерференционном поле поверхностных плазмон-поляритонов при их отражении от границы неоднородности.

Нормальная компонента электрического поля ППП в точке  $(x, y)$  при интерференции падающих и отраженных ППП на поверхности металла имеет вид:

$$E_{zM} = A_z \left[ \exp(i\phi_{TM}^-) + \exp(i\phi_E^-) + \exp(i\phi_E^+) \right] \quad (1)$$

где  $A_z = A e^{-\alpha_0 z} \varepsilon_0^{-1} \left[ \varepsilon_0 \varepsilon_M / (\varepsilon_0 + \varepsilon_M) \right]^{1/2}$ ,  $\phi_{TM}^- = \beta_M Y - \omega t$ ,  $\phi_E^\pm = \beta_M [x \sin(\pm \theta) - Y \cos \theta] - \omega t$ ,  $Y = y + y_m$ .

Распределение нормальной компоненты электрического поля  $E_{zM} = \left[ \text{Re}(E_{zM})^2 + \text{Im}(E_{zM})^2 \right]^{1/2}$  при интерференции ППП в рассматриваемом случае представлено на рис. 1.



**Рис.1.** Распределение компоненты электрического вектора  $E_x$  при интерференции ППП, падающих на неоднородность и отраженных от границы неоднородности в металлическом слое в форме ласточкиного хвоста: (а) интерференционные полосы амплитуды и (б) распределение фазы при радиусе кривизны границы  $r_0 = 5\mu m$ ; (в) вихри ППП с топологическим зарядом  $\ell_M = +1$  (красная стрелка, против часовой) и  $\ell_M = -1$  (зеленая стрелка, по часовой) в выделенной области,  $r_0 = 5\mu m$ ; (г) интерференционные полосы амплитуды и (д) распределение фазы при радиусе кривизны границы  $r_0 = 10\mu m$ ; (е) вихри ППП в выделенной области,  $r_0 = 10\mu m$ ; значения по осям ( $y, z$ ) отложены в микрометрах.

Распространяющиеся по поверхности металла ППП, и рассеянные на границе неоднородности диэлектрической проницаемости металла ППП, интерферируют. При интерференции падающих и рассеянных ППП возникают точки сингулярности, в которых образуются вихри с винтовой дислокацией фазы. Изменяя радиус кривизны границы неоднородности диэлектрической проницаемости поверхности металла, например, с помощью внешнего электростатического поля заряда, размещенного на нанозонде, можно управлять топологией интерференционного поля ППП.

На основе управления вихревой решеткой ППП и детектирования ближнего поля вихрей можно реализовать плазмонные логические элементы «И» и «НЕ» для процессоров, работающих на оптических частотах. Конструирование и реализация устройств плазмонной техники: генераторов ППП – спазеров [2,5], фильтров и логических элементов [3,4] для оптических процессоров, позволит создать оптические компьютеры, работающие на терагерцевых частотах.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 19-72-20154).

### Литература

1. Maier S. A., Plasmonics: Fundamental and Applications, New York: Springer Science+Business Media, 2007.
2. Stockman M. I., “Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future,” Optics Express, Vol. 19, pp. 22029-22106 (2011).
3. Shulika O. V., Sukhoivanov I. A., Contemporary Optoelectronics: Materials, Metamaterials and Device Applications, Springer Science+Business Media, Dordrecht (2016).
4. Dzedolik I. V., Pereskokov V. S., “Topology of Plasmon-Polariton Vortices on an Adaptive Mirror,” Atmospheric and Oceanic Optics, Vol. 30, No. 2, pp. 203–208 (2017).

5. Gubin M. Yu., Shesterikov A. V., Karpov S. N., and Prokhorov A. V., “Entangled plasmon generation in nonlinear spaser system under the action of external magnetic field,” *Physical Review B*, Vol. 97, 085431 (2018).

## **CONTROL OF VORTEX LATTICE FORMED BY PLASMON-POLARITON VORTICES ON THE SURFACE OF A METAL LAYER**

**V.S. Pereskokov\*, I.V. Dzedolik**

*V. I. Vernadsky Crimean Federal University  
4 Vernadsky Avenue, Simferopol, 295007, Russian Federation  
\*e-mail: pereskokow@gmail.com*

Surface plasmon polaritons can be excited at the interface of metal layer and dielectric layer by various methods. If an inhomogeneity of permittivity with a curvilinear boundary is created in the metal layer by the external electric field, the incident plasmon-polaritons and the reflected ones from this inhomogeneity interfere. Nonrectangular vortex lattice appears when such surface plasmon-polaritons interfere, and the lattice configuration can be controlled by varying of the external electric field. Modifying curvilinear boundary's form with external electric field it is possible to control vortex localization and form vortex lattice with surface plasmon-polaritons of given configuration.

**Key words:** surface plasmon-polariton vortex, SPP, vortex lattice, vortex localization, inhomogeneity boundary, control of surface plasmon-polariton.

# ОСОБЕННОСТИ СПОНТАННОГО РАСПАДА В ОБЛАКЕ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ ПРИ НАЛИЧИИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ У ВОЗБУЖДЁННОГО АТОМА

Е.Н. Попов, А.С. Курапцев, И.М. Соколов

*Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая 29  
e-mail: enp-tion@yandex.ru*

На основе последовательного квантового микроскопического подхода теоретически исследован кооперативный спонтанный распад возбужденных состояний атома рубидия, помещенного в плотное облако неподвижных двухуровневых атомов. Показано, что межатомное диполь-дипольное взаимодействие приводит к существенной модификации распада, проявляющейся, в частности, в том, что различные зеемановские и сверхтонкие подуровни одного и того же мультиплета распадаются с разной скоростью, что не наблюдается для свободного атома. Предложен способ экспериментальной проверки предсказанного эффекта.

**Ключевые слова:** спонтанный распад, коллективные эффекты, диполь-дипольное взаимодействие, мультипольные компоненты

Исследование межатомного диполь-дипольного взаимодействия в оптически плотной среде актуально в задачах квантовой памяти, квантовой сенсорики и других приложениях квантовой оптики. Коллективные эффекты, которые наблюдаются в условиях обмена виртуальным фотоном между атомами, приводят к качественному изменению оптических свойств многоатомной квантовой системы. В качестве примера можно привести динамику излучения группы атомов, находящихся изначально в некотором возбужденном состоянии. Состояния таких систем являются суперпозицией суб- и супер-излучательных состояний и их коллективный спонтанный распад не описывается одноэкспоненциальным законом [1-7].

Целью настоящей работы является теоретическое исследование распада возбужденных состояний атома  $^{87}\text{Rb}$  [8], помещенного в случайно неупорядоченное, но однородное в среднем облако неподвижных и невозбужденных двухуровневых атомов, основное состояние которых характеризуется угловым моментом  $F=0$ , а возбужденное –  $F=1$ . Диполь-дипольное взаимодействие атомов в рассматриваемой системе приводит к тому, что динамика спонтанного распада рубидия отличается от таковой для свободного атома. Решение задачи о влиянии межатомного взаимодействия на коллективный спонтанный распад проводится в формализме, предложенном в работе [9]. Этот и подобные подходы многократно применялись при моделировании коллективных эффектов в многоатомных средах, в том числе и при описании экспериментов по изучению спонтанного распада (подробнее см., например, работы [10-13]).

В настоящей работе нами проведено сравнение распада различных начальных возбужденных состояний рубидия. Сравнение проводилось при условии, что резонансная частота атомов облака совпадает с частотой перехода в рубидии, который связывает начальный возбужденный и основной сверхтонкие уровни.

Расчет показал, что наиболее сильная модификация распада наблюдается в случае, когда атом рубидия возбужден на один из зеемановских подуровней сверхтонкого состояния  $F_e=3$ , а частота атомов окружения совпадает с частотой единственного разрешенного сверхтонкого перехода  $F_e=3 \rightarrow F_g=2$ . При этом обнаружено, что при наличии окружения скорости спонтанного распада разных зеемановских подуровней, принадлежащих  $F_e=3$ , различны, в то время как для свободного атома они равны. Различие сохраняется даже после усреднения по случайному, но однородному в среднем распределению атомов облака.

Влияние атомов окружения на коллективный спонтанный распад других сверхтонких состояний оказалось слабее. Отметим также, что даже при наличии двух разрешенных каналов

распада, из которых атомы окружения влияют только на один, в динамике коллективной релаксации тем не менее наблюдаются эффекты и суб- и супер-излучения. Таким образом, и в случае только частичного поглощения рубидием переизлученных фотонов среди коллективных многоатомных состояний имеются состояния со временами жизни как больше, так и меньше естественного одноатомного.

Помимо анализа динамики распада зеемановских состояний в работе проведен расчет спонтанного затухания различных неприводимых компонент матрицы плотности возбужденных состояний рубидия [14-15]. Показано, что мультипольные компоненты разного порядка  $k$  релаксируют с неодинаковой скоростью, что также не наблюдается для свободных атомов. При этом отметим, что распад мультиполей одинакового порядка  $k$ , но с разными геометрическими параметрами  $q$  происходит одинаково. Различие скоростей распада разных компонент  $k$  позволило нам предложить способ экспериментальной проверки предсказанных в работе эффектов. Этот способ может быть основан на зондировании среды пробным излучением и измерении высоких мультипольных моментов, которые отсутствуют у двухуровневых атомов [16].

Для более глубокого изучения влияния сверхтонкой структуры на рассматриваемые эффекты, мы проанализировали динамику электронной и ядерной подсистем рубидия в процессе распада по отдельности. Так, усредняя оператор плотности рубидия по состояниям электронной оболочки в возбужденном состоянии, мы получили динамику населенности ядерных состояний. Наш расчет показал, что в процессе коллективного спонтанного распада происходит переселение состояний ядра с различными проекциями его момента.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (Грант №17-12-01085).

### Литература

1. Курапцев А. С., Соколов И. М. // ЖЭТФ. 2018. Т. 154, С. 534
2. Соколов И. М. // ЖЭТФ. 2017. Т. 1524, С. 650
3. Lehmberg R. H. // Phys. Rev. A 1970. V. 2, P. 883
4. Mazets I. E. and Kurizki G. // JoP.B: At.,Mol. and Opt. Phys. 2007. V. 40, P. 105
5. Svidzinsky A. A., Chang J. T. and Scully M. O. // Phys. Rev. Lett. 2008. V.100, P.160504
6. Friedberg R., Hartmann S. R., Manassah J. T. // Phys. Reports. 1973. V.7, P.101
7. Milonni P. // J. Mod. Opt. 1995. V.42, P.1991
8. Steck D. A., 2001 <http://steck.us/alkalidata>
9. Heitler W. The Quantum Theory of Radiation. Ed.: (Courier Corporation), 1984. 430 pp.
10. Manassah J. T. // Adv. Opt. Photonics 2012. V. 4, P. 108
11. Kuraptsev A. S. and Sokolov I. M. // Phys. Rev. A 2014. V. 90, P. 012511
12. Jenkins S. D., Ruostekoski J., Javanainen J. et al. // Phys. Rev. A 2016. V. 94, P. 023842
13. Araujo M. O., Guerin W. and Kaiser R. // J. Mod. Opt. 2018 V. 65, P. 1345
14. Blum K. Density Matrix Theory Applications. Ed.: (Springer-Verlag Berlin Heidelberg), 2012. 327 pp.
15. Rand S. Lectures on Light: Nonlinear and Quantum Optics using the Density Matrix. Ed.: (New York: Oxford University Press), 2010. 101 pp.
16. Kupriyanov D. V. and Sokolov I. M. // J. Exp. Theor. Phys. 1989. V. 68, P.1145

# PECULIARITIES OF SPONTANEOUS DECAY IN A CLOUD OF COLD ATOMS IN THE CASE OF HYPERFINE SPLITTING FOR EXCITED ATOM

**E.N. Popov, A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov**

*Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University  
195251, St.Petersburg, Polytechnicheskaya, 29  
e-mail: enp-tion@yandex.ru*

On the basis of a consistent quantum microscopic approach, we theoretically study the spontaneous decay of the excited states of a rubidium atom located into a dense cloud of motionless two-level atoms. It is demonstrated that the interatomic dipole-dipole interaction leads to a significant modification of the decay. Namely, different Zeeman and hyperfine sublevels of the same multiplet decay at different speeds, unlike the case of the free atom. An experiment for verifying of the effect is proposed.

**Key words:** spontaneous decay, collective effects, dipole-dipole interaction, multipole components.

# ЦИФРОВОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМОННЫХ СХЕМ

А.В. Шестериков, А.Ю. Лексин, А.В. Прохоров\*

*Владимирский государственный университет им А.Г. и Н.Г. Столетовых  
600000, г. Владимир, ул. Горького, д. 87, Россия*

\*e-mail: avprokhorov33@mail.ru

Разработаны математические модели в основу создания новой online САПР-платформы, предназначенной для удаленного проектирования плазмонных схем обработки информации. Впервые предложена и с помощью платформы спроектирована топология полностью-плазмонного транзистора на основе графенового нанорезонатора, нагруженного полупроводниковой квантовой точкой. Прогнозируемая тактовая частота устройства составляет 1ТГц при размере транзистора 20 нм.

**Ключевые слова:** САПР-платформа, цифровое проектирование, плазмонные схемы

Проектирование интегральных схем нового поколения, предназначенных для высокоэффективной обработки информации как классическими, так и квантовыми методами, представляет нетривиальную задачу. Это обусловлено желанием сохранить достигнутую степень миниатюризации транзистора с учетом уже внедрённых техпроцессов. С другой стороны – стремлением существенно нарастить задающую частоту процессора путем использования в качестве носителей информации пространственно-локализованных состояния электромагнитного поля на близких к оптическим частотам. Вместе с тем, уже созданные электронно-оптические схемы характеризуются медленным управлением, чисто-оптические схемы требуют гигантских нелинейностей для реализации свет-свет взаимодействий. Использование возникающих на границе раздела проводник/диэлектрик поверхностных электромагнитных волн, – поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), рассматривается как предпочтительная альтернатива. Поскольку, обладая оптическими частотами и возможностью локализации в пределах десятков нанометров, с их помощью удастся добиться требуемых нелинейностей на наномасштабе. Однако, недостатком ППП является малая длина распространения в известных средах, что ограничивает возможность выполнения алгоритмов с ними.

В настоящей работе обсуждаются вопросы создания цифровой платформы для проектирования гибридных опто-плазмонных схем обработки информации. За основу проектирования выбраны такие перспективные материалы как графен, допированный графен, нитрид бора, и др., ожидаемое достижение высокотемпературной сверхпроводимости для которых способно решить проблему затухания ППП. В качестве центров обработки информации выбраны полупроводниковые без- и оболочечные квантовые точки (КТ) на основе соединений АЗВ5 и А2В6. Использование размерных эффектов, т.е. зависимости частот и дипольных моментов межуровневых переходов от размера и формы КТ позволяет спроектировать логические элементы и триггеры, соответствующие различным схемам ППП-КТ взаимодействия.

В качестве примера, показана возможность проектирования и численного моделирования работы полностью-плазмонного переключателя для ППП мод (режим классического поля) на основе графенового волновода с интегрированным в него штырьевым нанорезонатором, нагруженным полупроводниковой InN/GaN КТ. В основу устройства положено использование сильного нелинейного взаимодействия между плазмон-поляритонными модами в условиях лестничной схемы межуровневых переходов в КТ. В качестве развития темы, показана возможность реализации двухкубитных квантовых логических элементов в нанорезонаторе с КТ, возбуждаемых однокубитными ППП-импульсами. Предложен способ управления типом квантового преобразования путем вращения угла поляризации пары ППП мод, предварительно стимулирующих КТ и инициализирующих ее начальное состояние.

## **DIGITAL DESIGN AND PARAMETERS OPTIMIZATION FOR PLASMONIC CIRCUITS**

**A.V. Shesterikov, A.Yu. Leksin, A.V. Prokhorov\***

*Vladimir State University named after A. G. and N. G. Stoletovs,  
600000, Vladimir, Gorky str. 87, Russia*

*\*e-mail: avprokhorov33@mail.ru*

The mathematical models for the new online CAD-platform of plasmonic information circuits design have been developed. The topology of a graphene all-plasmonic transistor based on graphene nanoresonator loaded with quantum dots, partially designed in our CAD-platform, is proposed for the first time. The predicted clock frequency of the device is 1 THz and 20 nm transistor size.

**Key words:** CAD-platform, digital design, plasmonic circuits.

# ЛАЗЕР НА АЛЕКСАНДРИТЕ ДЛЯ СПИН-ОБМЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ

А.Г. Путилов<sup>1,2,\*</sup>, А.А. Антипов<sup>1,2</sup>, А.Е. Шепелев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИПЛИТ РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
140700, г. Шатура, ул. Святоозерская, 1

<sup>2</sup>Владимирский государственный университет имени А. Г. и Н. Г. Столетовых  
600000, г. Владимир, ул. Горького, 87

\*e-mail: putilov.iplit@ya.ru

Рассмотрена возможность реализации гиперполяризованного состояния благородных газов возбужденными щелочными металлами с целью увеличения сигнала ядерного магнитного резонанса. Для достижения такого состояния необходимо ввести в состояние возбуждения атомы рубидия для последующего спин-обменного процесса с ядрами благородного газа. Возбуждение щелочного металла планируется реализовывать, применяя лазер на основе кристалла синтетического александрита. Применение дисперсионных элементов в резонаторе лазера позволит перестроить длину волны излучения точно в спектр поглощения рубидия.

**Ключевые слова:** гиперполяризация, магнитно-резонансная томография, лазерное излучение, узкополосный лазер, перестраиваемый лазер, александрит.

Гиперполяризованные благородные газы ( $^3\text{He}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{83}\text{Kr}$ ) используются в магнитно-резонансной томографии (МРТ) для диагностики заболеваний дыхательных путей [1]. Актуальным методом получения гиперполяризованных спиновых систем является метод магнитной гиперполяризации ядер  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{83}\text{Kr}$  путем спин-обменной оптической накачки (СООН). Данный метод основан на явлении обмена спинами между валентным электроном атома щелочного металла, находящегося в газовой фазе, и ядром благородного газа за счет столкновений или образования ван-дер-ваальсовых комплексов.

В качестве щелочного металла обычно используется Rb, поскольку требуемый переход электрона лежит в областях частот наиболее подходящего инфракрасного лазера 780 и 794,7 нм, осуществляющего оптическую накачку паров Rb. Создаваемая при этом поляризация электронного ансамбля переносится на ядра благородного газа (любого из  $^3\text{He}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{83}\text{Kr}$ ) через ферми-контактное сверхтонкое взаимодействие.

Перспективным источником лазерного излучения для СООН является твердотельный лазер на основе кристалла синтетического александрита. Александрит является разновидностью хризоберилла легированного ионами  $\text{Cr}^{3+}$ . Спектр излучения лазера на александрите лежит в области 700 – 850 нм [2, 3]. Применение дисперсионных элементов в резонаторе лазера на александрите позволит перестроить центральную длину волны излучения с 750 нм, на эффективную длину волны для накачки Rb: 780 и/или 794,7 нм [4].

## Литература

1. Theodore Hughes-Riley, Joseph S.Six etc. Cryogenics free production of hyperpolarized  $^{129}\text{Xe}$  and  $^{83}\text{Kr}$  for biomedical MRI applications // Journal of Magnetic Resonance, Volume 237, December 2013, Pages 23-33.
2. Achaya Teppitaksak, Ara Minassian, Gabrielle M. Thomas, and Michael J. Damzen, "High efficiency >26 W diode end-pumped Alexandrite laser," Opt. Express 22, 16386-16392 (2014)
3. A.Antipov, A.Putilov, "Tunable alexandrite laser", Материалы 7-й Международной конференции «Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства», с. 64-65, 2018
4. A.Putilov, A. Antipov, A. Shepelev, A. Lotin, S. Arakelyan «Control of the lasing spectrum of Alexandrite laser», Journal of Physics: Conference Series. – 2019 (в печати).

# ALEXANDRITE LASER FOR SPIN-EXCHANGE OPTICAL PUMPING OF NOBLE GASES

A.G. Putilov<sup>1,2,\*</sup>, A.A. Antipov<sup>1,2</sup>, A.E. Shepelev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ILIT RAS - Branch of FSRC "Crystallography and Photonics" RAS*

*1 Svyatoozerskaya, Shatura, 140700, Moscow region, Russia*

<sup>2</sup>*Vladimir State University named after A. G. and N. G. Stoletovs*

*87 Gorky, Vladimir, 600000, Russia*

\*e-mail: putilov.iplit@ya.ru

The possibility of realizing a hyperpolarized state of noble gases by excited alkali metals with the aim of increasing the signal of nuclear magnetic resonance is considered. To achieve such a state, it is necessary to introduce rubidium atoms into the excitation state for the subsequent spin-exchange process with noble gas nuclei. The alkali metal excitation is planned to be realized using a laser based on a crystal of synthetic alexandrite. The use of dispersion elements in the laser resonator will allow tuning the radiation wavelength exactly into the absorption spectrum of rubidium.

**Key words:** hyperpolarization, magnetic resonance imaging, laser radiation, narrow-band laser, tunable laser, alexandrite.

# ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕТРАПИРРОЛЬНЫХ СОЕДИНЕНИЙ, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМИКРОСКОПИИ ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ

А.О. Савостьянов<sup>1,2,\*</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>1,3</sup>, А.А. Горшелев<sup>1</sup>, А.С. Старухин<sup>4</sup>, А.В. Наумов<sup>1,3,5</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН*

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

<sup>2</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

*119991, ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, 53*

<sup>3</sup>*Московский физико-технический институт*

*141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9*

<sup>4</sup>*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси*

*220072, Республика Беларусь, г. Минск, пр-т Независимости, 68-2*

<sup>5</sup>*Московский педагогический государственный университет*

*19991, Москва, ул. Малая Пироговская, 29*

\*e-mail: savostianov.a@isan.troitsk.ru; Web-page: www.single-molecule.ru

В работе обсуждаются перспективы применения техники спектроскопии одиночных молекул для исследования тетрапиррольных соединений, имеющих широкий спектр практических применений, в том числе и в квантовой оптике. В качестве примера приводятся исследования одиночных молекул Mg-тетраазапорфирина в полимерной матрице: продемонстрированы бесфононные линии в спектрах возбуждения флуоресценции и спектральных траекториях зарегистрированные при температуре 6К. В спектральных траекториях обнаружена стохастическая спектральная динамика бесфононных линий в аномально широком диапазоне.

**Ключевые слова:** спектроскопия одиночных молекул, бесфононная линия, спектральная диффузия, тетрапиррольные соединения, порфирины.

Различные тетрапиррольные соединения (порфирины и их структурные родственники: порфиразины, фталоцианины, хлорины, а также их комплексы с металлами) играют важную роль во многих биологических процессах и отличаются впечатляющим многообразием практических применений. Среди прочего, необходимо отметить и возможности использования соединений данного класса в качестве объектов для различных приложений квантовой оптики и нанофотоники. Порфиразины и фталоцианины, обладающие значительным квантовым выходом флуоресценции, могут быть использованы в качестве источников однофотонного излучения, молекулярные магниты, представляющие из себя сложные комплексы фталоцианинов с ионами лантаноидов [1], являются перспективными материалами для создания квантовых кубитов. Традиционно широки возможности тетрапирролов для применения в качестве молекулярных переключателей [2].

Все вышеупомянутые приложения квантовой оптики напрямую связаны с использованием тетрапиррольных соединений на уровне отдельных молекул, что делает оптические исследования последних чрезвычайно актуальными. Здесь следует отметить возможности криогенной флуоресцентной спектроскопии одиночных молекул (СМОМ), помещенных в оптически прозрачные твердотельные среды [3]. Перспективы этого метода обусловлены возможностью детектирования в таких системах (по аналогии с эффектом Мессбауэра) чрезвычайно узких (до десятков МГц) бесфононных спектральных линий (БФЛ), соответствующих электронным и электронно-колебательным переходам в примесных люминофорах без изменения числа фононов матрицы. В СМОМ спектральные характеристики БФЛ (спектральное положение, полуширина) одиночной молекулы (ОМ) чрезвычайно чувствительны как к локальному окружению одиночного излучателя, так и к изменениям пространственного положения атомов ОМ (конформациям), образованию комплексов и агрегатов. Взаимодействие ОМ с локальным окружением для определенных систем примесная

молекула/матрица может приводить к значительному снижению интенсивности БФЛ (уменьшению фактора Дебая-Валлера) вследствие перекачки энергии электронного возбуждения в фононное крыло (ФК), значительному уширению БФЛ даже при температурах  $\sim 4 - 5$  К, вызывать стохастические прыжки/дрейфы спектрального положения БФЛ (спектральная диффузия). Очевидно, что такие эффекты крайне нежелательны с точки зрения использования ОМ в качестве источника однофотонного излучения. В то же время БФЛ может выступать и в качестве индикатора текущей конфигурации молекулы. В частности, такие процессы как изо- и таутомеризация, экстраординация, нарушение планарности порфиринового кольца, перенос энергии и заряда, образование комплексов с отдельными атомами, органическими молекулами и наночастицами, оказывают значительное влияние на спектральные свойства тетрапиррольных соединений [2,4,5].

В настоящей работе исследовались молекулы Mg-тетраазпорфирина (Mg-ТАП), внедренные в тонкую ( $\sim$  сотен нм) пленку из аморфного полиизобутилена (ПИБ). Данные люминофоры представляют из себя небольшие плоские достаточно жесткие молекулы, демонстрирующие значительное поглощение света электронным 0-0 переходом и высокий квантовый выход флуоресценции (0.9 при 77К [6]). Кроме того, ранее в работе [6] уже была продемонстрирована принципиальная возможность наблюдения в спектрах возбуждения флуоресценции замороженных в ксеноне ОМ Mg-ТАП БФЛ с ширинами, достигающими 20 МГц. ПИБ, в свою очередь, является классической средой для экспериментов по СМОМ, позволяющей детектировать, как правило, значительно более узкие БФЛ, чем в случае использования других полимерных сред (характерные ширины БФЛ для системы террилен/ПИБ  $\sim 100$  МГц против  $\sim 0.5$  ГГц для террилен/поливинилбутираль и  $\sim 1$  ГГц для террилен/полиметилметакрилат [7]).

Основные результаты, которые будут представлены в докладе, основаны на применении разработанной в Институте спектроскопии РАН методики последовательно-параллельной регистрации спектров возбуждения флуоресценции, спектральных траекторий (серий последовательно записанных спектров) и пространственных координат с субдифракционной точностью одновременно для большого числа одиночных квантовых излучателей [3]. Реализация такого эксперимента осуществлялась с применением перестраиваемого возбуждающего лазера на красителе (Родамин 6Ж), люминесцентного микроскопа с широким полем засветки, многоканального детектора излучения (ПЗС-камеры), а также оригинального ПО, позволяющего распознавать спектры и спектральные траектории ОМ. Исследуемый образец был размещен в гелиевом криостате при температуре 6К, перестройка лазера осуществлялась в широком спектральном диапазоне (до 4000 ГГц или  $133 \text{ см}^{-1}$ ) вблизи измеренного максимума поглощения Mg-ТАПа в ПИБе (585нм).

Проведенные исследования продемонстрировали принципиальную возможность детектирования БФЛ для ОМ порфиринового ряда в полимерной матрице. Кроме того, в некоторых спектрах возбуждения флуоресценции ОМ Mg-ТАПа помимо узких БФЛ наблюдались широкие ФК, параметры которых соответствуют существующим в ПИБе квазилокализованным низкочастотным колебаниям [8]. Измеренные спектральные траектории продемонстрировали наличие спектральной диффузии в аномально широком диапазоне (вплоть до 950 ГГц или  $33 \text{ см}^{-1}$ ). Столь значительные изменения энергии электронного перехода ОМ невозможно объяснить в рамках диполь-дипольного рассмотрения взаимодействия ОМ с туннелирующими двухуровневыми системами, существующими в неупорядоченных средах. Сравнение наблюдаемой спектральной диффузии с результатами, полученными ранее для системы тетра-трет-бутилтеррилена/ПИБ при аналогичных условиях, может свидетельствовать в пользу предположения, что спектральные прыжки на расстоянии  $\sim 30 \text{ см}^{-1}$  вызваны изменениями в конфигурации самой молекулы Mg-ТАПа.

Работа была выполнена в рамках программы фундаментальных исследований РАН «Актуальные проблемы фотоники». Часть работы (А.С.С) была выполнена при поддержке программы «Горизонт-2020».

## Литература

1. Holmberg R. J. et al. //Dalton Trans. 2016. V. 45. №. 22. P. 9320
2. Martynov A. G. et al. //Coord. Chem. Rev. 2019. V. 387. P. 325
3. Наумов А.В. //УФН. Т.183. №. 6. С. 633.
4. Старухин А. С., Горский А. В., Кияк М. З. //Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. №. 12. С. 1722.
5. Gil M. et al. //Low Temp. Phys. 2019. V. 45. №. 6. P. 656.
6. Starukhin A. et al. //Chem. phys. 2002. V. 285. №. 1. P. 121.
7. Geva E., Skinner J. L. // J. Phys. Chem. B. 1997. V. 101. №. 44. P. 8920.
8. Eremchev I. Y. et al. // J. Chem. Phys. 2009. V. 130 P. 184507.

## STUDIES OF TETRAPYRROLIC COMPOUNDS PERSPECTIVE FOR QUANTUM OPTICS APPLICATIONS VIA SINGLE-MOLECULE SPECTROMICROSCOPY

A.O. Savostianov<sup>1,2,\*</sup>, I.Yu. Eremchev<sup>1,3</sup>, A.A. Gorshelev<sup>1</sup>, A.S. Starukhin<sup>4</sup>,  
A.V. Naumov<sup>1,3,5</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Spectroscopy RAS  
Fizicheskaya Str. 5, Moscow, Troitsk 142190, Russia*

<sup>2</sup>*Lebedev Physical Institute RAS  
53 Leninskiy Ave., Moscow 119991, Russia*

<sup>3</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology  
Institutskiy per 9. Dolgoprudny, Moscow Region 141700, Russian Federation*

<sup>4</sup>*B.I. Stepanov Institute of Physics NAS of Belarus  
Nezaleznosti Av. 68—2, Minsk 220072, Belarus*

<sup>5</sup>*Moscow Pedagogical State University  
29 Malaya Pirogovskaya Str. Moscow 119991, Russia*

\*e-mail: savostianov.a@isan.troitsk.ru; Web-page: www.single-molecule.ru

The prospects of using single-molecule spectromicroscopy technique to examine tetrapyrrole compounds with a wide range of practical applications, including such in quantum optics are discussed. As an example, studies of single Mg-tetraazaporphyrin molecules in a polymer matrix are presented: zero-phonon lines in the fluorescence excitation spectra and spectral trajectories recorded at a temperature of 6K are demonstrated. Stochastic spectral dynamics of zero-phonon lines in an anomalously wide range was found in spectral trails.

**Key words:** single-molecule spectromicroscopy, zero-phonon line, spectral diffusion, tetrapyrrole compounds, porphyrins.

# SILICON ROOM TEMPERATURE IR DETECTORS COATED WITH Ag<sub>2</sub>S QUANTUM DOTS

I. Tretyakov<sup>1,\*</sup>, A. Shurakov<sup>1,2</sup>, A. Perepelitsa<sup>1,4</sup>, N. Kaurova<sup>1,4</sup>, S. Svyatodukh<sup>1</sup>, T. Zilberley<sup>5</sup>, S. Ryabchun<sup>1,3</sup>, M. Smirnov<sup>4</sup>, O. Ovchinnikov<sup>4</sup>, and G. Goltsman<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>*Moscow State University of Education  
Moscow 119435, Russia.*

<sup>2</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences  
Kazan 420029, Russia*

<sup>3</sup>*National Research University Higher School of Economics  
Moscow 101000, Russia*

<sup>4</sup>*Voronezh State University  
Voronezh 394018, Russia*

<sup>5</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (State University)  
Dolgoprudny 141701, Russia.*

\*e-mail: ivantretykov@mail.ru

For decades silicon has been the chief technological semiconducting material of modern microelectronics. Application of silicon detectors in optoelectronic devices are limited to the visible and near infrared ranges, due to their transparency for radiation with a wavelength higher than 1.1  $\mu\text{m}$ . The expansion Si absorption towards longer wave lengths is a considerable interest to optoelectronic applications. In this work we present an elegant and effective solution to this problem using Ag<sub>2</sub>S quantum dots, creating impurity states in Si to cause sub-band gap photon absorption. The sensitivity of room temperature zero-bias Si-Ag<sub>2</sub>S detectors, which we obtained is  $10^{11} \text{ cm} \frac{\sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}}$ . Given the variety of QDs parameters such as: material, dimensions, our results open a path towards the future study and development of Si detectors for technological applications

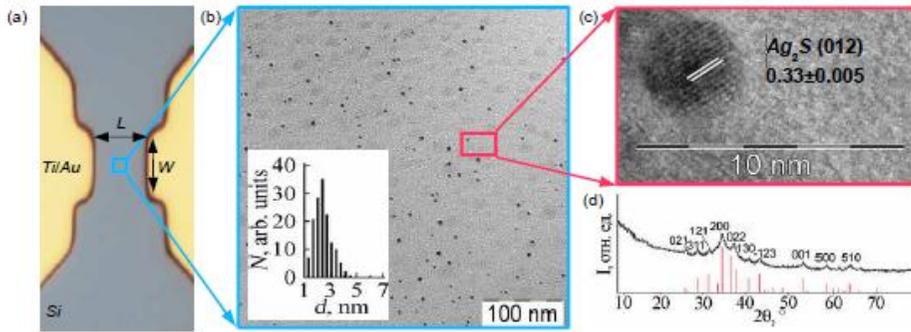
**Keywords:** infrared range, silicon, quantum dot, surface states, room-temperature detector.

Development of effective room-temperature photoconductors, for IR range, compatible with current silicon technology is in great demand. In particular, megapixel digital imaging based on complementary-metal-oxide-semiconductor (CMOS) technology in IR range has a potential for in many practical applications: night vision systems, spectroscopy, medical diagnosis, astronomy, on-chip optical data processing and environmental monitoring.

Semiconducting QDs are nanocrystals with a size of the order of the Bohr radius of the Wannier-Mott exciton in the corresponding material. Using QDs of different composition allows to adjust spectral range of the detector, depending on absorption region of the QD. Interest in using QDs also due to the ease of the adjustment of optical properties of QD by changing its dimensions.

Aqueous solution of AgNO<sub>3</sub> and Na<sub>2</sub>S were used as the initial reagents for synthesis of colloidal Ag<sub>2</sub>S QDs. In order to remove the reaction by-product the acetone was used to QDs, followed by centrifuging the solution. Thioglycolic acid was used in order to stabilize QDs.

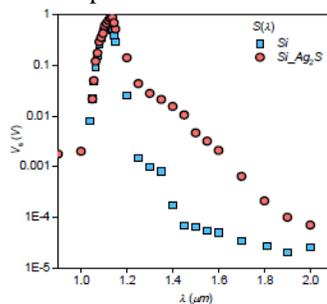
Initial Si structures were fabricated using standard methods of laser lithography, thermal metal deposition and lift-off process based on undoped high-resistance silicon. The contacts to Si structure were formed by sequential thermal deposition of Ti and Au on Si substrate. Resulting structure is represented on fig.1 a), with W - width of Ti/Au contacts and L - distance between them, which are equal to 10  $\mu\text{m}$ .



**Fig.1.** a) An optical image of the devices, IR radiation focused on Si surface between Ti/Au contact. b) SEM image of Si surface after deposition of  $\text{Ag}_2\text{S}$ , average dimension of QDs is  $2.5 \pm 0.5$  nm. c) High-resolution SEM image of  $\text{Ag}_2\text{S}$  QDs on top of Si. The diffraction on (012) atomic plane of monoclinic  $\text{Ag}_2\text{S}$  lattice, indicates the formation of crystalline  $\text{Ag}_2\text{S}$  nanoparticle. d) X-ray diffraction data for  $\text{Ag}_2\text{S}$  nanocrystals with monoclinic lattice

During fabrication, the quality and purity of Si gap between Ti/Au contacts is important. Before depositing QDs on the surface of Si, it was cleaned by ion etching in an Ar and  $\text{O}_2$  atmosphere and liquid etching with HF. Cleaning process was needed to remove all impurities and natural oxides on the surface of silicon. After that, colloidal solution was centrifuged onto prepared Si surface between contacts with subsequent evaporation of solvent. Distribution of individual QDs, obtained in this process, is represented on Fig.1. b) it could be seen that they aren't interacting with each other. The analysis of SEM images shows that QDs are formed with average size of  $2.5 \pm 0.5$  nm. High-resolution SEM images Fig.1. c), shows diffraction of (012) atomic plane of monoclinic  $\text{Ag}_2\text{S}$  lattice. The X-ray diffraction data Fig.1. d), also confirms formation of monoclinic lattice. Spectral response and noise equivalent power (NEP) of Si and coated Si devices in near IR and short wave IR were studied experimentally. The devices, that were shielded from the background radiation, had a  $7\text{M}\Omega$  resistance. To focus the IR radiation in the area between Au/Ti contacts hyper-hemispherical Si lens was used. The range in which spectral response  $S_V(\lambda)$  was obtained starts at  $1 \mu\text{m}$  and ends on  $2 \mu\text{m}$ . Results were received at  $300\text{K}$  and zero bias device mode and are represented on Fig.2.

It could be seen that both devices have a maximum in the vicinity of  $1.1 \mu\text{m}$ , but pure Si drops rapidly for a larger wave lengths, unlike device covered with QDs, for which response drops smoothly to  $2 \mu\text{m}$ . The cut-off wavelength of the internal photovoltaic effect for bulk  $\text{Ag}_2\text{S}$  is around  $1.25 \mu\text{m}$ . Considering this fact, the strong response of coated device above  $1.25 \mu\text{m}$ , could be explained by the formation of "surface states" caused by QDs. Which mean that, when IR photon is absorbed by an electron in valence band of Si, generated carriers transits at sub-band states of  $\text{Ag}_2\text{S}$ . This process is detected as voltage change between Ti/Au contacts. For quantitative evaluations of Si sensitization effect, ratio of signals for Si and Si- $\text{Ag}_2\text{S}$  detectors was calculated for a given wave length. For  $1.45 \mu\text{m}$ , this value was more then 40, thereby the deposition of QDs on the surface of the Si, leads to the formation of detectors with wider absorption band.



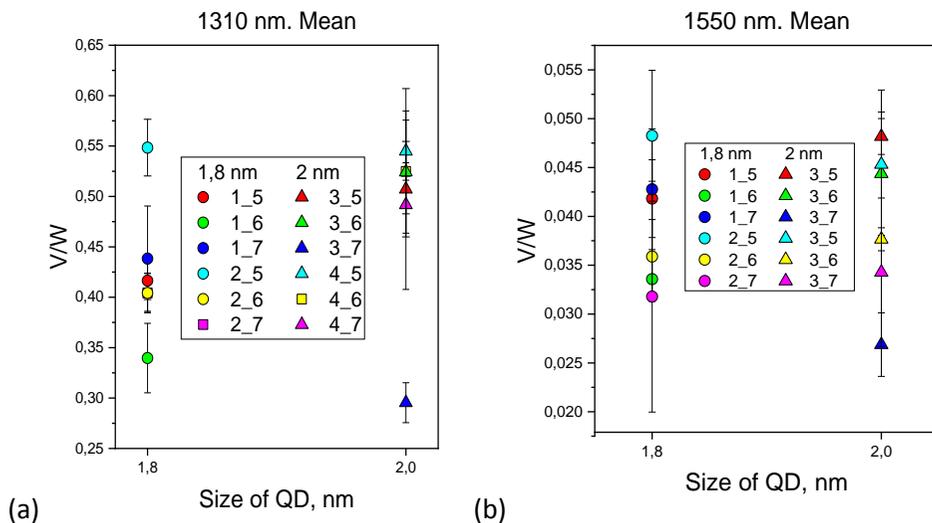
**Fig.2.** Spectral response  $S_V(\lambda)$  of Si and coated Si detectors. These curves reflect the effect of Si sensitization caused by absorption of sub-band IR photon.

Second part of the experiment included measurements of the NEP, for the same detectors. A thermally stabilized diode laser at  $1.55 \mu\text{m}$  was used as a source. The signal  $V_s$  and noise  $V_n$  were measured at a modulation frequency of IR radiation  $f$  of 80 Hz. To detect the response, selective voltmeter with input resistance  $20 \text{ M}\Omega$  was used. Detectors had a resistance equal to  $7 \text{ M}\Omega$  at 300 K with zero bias offset mode. Voltmeter was connected directly to the devices. An acquired signals are  $0.15 \mu\text{V}$  and  $6.9 \text{ mV}$  for coated and uncoated detectors respectively with  $5 \mu\text{W}$  radiation power  $P$  at the input. In the absence of radiation, signal was about  $1 \mu\text{V}$ . From this using NEP formula:

$$NEP = \frac{V_n}{V_s} \frac{P}{\sqrt{\Delta f}}, \frac{W}{\sqrt{Hz}}$$

Using received data,  $NEP_{Si} = 2.1e - 8 \frac{W}{\sqrt{Hz}}$  and  $NEP_{SiAg_2S} = 4.5e - 10 \frac{W}{\sqrt{Hz}}$

One of our latest results in the study of  $\text{Ag}_2\text{S}$  QDs on the surface of Si, is the dependence of volt/watt sensitivity of the detector to the sizes of QDs in IR range. With the increase of the dimensions of the QDs, the height of the band gap in Si decreases, which should result in expansion of absorption range of the Si detectors. The  $\text{Ag}_2\text{S}$  QDs of 1.8 nm and 2 nm were prepared the same way, as 2.5 nm samples. As the source of radiation, diode lasers of 2 wave lengths were used:  $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$  and  $\lambda_2 = 1.5 \mu\text{m}$ . Signal was modulated by chopper on  $f = 80 \text{ Hz}$ . As total 12 detectors were measured for 1.8 nm and 2 nm QDs, 6 for each group. Results are represented on Fig. 3, a) and b) for  $1.31 \mu\text{m}$  and  $1.55 \mu\text{m}$  respectively.



**Fig.3.** a) Mean values of  $V/W$ , for 1310 nm radiation; b) Mean values of  $V/W$ , for 1550 nm radiation

### References

1. I.Tretyakov, A.Shurakov, A. Perepelitsa, N.Kaurova, S. Svyatodukh, T.Zilberley, S. Ryabchun, M.Smirnov, O.Ovchinikov, G.Goltsman. *physica status solidi RRL* (2019)

# ДВУМЕРНЫЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ С УЧЕТОМ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Д.С. Сковрцов\*, Н.Н. Конобеева, И.В. Запороцкова, М.Б. Белоненко

*Волгоградский государственный университет  
400062, Волгоград, пр-т. Университетский, д. 100  
\*e-mail: dmitry.skvortsov.mail@gmail.com*

Исследуется динамика предельно коротких оптических импульсов в углеродных нанотрубках под действием акустического поля в двумерной геометрии. Получено эффективное уравнение для векторного потенциала электромагнитного поля с учетом поля напряжений, описанного в рамках калибровочной теории. Изучены эффекты, возникающие при изменении величины внешней деформации.

**Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, акустическое поле, двумерные оптические импульсы.

С момента открытия углеродных нанотрубок (УНТ) [1] и графена [2], интерес исследователей к подобным материалам несколько не уменьшается, что связано с набором их уникальных свойств и перспективами практического использования [3]. Отметим возможность применения среды с углеродными нанотрубками в качестве нелинейного волновода, в котором могут распространяться предельно короткие оптические импульсы [4] с сохранением их формы на существенные расстояния.

В настоящей работе мы исследуем эволюцию таких импульсов при распространении в среде с УНТ, которые подвержены механическому растяжению. Другими словами, находятся под действием сильного акустического поля.

Спектр электронов для зигзагообразных углеродных нанотрубок  $(n, 0)$  имеет вид:

$$\varepsilon(p, s) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap) \cos(\pi s/n) + 4 \cos^2(\pi s/n)} \quad (1)$$

где  $\gamma \approx 2.7$  эВ,  $a = 3b/2\hbar$ ,  $b = 0.142$  нм - расстояние между соседними атомами углерода, с квазиимпульсом  $(p, s)$ , где  $p$  – компонента импульса вдоль оси УНТ,  $s = 0, \dots, n$ . Разные знаки определяют валентную зону и зону проводимости.

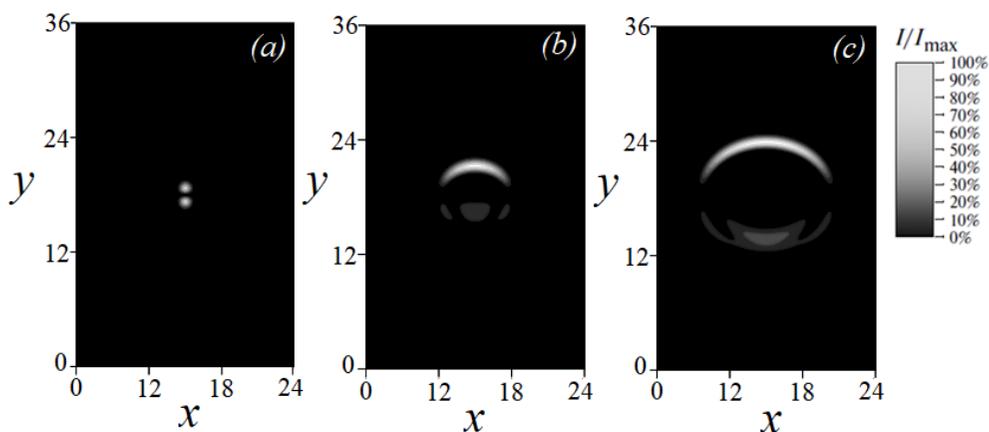
Для учета акустического поля применим калибровочную теорию. Внешние механические нагрузки в УНТ вызывают появление поля напряжений, которое компенсирует эффекты деформации. Данное поле можно определить соответствующим векторным потенциалом  $A'$ , который изменяет импульс электронов в массиве углеродных нанотрубок. Вклад электромагнитного поля и акустического поля (поля напряжений) сводятся к сумме соответствующих векторных потенциалов [5]:

$$\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + 4\pi j(A + A'), \quad (2)$$

$$A' = \alpha \cdot u$$

здесь  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость среды,  $\alpha = \text{const}$  и определяется электронным параметром Грюнайзена [6], интегралом перескока, постоянной решетки;  $u$  – тензор деформаций.

Исследуемое уравнение (2) решалось численно. Начальное условие выбиралось в виде предельно короткого импульса гауссовой формы. Возникающая эволюция электромагнитного поля при его распространении в среде с углеродными нанотрубками представлена на рис.1. Мы будем строить интенсивность поля, которую можно найти как  $I = |\mathbf{E}|^2$ .



**Рис. 1.** Интенсивность электрического поля двумерного электромагнитного импульса с учетом акустического поля: а)  $t=0$  г.у.; б)  $t=2.5$  г.у.; в)  $t=5.0$  г.у.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (проект № 2.852.2017/4.6, а также проект № 2019-0730 «Суперкомпьютерное моделирование динамики сплошных сред»).

#### Литература

1. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века. М.: Техносфера, 2003. 336 с.
2. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., et al. // *Nature*. 2005. V. 438, P. 197.
3. Novoselov K.S., Jiang D., Schedin F., et al. // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*. 2005. V. 102. P. 10451.
4. Belonenko M.B., Lebedev N.G., Popov A.S. // *JETP Letters*. 2010. V. 91:9. P. 461.
5. Ляпкосова О.С., Лебедев Н.Г., Белоненко М.Б. // *ФТТ*. 2013. Т. 55, вып. 12, С. 2474.
6. Suzuura H., Ando T. // *Phys. Rev. B*. 2002. V. 65, P. 235412.

## TWO-DIMENSIONAL ULTRA-SHORT OPTICAL PULSES IN CARBON NANOTUBES WITH ACOUSTIC FIELD

**D.S. Skvortsov\*, N.N. Konobeeva, I.V. Zaporotskova, M.B. Belonenko**

*Volgograd State University*  
 100 University Ave., Volgograd 400062, Russia  
 \*e-mail: dmitry.skvortsov.mail@gmail.com

We investigate the dynamics of ultra-short optical pulses in carbon nanotubes under the influence of an acoustic field in two-dimensional geometry. We obtain an effective equation for the vector potential of the electromagnetic field, taking into account the stress field described in the framework of the gauge theory. And, we study the effects, which observed with a change of the magnitude of the external strain.

**Key words:** carbon nanotubes, acoustic field, two-dimensional optical pulses.

# СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ АНСАМБЛЕЙ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ

Е.А. Смирнова<sup>1,2,\*</sup>, Н.А. Лозинг<sup>2,3</sup>, М.Г. Гладуш<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (НИУ)  
141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9.

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5

<sup>3</sup>Высшая школа экономики (НИУ)  
101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

\*e-mail: ksmirno@yandex.ru

В данной работе демонстрируется два типа спектральных кривых, рассчитанных для ансамбля двухуровневых излучателей, которые подвергаются влиянию окружающей среды. Первый тип – спектр поглощения слабого зондирующего сигнала, который распространяется через среду, управляемую сильным непрерывным лазером, настроенным вблизи отдельного (или единственного) перехода. Второй тип – это спектр резонансной флуоресценции. Спектры рассчитаны для моделей, учитывающих эффекты локальных полей, электрон-фононных взаимодействий и дополнительные механизмы релаксации. Вычислительный формализм основан на квазиклассическом подходе. Процессы релаксации и фотонный вклад вводятся феноменологически.

**Ключевые слова:** резонансная флуоресценция, локальное поле, поглощение пробного сигнала.

Атомы, молекулы или искусственные атомы, по одиночке или в ансамблях, могут быть использованы для создания света с определёнными характеристиками. Современные технологии позволяют определённым образом организовать их в твердом теле или на его поверхности. Ансамбль излучателей чувствителен к структуре расположения и окружения. Это позволяет использовать такие излучатели в качестве детекторов различных состояний среды.

Явление резонансной флуоресценции отличается тем, что имеет особые характеристики, которые могут использоваться в качестве надежного источника информации. Спектр состоит из сильной упругой и слабой неупругой компоненты. Неупругая компонента в пределе сильного поля представляет собой триплет Моллоу [1], [2] и представляет интерес для анализа. Резонансная флуоресценция наблюдалась, например, на одиночной молекуле, внедрённой в твердую матрицу [3], а также на ансамблях полупроводниковых квантовых точек [4]-[6].

Наш теоретический метод предлагает следующий способ регистрации спектров. Используется два лазера. Первый - лазер накачки с контролируемой мощностью, а второй – перестраиваемый лазер является детектором. Лазер накачки создает связанную систему «свет + двухуровневый излучатель», измерение поглощения пробного сигнала в зависимости от его длины волны даёт информацию [7] о структуре одетых состояний [8], создаваемых накачкой. Эта схема может быть использована для усиления слабого (зондирующего) сигнала за счет мощности накачки, когда длина волны зонда оказывается вблизи боковой полосы триплета Моллоу [7]. Положение боковой полосы в свою очередь можно регулировать изменяя мощность сильного лазера.

Эта работа представляет теоретические расчеты спектра испускания и поглощения для следующих квантовых систем: ансамбль взаимодействующих двухуровневых излучателей, одиночная квантовая точка и ансамбль взаимодействующих квантовых точек. Квантовые точки моделировались путем добавления к простому двухуровневому излучателю дополнительных механизмов релаксации и учёта тепловых колебаний (фононов). Спектры одиночного двухуровневого излучателя приведены для сравнения с рассчитанными спектрами. Было показано, что коллективные эффекты ведут к отдалению боковых линий от центрального

пика в триplete Моллоу, а учет свойств квантовых точек приводит к асимметричному спектру, а также к сближению боковых линий.

Данная работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 17-72-20266).

### Литература

1. Apanasevich P A and Kilin S Y 1976 J. Appl. Spectrosc. 24 528–537
2. Mollow B R 1969 Phys. Rev. 188 1969–1975
3. Wrigge G, Gerhardt I, Hwang J, Zumofen G and Sandoghdar V 2007 Nat. Phys. 4 60
4. Muller A et al. 2007 Phys. Rev. Lett. 99 187402
5. Ulhaq A et al. 2013 Opt. Express 21 4382–4395
6. Wei Y-J et al. 2014 Phys. Rev. Lett. 113 09740183.
7. Rautian S G and Smirnov G I 1979 Nauk. Novosib.
8. Scully M O and Zubairy M S 1997 Quantum Optics (Cambridge: Cambridge University Press)

## ABSORPTION AND EMISSION SPECTRA OF QUANTUM LIGHT EMITTERS COLLECTED IN ENSEMBLES IN TRASPARENT HOST MEDIA

E.A. Smirnova<sup>1,2,\*</sup>, N.A. Lozing<sup>2,3</sup>, M.G. Gladush<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (NRU)  
141701, Moscow Region, Dolgoprudny, Istitutski per.9*

<sup>2</sup>*Institute for Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences  
108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya st. 5*

<sup>3</sup>*National Research University Higher School of Economics  
101000, Moscow, Myasnitskaya st. 20*

\*e-mail: ksmirno@yandex.ru

This work demonstrates two types of spectral curves computed for two-level light emitters for which the nearby surroundings introduce changes to their optical properties. The first type is the absorption spectrum of a weak probe signal which is propagating through a medium driven by a strong continuous laser tuned near a separate (or the only) transition. The second type is the spectrum of resonance fluorescence. The spectra were calculated for the models when the light emitting systems experience the effects of the local fields and electron-phonon interactions which modify material's response to an external wave and bring additional relaxation mechanisms. The computational formalism is based on the semiclassical approach while the relaxation processes and phonon contribution are introduced phenomenologically with references to other studies.

**Key words:** resonance fluorescence, local field, probe signal absorption

# ПЛАЗМОННОЕ УСИЛЕНИЕ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ МЕТАЛЛОКОМПЛЕКСОВ ФТАЛОЦИАНИНОВ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА

А.С. Старухин <sup>1,\*</sup>, В.В. Апяри <sup>2</sup>, А.В. Горский <sup>3</sup>, А.А. Романенко <sup>1</sup>, А.А. Фурлетов <sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси,  
220072, Минск, Беларусь, просп. Независимости, 68-2

<sup>2</sup>Химический факультет, Московского государственного университета  
имени М.В. Ломоносова

119991, Москва, Россия, Ленинские горы, 1/3

<sup>3</sup>Институт физической химии РАН

01-224 Варшава, Польша, Каспшака 44/52

\*e-mail: starukhin@mail.ru

Для металлокомплексов фталоцианинов разработан метод введения гидрофобных соединений в водные растворы с наночастицами серебра. Изучено влияние наночастиц серебра на люминесценцию металлокомплексов фталоцианинов при комнатной и низкой температуре. Добавление наночастиц серебра приводит к эффектам резонансного усиления сигналов в спектрах флуоресценции и спектрах возбуждения флуоресценции исследованных соединений от 1,5 до более чем в 7 раз. Измерены времена жизни и относительные квантовые выходы флуоресценции для растворов металлофталоцианинов в бинарных смесях, а также в смесях с добавлением треугольных нанопластинок серебра с оболочками из двуокиси кремния.

**Ключевые слова:** металлокомплексы фталоцианинов, наночастицы серебра, эффекты плазмонного усиления сигналов, спектры флуоресценции, спектры возбуждения флуоресценции.

Флуоресценция для ряда хромофоров может усиливаться при их взаимодействии с наночастицами различных металлов. Такого рода эффекты носят названия усиленной люминесценции и демонстрируют ряд интересных аналитических применений в качестве оптических сенсоров в коллоидных растворах и в твердом состоянии [1,2].

Свободные основания фталоцианинов и их металлокомплексы имеют многочисленные применения в электронике, а также в качестве эффективных фотосенсибилизаторов при лечении онкологических заболеваний. Фталоцианины обладают гидрофобными свойствами и не могут растворяться в воде. В свою очередь наночастицы благородных металлов (серебра, золота и т.д.) приготавливаются чаще всего в виде водных растворов. Основная идея нашего исследования состояла в том, чтобы разработать методики наблюдения эффектов плазмонного усиления флуоресценции для гидрофобных металлорганических соединений при использовании водных растворов наночастиц серебра (AgNPs).

В этом сообщении мы представляем результаты по наблюдению плазмонного усиления сигналов в спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции для Mg-фталоцианина (Mg-Pc) и Zn-фталоцианина (Zn-Pc), структуры которых представлены на рисунке 1.

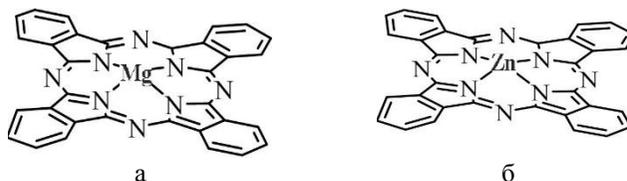
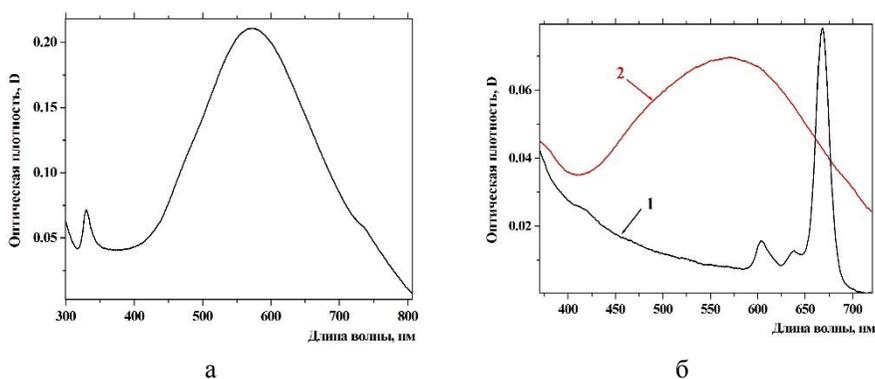


Рис. 1. Структурные формулы Mg-Pc (а) и Zn-Pc (б)

Для выполнения экспериментов Mg-Рс и Zn-Рс предварительно растворяли в диметилсульфоксиде (C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>OS) или в этаноле (C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH). Концентрация растворов составляла около 10<sup>-8</sup> М. После этого 600 мкл приготовленных растворов смешивали с 2400 мкл деионизированной воды (H<sub>2</sub>O) или водного раствора наночастиц Ag (AgNPs). Использовали AgNPs двух типов: 1 - треугольные нанопластинки Ag (средняя длина кромки - 52 нм, толщина - 3,8 нм); 2 - треугольные нанопластинки Ag с оболочкой SiO<sub>2</sub> (AgNPs-SiO<sub>2</sub>). Покрытие наночастиц диоксидом кремния осуществляли с целью устранения тушения люминесценции вследствие эффекта тяжелого атома, а также для предотвращения изменения их морфологии в присутствии высоких концентраций электролитов. Для этого к 3,1 мл предварительно синтезированных AgNPs приливали 6,9 мл деионизированной воды и 0,66 мл 0,3 М метасиликата натрия при постоянном перемешивании, после чего pH смеси доводили 0,1 М уксусной кислотой до 6,8–7,2. Через несколько часов наблюдали образование AgNPs-SiO<sub>2</sub>. Наночастицы промывали трижды деионизированной водой, порциями по 10 мл, с отделением центрифугированием при 6000 об/мин.

Для Mg-Рс и Zn-Рс в различных бинарных смесях (H<sub>2</sub>O-C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>OS и H<sub>2</sub>O-C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH) были зарегистрированы спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции при температурах 293 и 77 К. Флуоресцентные измерения были выполнены на спектрофлуориметре Fluorolog-3 (Horiba Scientific). Спектры поглощения растворов измерялись на спектрофотометре Cary 500 (Varian).

Спектр поглощения для треугольных AgNPs приведен на рисунке 2.

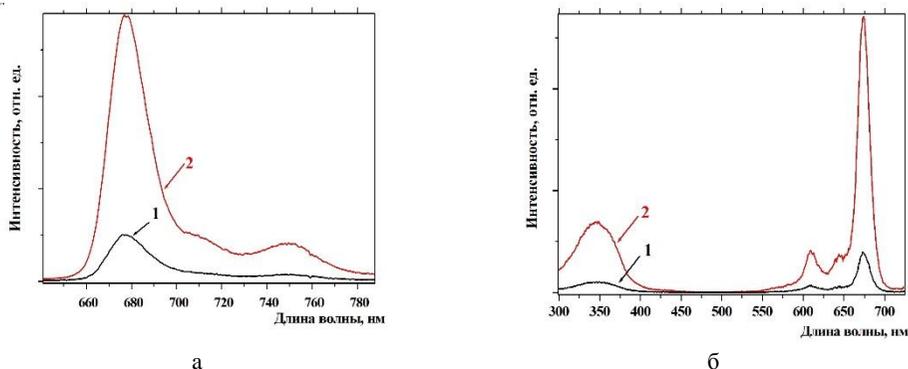


**Рис. 2.** Спектр поглощения для начальной концентрации треугольных AgNPs в коллоидном водном растворе (а) и спектр поглощения Mg-Рс (б) в C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>OS (1) и спектр поглощения AgNPs (2) при концентрации, использованной в эксперименте

Отметим, что разбавление исходного соединения (Mg-Рс) в C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>OS в 4 раза в H<sub>2</sub>O или в водном растворе AgNPs приводит практически к исчезновению спектра исследуемого вещества. Для столь низких концентраций исследуемых органометаллических комплексов использование абсорбционной спектроскопии представляет значительные трудности. В указанной ситуации методы флуоресцентной спектроскопии (спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции) являются более предпочтительными для изучения эффектов плазмонного усиления сигналов для органометаллических соединений.

Спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции Mg-Рс в различных средах показаны на рисунке 3. Видно, что при использовании наночастиц серебра с оболочками из SiO<sub>2</sub> в спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции наблюдается эффект плазмонного усиления люминесцентных сигналов более чем в 7 раз. При этом эффекты усиления сигналов в спектрах не фиксируется сильной зависимости от длины волны возбуждения. Усиление сигналов люминесценции более чем в 7 раз трудно объяснимо, если учесть, что квантовый выход люминесценции для Mg-Рс в тетрагидрофуране (ТГФ) составляет 0,54 (абсолютные измерения) и не может превышать 1 при использовании AgNPs-SiO<sub>2</sub>.

Для того чтобы интерпретировать приведенные данные были дополнительно выполнены измерения времен жизни и относительных квантовых выходов флуоресценции для растворов Mg-Рс в бинарных смесях и в аналогичных смесях с добавлением AgNPs-SiO<sub>2</sub>. Так, время жизни синглетного состояния Mg-Рс в ТГФ имеет значение 6,6 нс, в смеси H<sub>2</sub>O-ДМСО составляет 5,8 нс, а в смеси с AgNPs-SiO<sub>2</sub> уменьшается до 4,9 нс. Для Zn-Рс аналогичные значения составляют 3,8, 3,2 и 2,9 нс, соответственно.



**Рис. 3.** Спектры флуоресценции (а) при  $\lambda_{\text{возб.}} = 350$  нм и спектры возбуждения флуоресценции (б) Mg-Рс в бинарной смеси H<sub>2</sub>O-C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>OS при  $\lambda_{\text{рег.}} = 750$  нм: 1 - без AgNPs-SiO<sub>2</sub>; 2 - с AgNPs-SiO<sub>2</sub> при 293 К

Квантовый выход флуоресценции, как было показано выше, для Mg-Рс в ТГФ составляет 0,54, в смеси H<sub>2</sub>O-C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>OS составляет  $1,4 \cdot 10^{-3}$  и достигает величины  $1 \cdot 10^{-2}$  для смеси с добавлением AgNPs-SiO<sub>2</sub>. Данные о коэффициентах усиления в спектрах флуоресценции приведены в таблице 1.

**Таблица 1** Коэффициенты плазмонного усиления ( $K_{\text{усил.}}$ ) для металлокомплексов фталоцианинов в различных средах

Вещество, тип спектра	Тип наночастиц, растворитель	Температура, К	$K_{\text{усил.}}$
Mg-Рс, спектр флуоресценции	AgNPs-SiO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> OS (4:1)	293	6,0
Mg-Рс, спектр возбуждения флуоресценции	AgNPs-SiO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> OS (4:1)	293	7,6
Mg-Рс, спектр флуоресценции	AgNPs-SiO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> OS (4:1)	77	3
Zn-Рс, спектр флуоресценции	AgNPs-SiO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> OS (4:1)	293	5
Zn-Рс, спектр флуоресценции	AgNPs, H <sub>2</sub> O-C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH (4:1)	293	1,5

Данные таблицы 1 позволяют сделать несколько выводов для поведения макросистем, состоящих из большого числа люминесцирующих молекул и наночастиц серебра в бинарных водных средах. Использование наночастиц с оболочками из SiO<sub>2</sub> позволяет получать более высокие коэффициенты усиления люминесцентных сигналов. Как было показано ранее,

указанные оболочки приводят к увеличению расстояний между молекулами люминофора (металлофталоцианины) и наночастицами серебра [3], что позволяет уменьшить эффект внешнего тяжелого атома, приводящего к тушению люминесцентных сигналов. Для металлокомплексов фталоцианинов с ионами Mg(II) и Zn(II) характерно более высокие коэффициенты усиления (табл. 1) в спектрах возбуждения флуоресценции, чем в спектрах флуоресценции. Это означает, что более существенный вклад в эффекты усиления вносит резонанс между спектрами поглощения металлофталоцианинов и поглощением AgNPs. Приведенные в таблице 1 данные показывают достаточно высокие коэффициенты усиления для металлокомплексов фталоцианина в жидких средах, что ранее никем не наблюдалось. Так в работе [4] для водорастворимого производного Zn-PC был достигнут коэффициент усиления только 1,25, что намного ниже, чем данные, приведенные в настоящем сообщении.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-53-00014-Бел), а также Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф18РА-012).

### Литература

1. Evanoff D. D., Chumanov G. // *A European Journal of Chemical Physics and Physical Chemistry*. 2005. V. 6, N. 7. P. 1221.
2. Priyadarshini E., Pradhan N. // *Sensors Actuat. B: Chemical*. 2017. V. 238, P. 888.
3. Osorio-Roman I. O. et al. // *Analytical Chemistry*. 2014. V. 86, P.10246.
4. Kavelin A. et al. // *Nanoscale Research Letters*. 2017. V. 12, P. 197. DOI 10.1186/s11671.

## PLASMON ENHANCEMENT OF FLUORESCENCE OF PHTHALOCYANINES METALLOCOMPLEXES IN SOLUTIONS OF SILVER NANOPARTICLES

A.S. Starukhin <sup>1,\*</sup>, V.V. Apyari<sup>2</sup>, A.V. Gorski <sup>3</sup>, A.A. Ramanenka<sup>1</sup>, A.A. Furletov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, prosp. Nezavisimosti. 68-2, 220072, Minsk, Belarus*

<sup>2</sup> *Department of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, 1/3, 119991 Moscow, Russia*

<sup>3</sup> *Institute of Physical Chemistry, PAS, 01-224 Warsaw, Poland Kasprzaka 44/52*

\*e-mail: starukhin@mail.ru

A method of creation of aqueous solutions with silver nanoparticles for hydrophobic compounds has been proposed for metal complexes of phthalocyanines. The effect of silver nanoparticles on the luminescence of metallocomplexes of phthalocyanines at room and low temperatures was studied. The addition of silver nanoparticles leads to plasmonic enhancement of fluorescence signals and fluorescence excitation spectra of the compounds of interest from 1,5 to more than 7 times. The lifetimes and quantum yields of fluorescence were measured for solutions of metallophthalocyanines in binary mixtures and in binary mixtures with the addition of triangular silver nanoplates with shells of silicon dioxide.

**Key words:** metallocomplexes of phthalocyanine, silver nanoparticles, effects of plasmon enhancement of signals, fluorescence spectra, fluorescence excitation spectra.

# СОЗДАНИЕ ХИМИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ МУЛЬТИХРОМОФОРНЫХ КОМПЛЕКСОВ НА ОСНОВЕ МЕЗО-ЗАМЕЩЕННЫХ МЕТАЛЛОПОРФИРИНОВ

А.С. Старухин <sup>1,\*</sup>, А.В. Горский <sup>2</sup>, Т.А. Павич <sup>1</sup>, В.Н. Кнюкшто <sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси,  
220072, Минск, Беларусь, просп. Независимости, 68-2

<sup>2</sup>Институт физической химии ПАН,  
01-224 Варшава, Польша, Каспяка 44/52

\*e-mail: starukhin@mail.ru

Синтезированы новые мультихромофорные комплексы на основе металлокомплексов мезо-тетрафенилпоринов, химически связанных с куркуминами и пара-терфенилами. В спектрах флуоресценции комплекса с четырьмя молекулами куркумина проявляются четыре полосы, причем две полосы при 473 и 503 нм относятся к свечению куркумина, а полосы при 619 и 677 нм соответствуют свечению металлокомплекса мезо-замещенного порфирина. В спектрах флуоресценции комплекса с четырьмя молекулами пара-терфенила проявляются аналогичные спектральные характеристики. Для соединения с четырьмя пара-терфенилами зарегистрирован перенос энергии между молекулами пара-терфенила и металлорофирина с эффективностью около 20%.

**Ключевые слова:** мультихромофорные комплексы, металлокомплексы мезо-тетрафенилпоринов, куркумин, пара-терфенил, спектры флуоресценции, спектры возбуждения флуоресценции

Создание новых типов органометаллических комплексов, а также их химически связанных мультихромофорных комплексов, является важным научным направлением в связи с применением указанных систем в различных областях науки, техники и медицины. В частности, органометаллические комплексы интенсивно применяются в качестве эффективных фотосенсибилизаторов в процессах генерации синглетного кислорода для использования в фотодинамической терапии онкологических заболеваний [1]. Одним из наиболее перспективных соединений представляется создание соединения, состоящего из порфиринового макроцикла химически связанного с природным соединением – куркумином. В работе были синтезированы свободное основание и металлокомплекс с ионом Zn(II). На рисунке 1 представлены структурные формулы для металлокомплексов синтезированных соединений: Zn-5,10,15,20-(тетра-4-аминофенил) порфирин (Zn-TAPP), Zn-5,10,15,20-(тетра-N-куркумин-4-аминофенил) порфирин 5,10,15,20-(4-N-куркумин)-(4-аминофенил) порфирин (Zn-TAPP-(Curc)<sub>4</sub>).

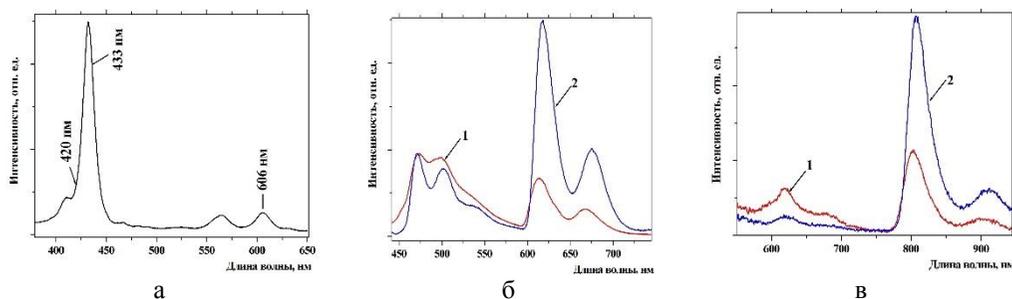


**Рис. 1.** Структурные формулы исследованных соединений: ZnTAPP (а) и мультихромофора с 4 куркуминами Zn-TAPP-(Curc)<sub>4</sub> (б).

Основной идеей первой части настоящей работы является разработка методик синтеза и исследования оптических свойств мультихромофоров, которые позволяют сочетать высокую эффективность генерации синглетного кислорода в одной части комплекса (производные мезо-тетрафенилпорфирина) и высокий противоопухолевый эффект куркумина [2], что позволяет надеяться на высокую эффективность использования созданного комплекса при лечении онкологических заболеваний.

В настоящем сообщении будут представлены спектральные данные только для металлокомплексов указанных выше соединений. Для синтезированных соединений были зарегистрированы спектры флуоресценции, возбуждения флуоресценции и фосфоресценции при температурах 290 и 77 К. Все спектральные измерения были выполнены на флуоресцентном спектрометре FluoroLog 3.

Спектры флуоресценции, возбуждения флуоресценции и фосфоресценции Zn-TAPP-(Curc)<sub>4</sub> представлены на рисунке 2.

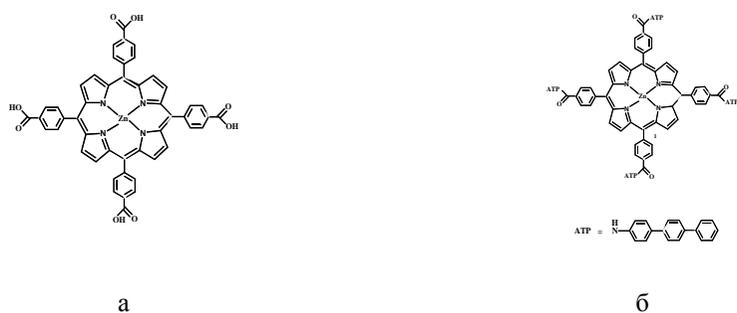


**Рис. 2.** Спектры возбуждения флуоресценции (а), флуоресценции (б) и фосфоресценции (в) Zn-TAPP-(Curc)<sub>4</sub> в этаноле при 77 К

В спектрах флуоресценции Zn-TAPP-(Curc)<sub>4</sub> (рисунок 2б) проявляются четыре полосы в области от 450 до 700 нм. Как было установлено при регистрации спектров отдельно куркумина и Zn-TAPP первые две полосы при 473 и 503 нм в спектре Zn-TAPP-(Curc)<sub>4</sub> относятся к свечению куркумина, а полосы при 619 и 677 нм соответствуют свечению Zn-TAPP. Следует отметить, что при сравнении указанных данных с результатами работы [3], где были приведены спектральные данные для аналогичных соединений полосы в спектре флуоресценции для Zn-TAPP-(Curc)<sub>4</sub> сдвигаются для полос куркумина на более чем 5 нм в область больших длин волн. Использование в качестве исходного для синтеза соединения с четырьмя аминифенилами привело к длинноволновому сдвигу полос поглощения люминесценции Zn-TAPP на более чем 10 нм по отношению к данным работы [3]. Следует отметить, что полосы поглощения для куркумина расположены около 424 и 442 нм и перекрываются с интенсивной полосой Core Zn-TAPP с максимумом около 433 нм (см. рис. 2 а). При различных длинах волн возбуждения флуоресценции (рис. 2б) в спектрах флуоресценции в основном проявляется свечение Zn-TAPP при возбуждении в область около 433 нм (кривая 2 на рисунке 2б). При возбуждении спектра излучением около 420 нм уже более интенсивным является свечение молекул куркумина (кривая 1 на рисунке 2б).

Аналогичные зависимости от длины волны возбуждения демонстрируют и спектры фосфоресценции (рис.2 в, кривые 1 и 2). При возбуждении в спектральной области около 420 нм в спектре фосфоресценции наблюдается достаточно интенсивная полоса около 620 нм (рис.2, спектр 1), которая соответствует фосфоресценции куркумина. Полоса около 807 нм принадлежит фосфоресценции Zn-TAPP (рис.2, спектр 2).

В настоящей работе были также синтезированы мультихромофорные комплексы Zn-5,10,15,20-(tetra-4-карбокси-фенил) порфирин (Zn-TCPP) и Zn-5,10,15,20-(тетра-4-N-паратерфенил-4-карбоксифенил) порфирин (Zn-TCPP-(ATP)<sub>4</sub>), структурные формулы которых приведены на рис. 3.



**Рис. 3.** Структурные формулы Zn-ТСРР (а) и мультихромофора с 4 пара-терфенилами: Zn-ТСРР-(АТР)<sub>4</sub> (б).

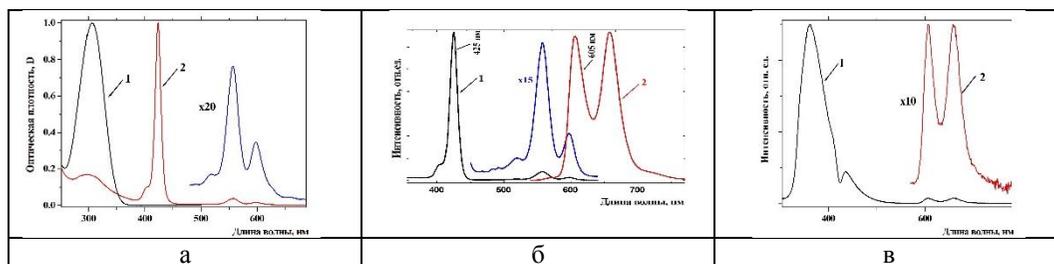
На рисунке 4 приведены спектры флуоресценции, возбуждения флуоресценции и фосфоресценции Zn-ТСРР-(АТР)<sub>4</sub>. Для пара-терфенила характерна широкая полоса поглощения с максимумом около 300 нм. При этом полоса поглощения пара-терфенила не совпадает спектрально с полосой Core Zn-ТСРР (433 нм). В спектрах поглощения Zn-ТСРР-(АТР)<sub>4</sub> наблюдаются полосы как Zn-ТСРР так и полоса пара-терфенила (рис. 4 а), тогда как в спектрах возбуждения флуоресценции при регистрации свечения в области полосы около 660 нм наблюдаются полосы только Zn-ТСРР (рис.4 б).

При возбуждении флуоресценции в области полосы поглощения АТР ( $\lambda_{\text{возб.}}=280$  нм) в спектре флуоресценции проявляются три полосы в интервале от 400 до 700 нм. При регистрации спектров отдельно для АТР и Zn-ТСРР было установлено, что полоса в спектре около 430 нм относится к свечению АТР, тогда как полосы при 606 и 660 нм соответствуют свечению ZnТСРР. Наличие полос флуоресценции Zn-ТСРР при возбуждении свечения АТР указывает на наличие процесса переноса энергии между АТР и порфириновым хромофором с эффективностью около 20 %.

Совокупность спектральных и фотофизических данных для исходных соединений и мультихромофорных комплексов Zn-TAPP-(Curc)<sub>4</sub> и Zn-ТСРР-(АТР)<sub>4</sub> приведена в таблице 1. Приведенные данные указывают на достаточно слабое влияние присоединения куркумина и пара-терфенилов на спектральные параметры соединений. Ряд фотофизических характеристик (квантовые выходы флуоресценции и фосфоресценции, времена жизни) комплексов с куркуминами изменяются достаточно существенно.

**Таблица 1.** Спектральные и фотофизические характеристики исходных соединений, а также мультихромофорных комплексов с куркуминами и пара-терфенилами

Соединение	Растворитель	Фл., $\lambda_{0-0}$ , нм 77 К	Фосф., $\lambda_{0-0}$ , нм 77 К	$\Phi_{\text{Fl}}$ 293 К	$\tau_{\text{флуор}}$ , нс 293 К	$\Phi_{\text{Ph}}$ 77 К	$\tau_{\text{Ph}}$ , мсек 77 К
Куркумин (Curc)	этанол	473	635	0,064	<0,2	$7,2 \cdot 10^{-4}$	5,5
ZnTAPP	этанол	621	814	0,048	1,7	$2,4 \cdot 10^{-3}$	16,0
Zn-TAPP-(Curc) <sub>4</sub>	этанол	473/619	620/807	0,026	1,7	$4,7 \cdot 10^{-3}$	27,7
Zn-ТСРР	этанол	600	776	0,033	2,2	$2,8 \cdot 10^{-3}$	26,8
Zn-ТСРР-(АТР) <sub>4</sub>	этанол	600	776	0,033	2,1	$2,9 \cdot 10^{-3}$	26,6



**Рис. 4.** Спектры поглощения (а), возбуждения флуоресценции, флуоресценции при  $\lambda_{\text{рег.}} = 660$  нм (б) и флуоресценции при  $\lambda_{\text{рег.}} = 280$  нм (в) Zn-TAPP-(ATP)<sub>4</sub> в ацетонитриле при 293 К.

Синтезированный химически связанный комплекс Zn-TAPP-(Curc)<sub>4</sub> может быть использован в фотодинамической терапии, так как позволяют сочетать высокую эффективность генерации синглетного кислорода в одной части комплекса (Zn-ATPP) и высокий противоопухолевый эффект куркумина.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (белорусско-румынский проект № Ф18РА-012).

#### Литература

1. Krasnovsky A., jr. // Biofizika USSR 1976. V. 21. P.748.
2. K. I. Priyadarsini. Journal of Photochem. and Photobiol. C: Photochem. Rev. 2009. V. 10, P.81.
3. Starukhin, A., Gorski A. et al. // Web of Conferences. 2018. V. 190 - Art. No 04023.

## CREATION OF CHEMICALLY CONJUGATED MULTICHROMOPHORIC COMPLEXES BASED ON MESO-SUBSTITUTED METALPORPHYRINS

A.S. Starukhin <sup>1,\*</sup>, A.V. Gorski <sup>2</sup>, T.A. Pavich <sup>1</sup>, V.N. Kniukshto <sup>1</sup>

<sup>1</sup>B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, Independence Av. 68-2, 220072, Minsk, Belarus 220072, Minsk, Belarus

<sup>2</sup>Institute of Physical Chemistry, PAS, 01-224 Warsaw, Poland Kasprzaka 44/52

\*e-mail: starukhin@mail.ru

New multichromophoric complexes based on metallocomplexes of *meso*-tetraphenylporphyrins chemically conjugated with curcumins and para-terphenyls have been synthesized. It was found that four bands appear the first two bands in the spectrum at 465 and 497 nm correspond to the luminescence of curcumin, and the bands at 619 and 677 nm belongs to the luminescence of the *meso*-substituted metallocomplex of porphyrin. Similar spectral data are manifested in the fluorescence spectra of a complex with four para-terphenyl molecules. For the compound with four para-terphenyl, energy transfer between the molecules of the para-terphenyl and metalloporphyrin was take place with an efficiency of about 20%.

**Key words:** multichromophoric complexes, *meso*-tetraphenylporin metallocomplexes, curcumin, para-terphenyl, fluorescence spectra, fluorescence excitation spectra

# ДЕФОРМАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ В СПЕКТРАХ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $\text{LaAlO}_3$ : $\text{Pr}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ , $\text{Tm}^{3+}$

Е. Сулеймен<sup>1,\*</sup>, К.Н. Болдырев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт  
141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5

\*e-mail: suleimenelnur@gmail.com

Выполнено низкотемпературное исследование спектров поглощения и люминесценции с высоким разрешением монокристаллов  $\text{LaAlO}_3$ , допированных некрамерсовскими ионами  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Tm}^{3+}$ . Определена точная штарковская структура данных ионов в указанной кристаллической матрице. Обнаружено большое расщепление некоторых спектральных линий, которое мы связываем с наличием случайных деформаций в кристаллах, а также со сверхтонким взаимодействием.

**Ключевые слова:** деформационное расщепление, случайные деформации, FTIR, спектроскопия высокого разрешения

Ранее было показано, что для диэлектрических кристаллов, допированных редкоземельными (РЗ) ионами, случайные деформации кристаллической решетки могут приводить к определенной форме спектральных линий (с узким провалом в центре), соответствующих переходам между синглетами кристаллического поля (КП) и некрамерсовскими дублетами [1-4]. В настоящей работе для исследования был выбран кристалл  $\text{LaAlO}_3$ , который относится к семейству перовскитов, обладающий псевдокубической структурой и имеющий перспективный потенциал применения в оптике и фотонике. В данном соединении меньшие по ионному радиусу ионы  $\text{PZ}^{3+}$  замещают более крупный ион  $\text{La}^{3+}$ , что может приводить к слабым искажениям кристаллической решетки. Некрамерсовские (обладающие четным числом электронов, т.е. целым спином)  $\text{PZ}^{3+}$  ионы могут иметь синглетные уровни  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  и дублетный уровень  $\Gamma_3$ . Оптические свойства  $\text{LaAlO}_3$ , легированного ионами  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Tm}^{3+}$ , ранее изучались в работах [5-8] при среднем спектральном разрешении. Данная работа представляет спектроскопические исследования кристалла  $\text{LaAlO}_3$ :  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  (0.1 ат. %) с высоким разрешением. Спектры поглощения и люминесценции анализированы в среднем, ближнем ИК и видимом диапазонах при низкой (5К) температуре. Была определена штарковская структура уровней  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Tm}^{3+}$  в  $\text{LaAlO}_3$  в диапазоне энергий до  $20000 \text{ см}^{-1}$ . Наблюдалось расщепление нескольких спектральных линий, соответствующих переходам  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2 \rightarrow \Gamma_3$ . Форма расщепления некоторых дублетов указывает на существование случайного деформационного расщепления спектральных линий [1-4]. Было показано, что величина деформационного расщепления в данных кристаллах лежит в области  $0.3\text{-}0.8 \text{ см}^{-1}$ . Мы связываем это расщепление с комбинированным действием сверхтонкого взаимодействия и случайных деформаций кристаллической решетки. Теория, разработанная в работах [1-4], позволила успешно моделировать линейные формы и дала инструмент для получения количественной оценки концентрации собственных дефектов решетки, путем сравнения экспериментальных и расчетных спектральных форм. Для выполнения таких расчетов необходимы параметры кристаллического поля (КП) и электронно-деформационного взаимодействия. Эти параметры могут быть получены из расчетов КП на основе экспериментально найденной схемы уровней КП и из данных пьезоспектроскопических измерений.

Работа выполнена на Уникальной Научной Установке (УНУ) ИСАН «Мультифункциональная широкодиапазонная спектроскопия высокого разрешения» (УНУ МШСВР ИСАН) в рамках проекта в рамках гранта РФФ № 19-72-10132.

## Литература

28. S.A. Klimin, D.S. Pytalev, M.N. Popova, B.Z. Malkin, M.V. Vanyunin, S.L. Korableva // *Phys. Rev. B*. 2010. V.81. P.045113.
29. B.Z. Malkin, D.S. Pytalev, M.N. Popova, E.I. Baibekov, M.L. Falin, K.I. Gerasimov, N.M. Khaidukov // *Phys. Rev. B*. 2012. V.86. P.124406.
30. G.S. Shakurov, E.P. Chukalina, M.N. Popova, B.Z. Malkin, A.M. Tkachuk // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2014. V.16. P.24727.
31. K.N. Boldyrev, M.N. Popova, B.Z. Malkin, N.M. Abishev // *Phys. Rev. B*. 2019. V.99 P.041105(R).
32. P. Dereń // *J. Lumin.* 2007. V.122–123. P.40.
33. M. Malinowski, M. Kaczkan, S. Turczyński, D. Pawlak // *Opt. Mater.* 2011. V.33. P.1004.
34. P. Dereń, J.-C. Krupa // *J. Alloys Comp.* 2004. V.380. P.362.
35. A. Gocalińska, P. Dereń, P. Głuchowski, Ph. Goldner, O. Guillot-Noël // *Opt. Mat.* 2008. V.30. P.680.

## DEFORMATION SPLITTINGS IN THE ABSORPTION AND LUMINESCENCE SPECTRA OF $\text{LaAlO}_3$ : $\text{Pr}^{3+}$ , $\text{Ho}^{3+}$ , $\text{Tm}^{3+}$

E. Suleimen<sup>1,\*</sup>, K.N. Boldyrev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)  
141701, Moscow region, Dolgoprudny, Institutskiy per. 9*

<sup>2</sup>*Institute of spectroscopy RAS  
108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya st. 5*

\*e-mail: [suleimenelnur@gmail.com](mailto:suleimenelnur@gmail.com)

A low temperature study of absorption and luminescence spectra with high-resolution of  $\text{LaAlO}_3$  single crystals doped with non-Kramers ions  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  was performed. The precise structure of Stark sublevels of these ions in the specified crystal matrix is determined. A large splitting of some spectral lines was found, which we attribute to the presence of random deformations in crystals, as well as with the hyperfine interaction.

**Key words:** deformation splitting, random deformations, FTIR, high-resolution spectroscopy

# НЕМАРКОВСКАЯ ДИНАМИКА ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА В СТОХАСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ С КОНЕЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ КОРРЕЛЯЦИИ

В.А. Михайлов\*, Н.В. Трошкин

*Самарский университет*  
443086, Самара, Московское шоссе, д. 34  
\*e-mail: va\_mikhailov@mail.ru

Изучена динамика трехуровневого атома под воздействием внешнего стохастического поля, характеризующегося конечным временем корреляции. Используя стохастическое уравнение Лиувилля для расширенного оператора плотности и метод проекционного оператора получено кинетическое уравнение для оператора редуцированной матрицы плотности по переменным стохастического поля. Для процесса Кубо-Андерсона показана зависимость меры немарковости от параметров трехуровневого атома и параметров стохастического поля. Получены корреляционные функции операторов перехода, справедливые за пределами применимости квантовой теоремы регрессии, а также соответствующие контуры линий излучения.

**Ключевые слова:** трехуровневый атом, стохастическое поле, релаксация, немарковская динамика, процесс Кубо-Андерсона, корреляционная функция, контур линии излучения, стохастическое уравнение Лиувилля.

В теории открытых квантовых систем динамика подсистемы существенным образом зависит от характера взаимодействия с окружающей средой. В режиме слабого взаимодействия и малых времен корреляции динамика открытой системы описывается в марковском приближении кинетическим уравнением в форме Линдблада [1]. Характерным признаком марковской динамики является монотонная потеря различия между двумя первоначально отличающимися квантовыми состояниями. Для немарковской динамики, наоборот, существуют промежутки времени, когда эффекты памяти, вызванные конечным временем корреляции, приводят к тому, что различие между квантовыми состояниями увеличивается [2]. Хорошо известными следствиями немарковской динамики являются эффекты возрождения когерентности, подобные осцилляциям Раби.

В настоящей работе была изучена немарковская динамика открытой квантовой системы, где в качестве основной системы был выбран трехуровневый атом, а в качестве окружающей среды - классическое стохастическое поле, приводящее к сдвигам энергетических уровней атома и вызывающее спонтанные переходы между ними [3,4], конечное время корреляции окружающей среды задавалось корреляционными функциями случайных процессов.

Зависимость матрицы плотности атомной подсистемы от времени исследовалась двумя способами: с помощью стохастического уравнения Лиувилля [5,6,7] и методами Монте-Карло.

Стохастическое уравнение Лиувилля для описания динамики системы дополняет матрицу плотности системы переменными стохастического поля так, чтобы получаемое кинетическое уравнение включало в себя кинетические уравнения случайных процессов стохастического поля. Матрица плотности исследуемой системы была получена из его решения стандартными методами редуцирования. Получение решения в общем случае затруднено сложной супероператорной формой стохастического уравнения Лиувилля, вследствие чего был использован аналог метода проекционного оператора, где в качестве дополнительной части пространства выступало подпространство переменных стохастического поля. Методом проекционного оператора было получено «несверточное уравнение» (time-convolutionless) [1] для редуцированной матрицы плотности, однородный оператор которого представлялся стандартным образом в виде разложения по кумулянтам по малому параметру взаимодействия атома со стохастическим полем. В случае гауссова стохастического поля разложение однородного супероператора по кумулянтам ограничивается первыми двумя членами и допускает точное решение [8,9].

Методы Монте-Карло основаны на численном моделировании траекторий стохастического поля и решения уравнения Лиувилля для каждой из траекторий в отдельности с последующим усреднением полученных решений. В отличие от предыдущего метода, здесь нет необходимости в использовании приближения вращающейся волны, которое может оказывать влияние на немарковость решений [10], однако трудоемкость вычислений значительно возрастает, в зависимости от количества используемых траекторий.

Нами была исследована зависимость немарковости динамики от параметров стохастического поля, параметров трехуровневого атома и его типа. Немарковость динамики оценивалась через меру, введенную Брейером с соавторами [11]. Для ее вычисления максимизация проводилась по случайным образом выбираемым начальным состояниям из подпространства трехуровневого атома. Также были вычислены корреляционные функции операторов перехода без использования квантовой теоремы регрессии [12] и проведено сравнение результатов с теми, которые получаются при ее использовании. Исследована зависимость корреляционных функций от параметров системы и стохастического поля.

### Литература

1. Breuer H.-P., Petruccione F. *The Theory of Open Quantum Systems*. Oxford University Press, 2007. 625 p.
2. Rivas A., Huelga S.F., Plenio M.B. // *Reports on Progress in Physics*. 2014. V. 77. № 9. Art. no. 094001.
3. Kubo R. // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1954. V. 9. № 6. P. 935.
4. Anderson P.W. // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1954. V. 9. № 3. P. 316.
5. Kubo R. // *Journal of Mathematical Physics*. 1963. V. 4. № 2. P. 174.
6. Tanimura Y. // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2006. V. 75. № 8. P. 174. Art. no. 082001.
7. Ban M., Kitajima S., Shibata F. // *Phys. Rev. A*. 2010. V. 82. № 2. Art. no. 022111.
8. Михайлов В.А. // *Теоретическая физика*. 2006. № 7. С. 93-101.
9. Mikhailov V.A., Troshkin N.V. // *Computer Optics*. 2016. V. 40, № 5. P. 649.
10. Alonso D., de Vega I. // *Rev. Mod. Phys.* 2017. V. 89. № 1. Art. no. 015001.
11. Breuer H.-P., Laine E.-M., Piilo J. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. Art. no. 210401.
12. Ivanov A., Breuer H.-P. // *Phys. Rev. A*. 2015. V. 92. № 3. Art. no. 032113.

## NON-MARKOVIAN DYNAMICS OF THREE-LEVEL ATOM IN STOCHASTIC FIELD WITH FINITE CORRELATION TIME

V.A. Mikhailov\*, N.V. Troshkin

*Samara University*  
443086, Samara, Moskovskoye shosse, 34  
\*e-mail: va\_mikhailov@mail.ru

Dynamics of a three-level atom in an external stochastic field with a finite correlation time is investigated. Using the stochastic Liouville equation for an extended density matrix operator and the projection operator technique, we obtain a master equation for a density matrix operator reduced by the stochastic field variables. For a Kubo-Anderson process we show dependence of a non-Markovian measure on parameters of a three-level atom and a stochastic field. Correlation functions of transition operators and correspondent radiation line shapes are obtained without utilization of the quantum regression theorem that makes them applicable in the regions outside of the theorem validity.

**Key words:** three-level atom, stochastic field, relaxation, non-Markovian dynamics, Kubo-Anderson process, correlation function, radiation line shape, stochastic Liouville equation.

# КОНЦЕПЦИЯ И ДИЗАЙН КОМПАКТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В.Ф. Лебедев<sup>1,2</sup>, К.В. Павлов<sup>3</sup>, М.А. Фебина<sup>4</sup>, А.В. Федин<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет  
информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО)  
197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения  
190000, Санкт-Петербург, ул. Большая Морская, д. 67, лит. А

<sup>3</sup> ООО «Компания «АЗИМУТ ФОТОНИКС»,  
197101, Санкт-Петербург, ул. Рентгена, д.7А

<sup>4</sup> Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной  
техники»  
124498, Россия, Москва, Зеленоград, Площадь Шокина, дом 1

<sup>5</sup> Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых  
600000, г. Владимир, ул. Горького, 87

\*e-mail: a\_fedin@list.ru

Предложена компактная лазерная система на основе Nd:YAG-лазера с самообращением волнового фронта для дистанционного анализа веществ методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии на расстоянии не менее 10м. Показана возможность создания надежной системы для дистанционной диагностики материалов методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии, в том числе и в режиме реального времени.

**Ключевые слова:** лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия, лазер с самообращением волнового фронта.

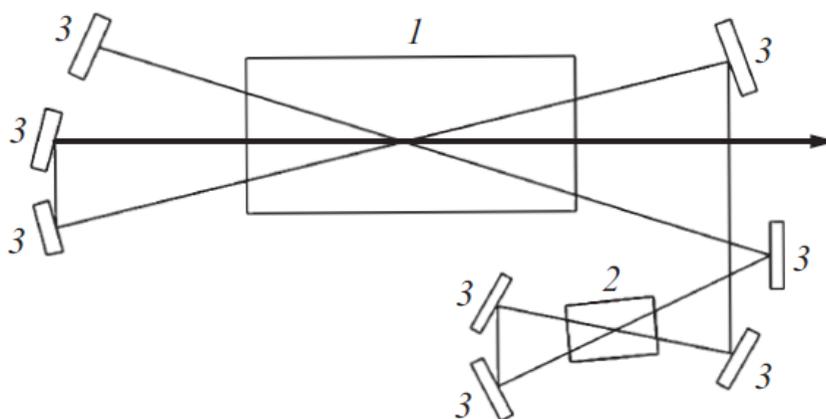
Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) является одним из наиболее перспективных методов дистанционного химического анализа веществ в любом агрегатном состоянии. В лазерной системе для проведения измерений методом ЛИЭС (ЛИЭС-система) в качестве источника излучения обычно используется коммерческий лазер с ламповой накачкой и линейным резонатором [1,2]. В ряде работ продемонстрировано существенное увеличение интенсивности излучения плазмы исследуемого вещества и, как следствие, получение более интенсивного аналитического сигнала в виде линейчатого спектра излучения плазмы при использовании парных лазерных импульсов с подстраиваемой задержкой между ними [3,4]. Подобные ЛИЭС-системы наиболее часто создаются по двухканальной схеме с использованием двух отдельных лазеров, работающих в режиме активной модуляции добротности. Это существенно усложняет ЛИЭС-систему, приводит к увеличению ее массогабаритных параметров и делает более сложным применение метода в полевых условиях и в режиме реального времени. Для получения парных лазерных импульсов может быть успешно применен Nd:YAG-лазер, работающий в режиме пассивной модуляции добротности. В этом случае варьирование величин задержек между импульсами излучения не является произвольным, однако схема лазера упрощается из-за отсутствия высоковольтной электронной системы управления оптическим затвором.

В настоящей работе предлагается ЛИЭС-система с высокими энергетическими и пространственными характеристиками лазерного излучения на основе малогабаритного импульсного Nd:YAG-лазера с самообращением волнового фронта при многоволновом взаимодействии в активной (усиливающей) среде и пассивном лазерном затворе (ПЛЗ).

Оптическая схема разработанного лазера включала один активный элемент (АЭ) на основе кристалла Nd:YAG размером  $\varnothing 8 \times 180$ мм с концентрацией ионов Nd<sup>3+</sup> на уровне 0.9 at.%, восемь отражающих зеркал и ПЛЗ на основе кристалла LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> с начальным пропусканием,

варьирующимся в диапазоне  $T_0 = 14\text{--}17\%$ . Поперечная накачка АЭ осуществлялась шестнадцатью импульсными матрицами лазерных диодов типа СЛМ 3-2 с максимальной суммарной энергией излучения  $E_{\text{imp}} = 14.5 \text{ J}$  и частотой следования импульсов до 10 Hz. Матрицы лазерных диодов располагались вдоль АЭ в четыре ряда (по четыре матрицы в каждом ряду). Габаритный размер резонатора вдоль оси распространения выходного луча лазера составил 0.6m [5].

Лазерная генерация начинается с возникающего в АЭ шумового излучения и формирования с помощью системы отражающих зеркал внутрирезонаторных пучков, пересекающихся в АЭ и ПЛЗ (рис. 1). В процессе развития генерации усиливающиеся внутрирезонаторные пучки записывают в АЭ и ПЛЗ динамические пропускающие решетки коэффициента усиления и показателя преломления соответственно, формируя динамически самоподстраивающийся резонатор лазера. На образовавшихся решетках происходит перераспределение поля излучения в резонаторе и обращение его волнового фронта. Динамические решетки производят селекцию пространственных, спектральных и поляризационных характеристик излучения, а ПЛЗ позволяет получить одномодовое излучение в виде цуга импульсов наносекундной длительности.



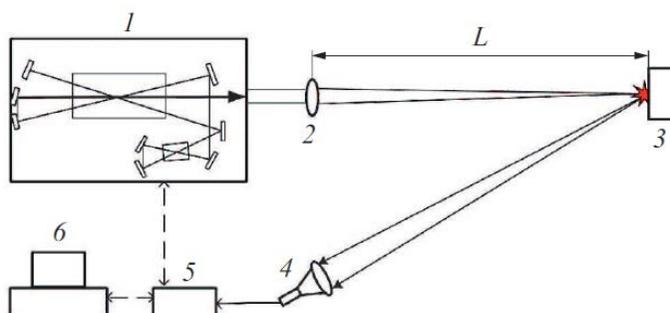
**Рис. 1.** Схема импульсного Nd :YAG-лазера с самообращением волнового фронта. 1 – активный элемент, 2 – пассивный затвор (кристалл  $\text{LiF} : \text{F}_2^-$ ), 3 – отражающие зеркала

Энергетические параметры лазерной генерации измерялись с помощью пирозлектрического приемника Ophir PE50BF-DIV-V2, а временные – с помощью лавинного фотодиода Ophir FPS1 SENSOR ROHS и двухлучевого осциллографа LeCroy WaveJet 352A (500MHz). С увеличением энергии импульсов накачки с 7.7 до 14.5 J увеличивалось число импульсов в цуге с 1 до 11 и сокращался период их следования со 100 до 30  $\mu\text{s}$ , причем энергия и длительность отдельного лазерного импульса в цуге оставались неизменными величинами: 230 mJ и 11 ns соответственно. Измеренное методом ножа Фуко в двух ортогональных направлениях значение параметра качества пучка не превышало  $M^2 \leq 1.2$ . Качество лазерного пучка контролировалось также с помощью CCD-камеры BeamGage SP620U (Ophir-Spiricon).

Схема ЛИЭС-системы приведена на рис. 2. Оптическая система фокусировки излучения включала расширитель пучка с переменным увеличением 10BE03-2-12 (Standa) и длиннофокусную линзу с апертурами 50 mm. Излучение плазмы собиралось оптической системой, состоящей из фокусирующей линзы 4 с апертурой 50mm и коллимационной линзы COL-UV/VIS (Avantes), соединенной со спектрометром 5. Излучение передавалось по оптоволокну диаметром 600  $\mu\text{m}$  на входную апертуру спектрометра AvaSpec-ULS2048L-USB2 (Avantes) со спектральным разрешением 1 nm. Запуск лазера, синхронизация его работы со

спектрометром, регистрация и обработка спектров плазмы осуществлялись с помощью собственного программного обеспечения [6].

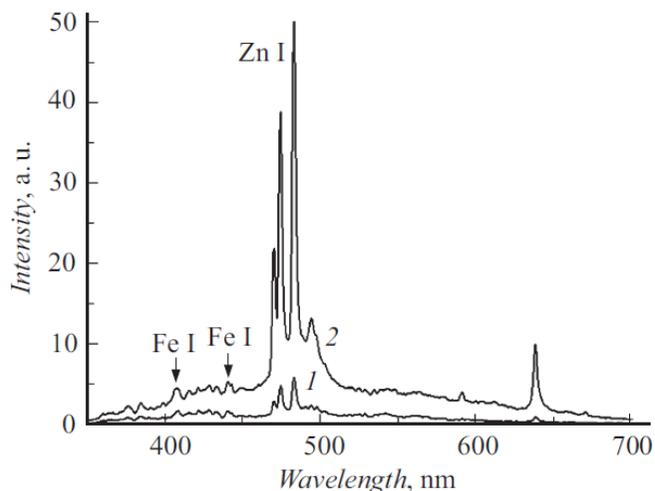
Использованный в предлагаемой ЛИЭС-системе лазер может переходить в режим генерации коротких импульсов с помощью внешнего плазменного зеркала, образованного лазерной плазмой исследуемого материала. В этом случае формируется пучок коротких лазерных импульсов, но с достаточно нестабильными энергетическими и временными параметрами; однако и в таком режиме генерации автоматическая идентификация материалов методом ЛИЭС была успешно продемонстрирована [7].



**Рис. 2.** Лазерная система для измерений методом ЛИЭС. 1 – Nd:YAG-лазер с самообращением волнового фронта, 2 – фокусирующая система, 3 – исследуемый образец, 4 – система приема излучения, 5 – спектрометр, 6 – компьютер. L – расстояние до мишени

Важно отметить, что эффективность работы ЛИЭС-системы в этом случае также обеспечивалась соответствующим алгоритмом обработки спектров излучения плазмы, устойчивым к изменению интенсивности излучения плазмы от импульса к импульсу [6]. Важной математической процедурой современных алгоритмов обработки спектров излучения плазмы является их нормализация, т. е. вычисление относительного вклада полосы излучения исследуемого химического элемента в полный спектр излучения плазмы. При этом надежность работы алгоритма выше, если процедура нормализации применяется к спектру плазмы, полученному после каждого лазерного импульса, а не к осредненному по серии импульсов. Это подтвердилось в процессе автоматического распознавания материалов в широком диапазоне изменений интенсивности излучения плазмы (до 100 раз) вследствие варьирования временных задержек открытия спектрометра относительно лазерного импульса [8]. Алгоритм был успешно применен и в режиме реального времени в задаче качественного определения коэффициента распределения лития между кристаллом и расплавом на примере лазерного кристалла форстерита Li, Cr-Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> [5].

Измерения с помощью предложенной ЛИЭС-системы проводились при двух различных режимах работы лазера: пассивной модуляции добротности в режиме генерации одиночного импульса или цуга из двух импульсов, а также самомодуляции добротности на внешнем плазменном зеркале. Была продемонстрирована возможность автоматического распознавания материалов на расстояниях до 10 м (наибольшее возможное расстояние в наших лабораторных условиях). Алгоритм автоматической идентификации материала мишеней и тип материала мишеней (сталь, цинк, алюминий, бетон и т.д.) были аналогичны приведенным в работе [8]. В результате предварительных экспериментов регистрировались характерные ЛИЭС-спектры интересующих материалов и составлялась соответствующая база данных. Применявшаяся ранее процедура обработки спектров [8] была дополнена рядом процедур, необходимых для компенсации фонового излучения, увеличения отношения сигнал/шум, выделения полос излучения и их идентификации, увеличения спектрального разрешения и т.д. [6].



**Рис. 3.** ЛИЭС-спектр при двухимпульсном воздействии на образец оцинкованной стали.  $L = 5\text{m}$ . 1 – один импульс, 2 – два импульса

В экспериментах по автоматической идентификации веществ использовался двухимпульсный режим работы лазера, причем в этом случае наблюдался не менее чем шестикратный рост аналитического сигнала. В частности, при суммарной энергии двух лазерных импульсов  $50\text{ mJ}$  амплитуда аналитического сигнала на расстоянии  $5\text{m}$  до мишени уже достигала величины насыщения приемника излучения (рис. 3). Период следования импульсов, определяемый начальным пропуском ПЛЗ, подбирался в интервале от  $30$  до  $100\text{ }\mu\text{s}$  и в итоге устанавливался равным не более  $30\text{ }\mu\text{s}$ . Уменьшение числа импульсов в пуле обеспечивалось уменьшением длительности импульса тока накачки. Возможное объяснение физического механизма увеличения аналитического сигнала при подобном двухимпульсном лазерном воздействии на исследуемый материал приведено в работе [9].

Анализ результатов измерений интенсивности ЛИЭС-сигнала в зависимости от расстояния при двухимпульсном лазерном воздействии на мишень позволил получить оценку предельного расстояния ( $L = 12.5\text{m}$ ) для измерений с помощью предложенной ЛИЭС-системы. Следует отметить, что эта величина далека от реальных возможностей системы, поскольку апертура приемного телескопа составляла всего  $50\text{mm}$  (рис. 2).

Таким образом, использование импульсного Nd:YAG-лазера с самообращением волнового фронта обеспечивает возможность создания простой, компактной и, как следствие, надежной системы для дистанционной диагностики материалов методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии, в том числе и в режиме реального времени.

### Литература

1. Yang C.S.-C., Jin F., Trivedi S.B., Brown E.E., Hommerich U., Tripathi A., Samuels A.C. // *Appl. Spectroscopy*. 2017. V. 71. N 4. P. 1–7.
2. Son J.-G., Li Y., Ko D.-K. // *Appl. Phys. Express*. 2018. V. 11. N 10. P. 102401 (1–5).
3. *Laser-induced breakdown spectroscopy: theory and applications* / Eds S. Musazzi, U. Perini. N.Y.: Springer, 2014. 565 p.
4. Sun D., Su M., Dong C., Wen G. // *Plasma Sci. Technol.* 2014. V. 16. N 4. P. 374–379.
5. Бурковский Г.В., Федин А.В., Погода А.П., Борейшо А.С. // *Квантовая электроника*. 2016. Т. 46. № 11. С. 976–978.
6. Lebedev V.F., Makarchuk P.S., Stepanov D.N. // *Spectrochim. Acta B*. 2017. V. 137. P. 23–27.
7. Лебедев В.Ф. // *Опт. журн.* 2017. Т. 84. В. 2. С. 19–27.

8. Lebedev V.F., Shestakov A.A. // Proc. of SPIE. 2011. V. 7822. P. 78220V (1–6).  
9. Першин С.М. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 12. С. 2518–2520. Письма в ЖТФ, 2019, том 45, вып. 9

## CONCEPT AND DESIGN OF A COMPACT LASER SYSTEM FOR REMOTE MEASUREMENTS BY THE METHOD LASER-INDUCED EMISSION SPECTROSCOPY

V.F. Lebedev<sup>1,2</sup>, K.V. Pavlov<sup>3</sup>, M.A. Fedina<sup>4</sup>, A.V. Fedin<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*St. Petersburg National Research University of Information Technologies,  
Mechanics and Optics (ITMO University)*

*197101, St. Petersburg, Kronverksky Prospekt, 49*

<sup>2</sup>*St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation*

*190000, St. Petersburg, ul. Bolshaya Morskaya, 67, letter A*

<sup>3</sup>*LLC "Company "AZIMUT PHOTONICS",*

*197101, St. Petersburg, ul. Rentgena, 7A*

<sup>4</sup>*National Research University "Moscow Institute of Electronic Technology"*

*124498, Moscow, Zelenograd, Shokin Square, 1*

<sup>5</sup>*Vladimir State University named after A.G. and N.G. Centennial*

*600000, Vladimir, st. Gorky, 87*

*\*e-mail: a\_fedin@list.ru*

A compact laser system based on a Nd: YAG laser with a wavefront self-reversal for remote analysis of substances by laser-induced breakdown spectroscopy at a distance of at least 10 m is proposed. The possibility of creating a reliable system for remote diagnostics of materials by laser-spark emission spectroscopy, including in real time, is shown

**Key words:** laser-induced breakdown spectroscopy, laser with self-phase conjugation

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХБЫСТРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ДЕФАЗИРОВКИ, НАБЛЮДАЕМОЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ФЕМТОСЕКУНДНОМУ И НЕКОГЕРЕНТНОМУ ФОТОННОМУ ЭХУ

В.В. Федеянин<sup>1,2,\*</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет  
119435, Москва, ул. Малая Пироговская, 29/7

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

<sup>3</sup>Институт спектроскопии РАН  
108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5

\*e-mail:fedyaninv@yandex.ru

На основе динамической теории оптической дефазировки развит подход, позволяющий описывать процессы сверхбыстрой оптической дефазировки, наблюдаемой в спектроскопии фотонного эха в неупорядоченных твердотельных средах. Подход апробирован на примере моделирования неэкспоненциальных кривых спада, измеренных в экспериментах по фемтосекундному и некогерентному фотонному эху.

**Ключевые слова:** фотонное эхо, высокое временное разрешение, оптическая дефазировка.

Фотонное эхо является одним из самых оптимальных и эффективных методов исследования процессов оптической дефазировки в различных средах, включая газы [1], жидкости [2], аморфные среды [3-5] и твердые тела [6,7]. Первые эксперименты по ФЭ проводили, как правило, в твердых телах – примесных кристаллах при криогенных температурах. Диапазон изучаемых длительностей оптической дефазировки ограничивался десятками наносекунд, что было связано с возможностями экспериментальной аппаратуры. Экспериментальные данные по фотонному эху в примесных кристаллах при криогенных температурах описывали в рамках простой  $T_1$ – $T_2$ -модели, развитой Ф. Блохом, что позволяло измерять время наносекундной фазовой релаксации  $T_2$ , связанное с квадратичным электрон-фононным взаимодействием.

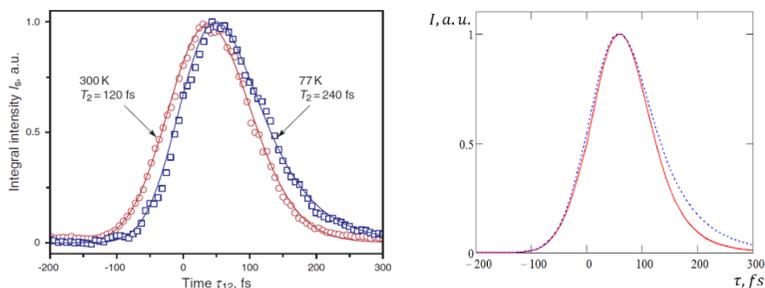
Однако большой интерес для исследователей представляли структурно-неупорядоченные (аморфные) системы со сложной внутренней динамикой – полимеры, стекла, керамики. Отдельной важной задачей было исследование жидкостей и биологических сред, где важны измерения при нормальных (не криогенных) температурах. Отличия в динамике, наблюдаемой при таких условиях, от низкотемпературных экспериментов заключается в проявлении линейного электрон-фононного взаимодействия, которое никак не могло быть описано в рамках модели Блоха при помощи одного параметра  $T_2$ . Кроме того, оценки показывали, что характерные времена динамических процессов при таких условиях лежат в пико- и фемтосекундном диапазоне длительностей, что долгое время ограничивало возможности исследований методами оптической спектроскопии и фотонного эха. Ситуация кардинально изменилась с появлением фемтосекундных лазеров. История развития фемтосекундной лазерной техники и особенности ее использования для исследования быстропротекающих процессов в разных средах подробно описаны в монографии [8].

В связи с дороговизной фемтосекундной лазерной техники в 1980-х гг. появились техника т.н. «некогерентного» фотонного эха [9]. В работах [10,11] было показано, что широкополосное лазерное излучение может быть использовано для получения информации об ультракоротких временах фазовой релаксации. Однако предложенный авторами [11] и других похожих работ метод расчета учитывает в качестве параметров только длительность возбуждающих лазерных импульсов и величину  $T_2$  и не принимает во внимание быстрые процессы, определяемые линейным электрон-фононным взаимодействием при высоких температурах. Экспериментальные результаты, получаемые при измерении сигналов

некогерентного фотонного эха в примесных твердотельных средах весьма схожи с данными по фемтосекундному фотонному эху, полученными в тех же образцах. Однако могут наблюдаться и отличия, например, в сигнал некогерентного фотонного эха могут дать вклад процессы, протекающие за время длительности наносекундных возбуждающих лазерных импульсов. Так в [12], при сравнении результатов измерений методами пикосекундного и некогерентного фотонного эха, была обнаружена наносекундная спектральная диффузия.

Практически сразу, с появлением первых экспериментальных результатов стало ясным, что быстрые кривые спада сигналов фемтосекундного и некогерентного фотонного эха не являются экспоненциальными и не описываются уравнениями Блоха. В работах И.С. Осадько, обобщенных в монографии [13], было введено понятие обобщенного вектора Блоха и развита теория, позволяющая учитывать влияние процессов сверхбыстрой оптической дефазировки на формирование сигналов фемтосекундного фотонного эха. Отличительной особенностью данного подхода является одновременный учет квадратичного электрон-фононного взаимодействия, которое проявляется в экспериментах в виде экспоненциального затухания эха с характеристическим временем  $T_2$ , и линейного электрон-фононного взаимодействия, описываемого быстрозатухающей функцией оптической дефазировки. Динамическая теория оптической дефазировки учитывает ширину ( $\sigma$ ) оптической полосы поглощения хромофора, величину фактора Пекара-Хуанга ( $\phi(0,0)$ ), частоту Дебая ( $\nu_D$ ), а также другие характеристики среды и параметры эксперимента. Однако в расчетах возбуждающие лазерные импульсы полагались  $\delta$ -образными и их реальная временная форма никак не учитывалась. В данной работе мы дополнили теорию таким образом, чтобы учитывать форму ультракоротких лазерных импульсов, используемых для возбуждения сигналов фемтосекундного фотонного эха. В рамках развитого подхода каждый возбуждающий импульс представляется в виде последовательности  $\delta$ -образных импульсов, распределенных таким образом, что их огибающая воспроизводит временную форму фемтосекундного лазерного импульса, известную из эксперимента. Особенно эффективным такой способ моделирования становится при расчете сигналов некогерентного фотонного эха, где широкополосные наносекундные импульсы представляют в виде последовательности пиков, длительность которых ограничена временем когерентности [10]. Развитый подход апробирован нами для моделирования кривых спада сигналов фотонного эха, измеренных в экспериментах по фемтосекундному фотонному эху в примесной полимерной пленке и некогерентному фотонному эху в замороженном стекле.

Фемтосекундное фотонное эхо исследовали в полимерной пленке поливинилбутирала, допированной молекулами фталоцианина при разных температурах [14]. Эксперименты были выполнены в лаборатории быстропротекающих молекулярных процессов Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского на фемтосекундном эхо-спектрометре.

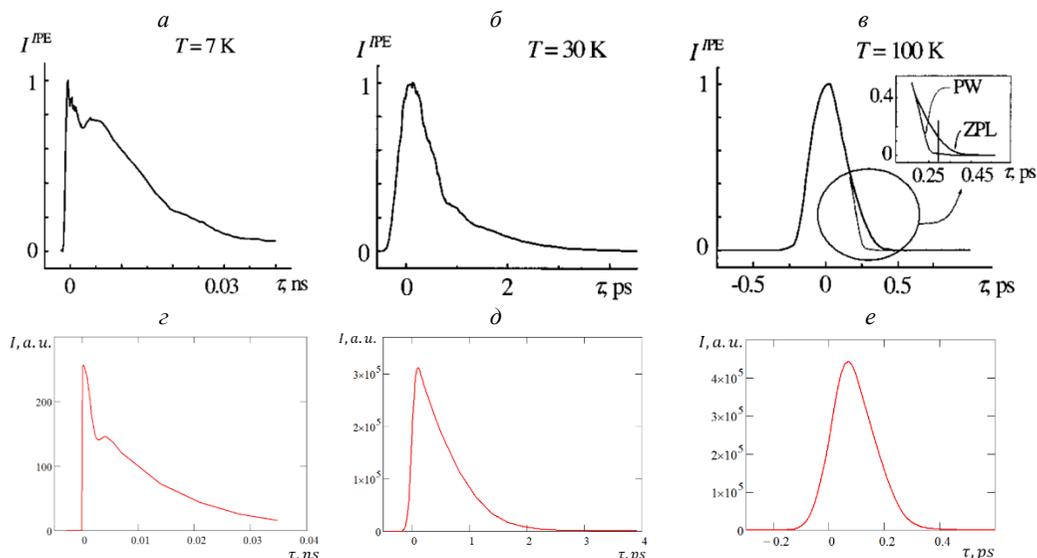


**Рис. 1.** Кривые спада сигналов фемтосекундного фотонного эха, измеренные в поливинилбутирале, допированном молекулами фталоцианина при температурах 300 и 77 К (слева) [14]. Кривые спада, полученные при моделировании: сплошная линия соответствует 300 К, пунктирная – 77 К (справа).

Характерный вид кривых спада при комнатной температуре и при температуре жидкого азота показан на рис. 1 слева. Значения параметров  $T_2$  были определены по методике, описанной в [11]. Для расчета кривых спада были использованы следующие значения параметров:  $\phi(0,0)=0.16$ ,  $\nu_D=10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $\sigma= 370$  см<sup>-1</sup>,  $\Delta t=95$  фс (значения взяты из [14]); 1)  $T=$

300 K,  $T_2= 180$  фс; 2)  $T= 77$  K,  $T_2= 240$  фс. Результаты расчета приведены на рис. 1 справа. Видно, что расчетные кривые хорошо воспроизводят экспериментальные данные, однако моделирование дает значение  $T_2(300\text{ K}) = 180$  фс.

Рассмотрим экспериментальные результаты по некогерентному фотонному эху в замороженном толуоле с примесью молекул цинк-октаэтилпорфина (Zn-ОЭП) [4, 15]. Измерения были выполнены на низкотемпературном спектрометре некогерентного фотонного эха в научной группе под руководством проф. Ю.Г. Вайнера в лаборатории электронных спектров молекул Института спектроскопии Российской академии наук. Широкий температурный диапазон измерений позволил проследить перераспределение вклада бесфононной спектральной линии электронного перехода (БФЛ) и фононного крыла (ФК) с ростом температуры вплоть до температуры Дебая для толуола (около 100 K). Кривые спада сигналов двухимпульсного некогерентного фотонного эха, измеренные при разных температурах – 7, 30 и 100 K, показаны на рис. 2 (а-в). Видно, как с ростом температуры уменьшается вклад в кривую спада БФЛ – исчезает длинный спад, и форма кривой становится симметричной, что означает доминирование вклада ФК при высоких температурах. Результаты расчета показаны на рис. 2 (г-е). Для расчета кривых спада были использованы следующие значения параметров:  $\phi(0,0)= 0.02$ ,  $\nu_D= 2 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $\sigma= 400$  см<sup>-1</sup>,  $\Delta t= 200$  фс (параметры взяты из описания экспериментов [4, 15], величина  $\Delta t$  оценена как время когерентности по ширине спектра широкополосных лазерных импульсов), г)  $T= 7$  K,  $T_2= 5.4 \cdot 10^{-11}$  с; д)  $T= 30$  K,  $T_2= 3.1 \cdot 10^{-12}$  с, е)  $T= 100$  K,  $T_2= 2.2 \cdot 10^{-12}$  с. Видно, что расчетные кривые хорошо воспроизводят экспериментальные данные и позволяют описать наблюдаемую трансформацию кривых спада, связанную с изменением соотношения вкладов БФЛ и ФК в кривую спада, причем расчет проведен с учетом реальных характеристик примесной среды и известных параметров эксперимента. Экспериментальные и расчетные значения  $T_2$  близки.



**Рис. 2.** Кривые спада сигналов двухимпульсного некогерентного фотонного эха, измеренные при разных температурах в замороженном толуоле с примесью молекул цинк-октаэтилпорфина (верхняя панель) [15]. Кривые спада, полученные при моделировании при тех же температурах (нижняя панель).

Развитый подход на основе динамической теории оптической дефазировки позволяет учитывать временную форму ультракоротких лазерных импульсов. Возможности методики продемонстрированы на примере моделирования быстрых кривых спада, измеренных в экспериментах по фемтосекундному и некогерентному фотонному эху. При моделировании сигналов некогерентного фотонного эха широкополосные наносекундные лазерные импульсы описываются последовательностью  $\delta$ -образных импульсов, которые распределены по

гауссовому контуру. Длительность этого составного гауссового импульса принимается равной времени когерентности, которое соответствует обратной спектральной ширине некогерентного лазерного импульса [10]. Такой подход, который позволяет не учитывать наносекундную длительность некогерентных лазерных импульсов, в данном случае оправдан. Согласно модели аккумулярованного фотонного эха идентичные пары импульсов приводят только к росту амплитуды суммарного отклика, не влияя на его временную форму и оптическую дефазировку. Результаты расчета качественно воспроизводят экспериментальные данные. Однако используемые при моделировании упрощения не могут не проявиться при прямом количественном сопоставлении результатов. Обнаруженные различия, в частности, отсутствие временного сдвига максимума кривой спада, наблюдаемое в эксперименте, по-видимому, и обусловлена такими приближениями. Дальнейшее развитие данной методики может быть связано с более корректным учетом реальной формы оптической полосы поглощения и сложной временной формы возбуждающих лазерных импульсов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-32-70005-мол\_а\_мос).

### Литература

1. Евсеев И.В. и др. Фотонное эхо и фазовая память в газах. Казань: Изд-во КГУ. 2009, 490 с.
2. DeBoeij W.P. et al. // *Annu. Rev. Phys. Chem.* 1998. V. 49. P. 99.
3. Vainer Yu.G. et al. // *J. Lumin.* 2000. V. 86, № 3-4. P. 265.
4. Vainer Yu.G. et al. // *J. Chem. Phys.* 2002. V. 116, № 20. P. 8959.
5. Knyazev M.V. et al. // *Phys. Stat. Sol. (RRL)*. 2017. V. 11, № 3. Art. № 1600414.
6. Macfarlane R.M. // *J. Lumin.* 2002. V. 100. P. 1.
7. Kalachev A.A. et al. // *Las. Phys. Lett.* 2008. V. 5, № 12. P. 882.
8. Самарцев В.В. и др. Фемтосекундная лазерная спектроскопия. М.: Тривант. 2017, 402 с.
9. Beach R., Hartmann S.R. // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 53, № 7. P. 663.
10. Golub J.E., Mossberg T.W. // *JOSA B* 1986. V. 3, № 4. P. 554.
11. Kobayashi T. et al. // *Appl. Phys. B*. 1988. V. 47, № 2. P. 107.
12. Gruzved N.V., Vainer Yu.G. // *J. Lumin.* 1993. V. 56, № 1-6. P. 181.
13. Осадько И.С. Квантовая динамика молекул, взаимодействующих с фотонами, фононами и туннельными системами. М.: Физматлит. 2017, 368 с.
14. Safiullin G.M. et al. // *Las. Phys. Lett.* 2009. V. 6, № 10. P. 746.
15. Вайнер Ю.Г. и др. // *ФТТ*. 2003. Т. 45. С. 215.

## NUMERICAL MODELING OF ULTRAFAST OPTICAL DEPHASING OBSERVED IN EXPERIMENTS ON FEMTOSECOND AND INCOHERENT PHOTON ECHO

V.V. Fedyanin<sup>1,2,\*</sup>, K.R. Karimullin<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Moscow State Pedagogical University, Moscow 119435, Russia

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute RAS, Moscow 119991, Russia

<sup>3</sup>Institute for Spectroscopy RAS, Moscow 108840, Russia

\*e-mail: fedyaninv@yandex.ru

An approach based on the dynamic theory of optical dephasing that allows one to describe the processes of ultrafast optical dephasing observed in photon echo spectroscopy in disordered solid-state media is developed. The approach was tested on the example of non-exponential decay curves measured in experiments on femtosecond and incoherent photon echo.

**Key words:** photon echo, high time-domain resolution, optical dephasing.

# ДВУХКРИСТАЛЬНАЯ СХЕМА НЕКОЛЛИНЕАРНОГО СПР-ГЕНЕРАТОРА С КОМПЕНСАЦИЕЙ ЭФФЕКТА МИГДАЛЛА

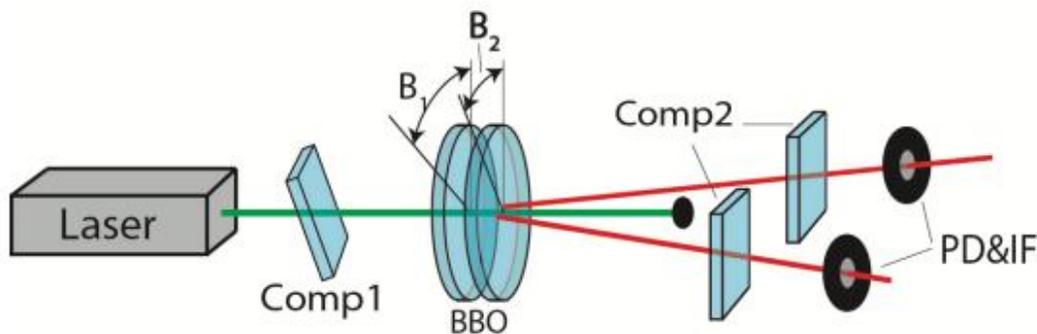
Д.Н. Фроловцев\*, С.А. Магницкий

<sup>1</sup>Физический факультет и Международный лазерный центр,  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские горы  
\*e-mail: frolovtsev@yandex.ru

Представлена схема двухкристального неколлинеарного СПР-генератора перепутанных по поляризации фотонных пар. В предлагаемой схеме негативное влияние эффекта Мигдалла на поляризационную перепутанность генерируемых фотонных пар скомпенсировано. Излагается теория, показывающая степень ухудшения перепутанности в присутствии эффекта Мигдалла.

**Ключевые слова:** спонтанное параметрическое рассеяние, перепутанность, бифотоны, эффект Мигдалла, двухкристальная схема

Источники перепутанных по поляризации фотонных пар – один из краеугольных камней в экспериментальной квантовой оптике [1] и приложениях [2]. При этом источники, основанные на эффекте спонтанного параметрического рассеяния [3,4] (СПР) света являются на сегодняшний день наиболее успешными и подходящими для применения в квантовых приложениях. Они имеют большую яркость [5], высокую степень перепутанности генерируемого квантового состояния [6] и предоставляют большие возможности для инжиниринга получаемых квантовых состояний [7]. Все эти преимущества совмещает в себе двухкристальная схема генерации перепутанных по поляризации фотонных пар [8]. Хотя в предлагаемой схеме присутствуют некоторые механизмы декогеренции, ухудшающие перепутанность генерируемого состояния [9,10], для всех из них, кроме эффекта Мигдалла [11], были предложены методы компенсации. Проблема компенсации негативного влияния эффекта Мигдалла освещена в данной работе.



**Рис. 1.** Двухкристальная схема неколлинеарного СПР-генератора. Laser – лазер, Comp1 и Comp2 – компенсационные двулучепреломляющие пластинки, BBO – нелинейные кристаллы, PD&IF – диафрагмы и интерференционные светофильтры.  $B_1$  и  $B_2$  – углы поворота нелинейных кристаллов вокруг направления волнового вектора накачки.

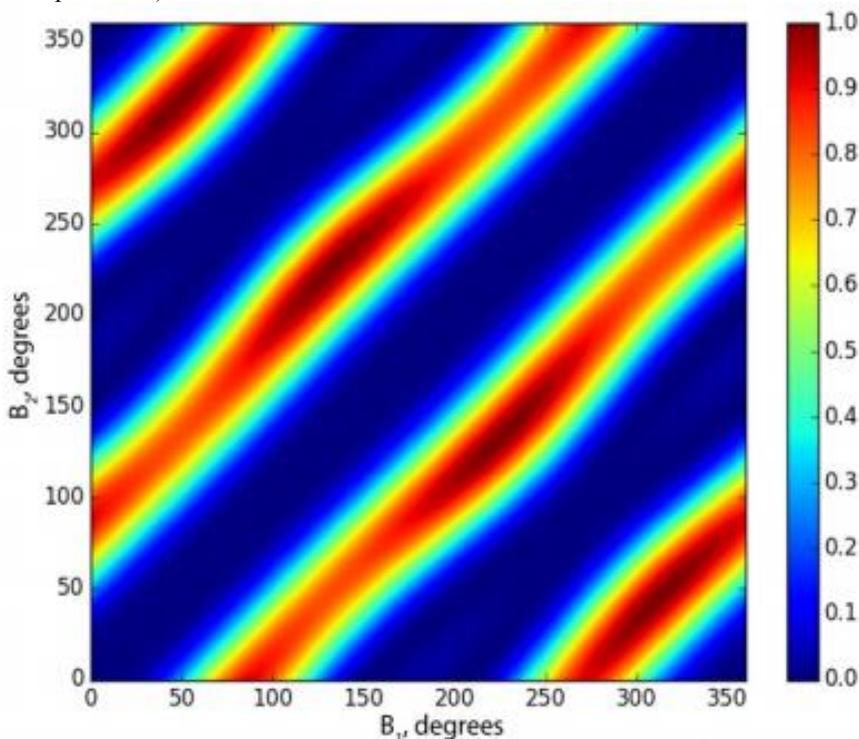
В настоящей работе представлен анализ обобщенной двухкристальной схемы, в которой допускается произвольное вращение двух нелинейных кристаллов вокруг направления волнового вектора накачки (Рис. 1). Показано, что при определенном выборе 2 углов [12] можно добиться полной компенсации негативного влияния эффекта Мигдалла на перепутанность генерируемого квантового состояния.

Теоретически получено, что состояние генерируемых фотонных пар зависит только от угла

между плоскостями поляризации излучения, рассеянного в первом и втором нелинейном кристаллах, и может быть представлено в виде:

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sin^2 \delta \sin^2 \epsilon & 0 & 0 & \sin \delta \sin \epsilon \\ 0 & \cos^2 \delta \sin^2 \epsilon & 0 & 0 \\ \sin \delta \sin \epsilon & 0 & \sin^2 \delta \cos^2 \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 + \cos^2 \delta \cos^2 \epsilon \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $\delta$  и  $\epsilon$  - углы между поляризацией излучений, рожденных в первом и во втором кристаллах для сигнальной и холостой моды, соответственно. Значения  $\delta$  и  $\epsilon$  рассчитываются на основе формул для эффекта Мигдалла [11]. Пример расчета перепутанности Tangle для различных углов поворота кристалла  $B_1$  и  $B_2$  представлен на Рис. 2. Расчет был проведен для кристаллов ВВО при накачке на длине волны 532 нм, кристаллографический угол  $\Theta=29.6^\circ$ , угол рассеяния  $6.9^\circ$  (снаружи кристалла).



**Рис. 2.** Зависимость перепутанности (Tangle) от углов поворота  $B_1$  и  $B_2$  нелинейных кристаллов вокруг волнового вектора накачки

На приведенном на Рис. 2 графике видно, что существуют 4 положения нелинейных кристаллов, при которых перепутанность в присутствии эффекта Мигдалла сохраняется. В этих положениях выполняется условие  $B_1 = -B_2$  с точностью до поворота на  $360^\circ$ . Нами показано [12], что в этих положениях поляризация излучения, генерируемого в первом и втором нелинейном кристалле, ортогональна как в сигнальной, так и в холостой моде, т.е.  $\delta = \epsilon = 90^\circ$ . Это означает, что СПР-генератор работает так, как если бы не было действия эффекта Мигдалла, а единственным его проявлением являлся бы поворот базиса, что не влияет на перепутанность. Это означает полную компенсацию негативного влияния эффекта Мигдалла на перепутанность генерируемых в двухкристальной схеме поляризационно-перепутанных фотонных пар. 3

Работа была выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (стипендия № 18-2-6-189-1) и Фонда РФФИ (грант 18-02-00849).

## Литература

1. Scully, M. O., Zubairy, M. S. // Quantum optics, New York: Cambridge U.P., 1997
2. O'brien, J. L., Furusawa A., Vučković J. // Nature Photonics 2009. V. 3 No 12. P. 687.
3. D.N. Klyshko // Talk at the All-Union Workshop on Nonlinear Properties of Media (Chernogolovka, Moscow region, 1966)
4. D.N. Klyshko // LETP Lett. 1967. V. 6. No. 23
5. M. Hentschel, H. Hübel, A. Poppe et al. // Opt. Expr. 2009. V. 17 No. 25. PP. 23153-23159.
6. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, et al. // Opt. Expr. 2007. V. 15 No. 23. PP. 15377-15386.
7. S. Carrasco, A. Sergienko, B. Saleh, et al // Phys. Rev. A 2006. V. 73 No. 6. P. 063802.
8. P. Kwiat, E. Waks, A. White, et al. // Phys. Rev. A 1999. V. 60 No. 2. P. R773.
9. J. Altepeter, E. Jeffrey and P. Kwiat // Opt. Expr. 2005. V. 13 No. 22. PP. 8951-8959.
10. R. Rangarajan, M. Goggin and P. Kwiat // Opt. Expr. 2009. V. 17 No. 21, PP. 18920-18933.
11. A. Migdall // JOSA B 1997. V. 14 No. 5. P. 1093.
12. Фроловцев Д.Н., Магницкий С.А. Способ и устройство источника поляризационно-перепутанных фотонов с максимально возможной степенью перепутанности. Пат. РФ RU №2636808 С1. 2016

## A DOUBLE-CRYSTAL SCHEME WITH FULL COMPENSATION OF THE MIGDALL EFFECT

D.N. Frolovtssev\*, S.A. Magnitskiy

*Faculty of Physics and the International Laser Center*

*Lomonosov Moscow State University*

*Leninskie Gory, Moscow 119991, Russia*

\*e-mail: frolovtssev@yandex.ru

The double-crystal scheme for polarization-entangled photon pairs generation is presented. The negative impact of the Migdall effect on the polarization entanglement is fully compensated in the scheme. The theory for quantifying of entanglement decrease as the action of the Migdall effect is formulated.

**Key words:** spontaneous parametric down-conversion, entanglement, biphotons, Migdall effect, double-crystal scheme.

# ДИНАМИКА ИНТЕНСИВНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ

А.Н. Бугай<sup>1</sup>, В.А. Халяпин<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований,  
141980, Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6

<sup>2</sup>ФГБОУ ВО «Калининградский государственный технический университет»,  
236000, Калининград, Советский проспект, 1

<sup>3</sup>Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта,  
236016, Калининград, ул. А. Невского, 14  
e-mail: slavaxi@gmail.com

С помощью метода моментов проведено аналитическое исследование, описывающее распространение импульсов в планарном волноводе в режиме вынужденного комбинационного саморассеяния и ионизации.

**Ключевые слова:** планарный волновод, туннельная ионизация, вынужденное комбинационное саморассеяние, дифракция, метод моментов.

В настоящей работе предложен подход описания динамики импульсов, распространяющихся в планарном волноводе при учете вынужденного комбинационного саморассеяния и туннельной ионизации. Соответствующее уравнение получено в работе [1]

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} - i\gamma \psi |\psi|^2 + \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi |\psi|^2) + i\gamma T_R \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \tau} + i\eta \psi \int_{-\infty}^{\tau} \Delta \Theta(\Delta) - \frac{i\mu}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\psi$  – медленно меняющаяся огибающая,  $z$  – ось, вдоль которой распространяется сигнал,  $x$  – ось, вдоль которой дифрагирует импульс,  $\tau = t - z/v_g$  – время в сопутствующей системе координат,  $v_g$  – групповая скорость импульса на его центральной частоте  $\omega$ ,  $\eta$  – коэффициент, характеризующий туннельную ионизацию,  $\beta_2$  – коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС),  $\beta_3$  – положительный параметр, определяющий дисперсию третьего порядка,  $\mu = c/n_0\omega$ ,  $n_0$  – показатель преломления среды на нулевой частоте,  $\gamma$  – коэффициент кубической нелинейности,  $T_R$  – характеризует вклад вынужденного комбинационного рассеяния,  $\Delta |\psi|^2 = (|\psi|^2 - |\psi_{th}|^2)$ ,  $\psi_{th}$  – амплитуда сигнала, соответствующая значению пороговой интенсивности туннельной ионизации,  $\Theta$  – функция Хевисайда. Коэффициент  $\beta_2$  положителен, если центральная частота импульса лежит в области нормальной дисперсии групповой скорости и отрицателен в противоположном случае.

Анализ динамики параметров импульса проводился на основе метода моментов. В работе рассматривался случай солитонного распространения, когда огибающая импульса сохраняет форму гиперболического секанса

$$\psi = B \operatorname{sech} \left( \frac{\tau - T}{\tau_p} \right) \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x}{a} \right)^2 + i \left( \phi + \Omega(\tau - T) - C \frac{(\tau - T)^2}{2\tau_p^2} - \frac{\varepsilon x^2}{2a^2} \right) \right], \quad (2)$$

где  $B$  – амплитуда сигнала,  $\tau_p$  – его длительность,  $C$  – параметр, определяющий частотную модуляцию,  $T$  – временное запаздывание,  $\phi$  – фаза и  $\Omega$  – смещение центральной

частоты сигнала,  $a$  – параметр, пропорциональный поперечной ширине сигнала,  $\varepsilon$  – описывает кривизну волновых поверхностей. Все параметры зависят от координаты  $z$ . Определим моменты импульса, следуя [2]. Дифференцируя выражения для моментов по координате  $z$  и используя (1), получаем систему уравнений, из которой с учетом (2) находим

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx d\tau = 2B^2 \tau_p a \sqrt{\pi} \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dz} = -\beta_2 \Omega + \frac{\beta_3}{2} \left( \Omega^2 + \left( 1 + \frac{\pi^2}{4} C^2 \right) \frac{1}{3\tau_p^2} \right) + \frac{\gamma E}{2\omega \tau_p a \sqrt{2\pi}}, \quad (4)$$

$$\frac{d\Omega}{dz} = \frac{4\gamma E}{15\tau_p^3 a \sqrt{2\pi}} \left( T_R - \frac{5C}{4\omega} \right) - \frac{2\eta E}{3\tau_p a \pi} \frac{B}{\psi_{ih}} \left( 1 - \frac{\psi_{ih}^2}{B^2} \right)^2, \quad (5)$$

$$\frac{d\tau_p}{dz} = \frac{\beta_2 C}{\tau_p} - \beta_3 \frac{C\Omega}{\tau_p}, \quad (6)$$

$$\frac{dC}{dz} = \left( \frac{4}{\pi^2} + C^2 \right) \frac{(\beta_2 - \beta_3 \Omega)}{\tau_p^2} + \frac{2\gamma E}{\pi^2 \tau_p a \sqrt{2\pi}} \left( 1 - \frac{\Omega}{\omega} \right), \quad (7)$$

$$\frac{da}{dz} = -\frac{\mu \varepsilon}{a}, \quad (8)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = -\frac{\mu}{a^2} (1 + \varepsilon^2) + \frac{\gamma E}{3\tau_p a \sqrt{2\pi}} \left( 1 - \frac{\Omega}{\omega} \right) - \frac{\eta E}{\pi a} \frac{\psi_{ih}^2}{B^2} \left( \frac{B^2}{\psi_{ih}^2} - 1 \right)^{5/2}. \quad (9)$$

Здесь  $E$  – величина, пропорциональная числу фотонов. Из равенства нулю производных в системе (4)-(9) можно получить стационарное решение.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант №17-11-01157).

### Литература

1. Hölzer P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 203902-1.
2. Santhanam J., Agrawal G. // Opt.Commun. A. 2003. V. 222. P. 413.

## DINAMICS OF THE INTENSE PULSES IN THE PLANAR WAVEGUIDE

A.N. Bugay<sup>1</sup>, V.A. Khalyapin<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for Nuclear Research, 141980, Dubna, Joliot-Curie, 6,

<sup>2</sup>Kaliningrad State Technical University 236000, Kaliningrad, Sovetskii pr., 1.,

<sup>3</sup>Immanuel Kant Baltic Federal University, 236016, Kaliningrad, 14 A. Nevskogo ul.

slavasxi@gmail.com

Using the method of moments, an analytical study was carried out that describes the propagation of pulses in a planar waveguide in the mode of stimulated Raman self-scattering and ionization.

**Key words:** planar waveguide, tunnel ionization, stimulated Raman self-scattering, diffraction, method of moments.

# КУБИТЫ И ДВУХУРОВНЕВЫЙ АТОМ В ПРЕДСТАВЛЕНИИ КВАДРАТОВ МАЛЕВИЧА

В.Н. Чернега<sup>1,\*</sup>, О.В. Манько<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева  
119991, Москва, Ленинский проспект 53

<sup>2</sup>Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э.Баумана  
105005, Москва. Вторая Баумановская улица, 5

\*e-mail: vchernega@gmail.com

Построено новое представление состояний двухуровневого атома и частицы со спином  $\frac{1}{2}$  (кубита), в котором они определяются стандартными функциями распределения вероятности, вместо волновых функций и матриц плотности. Рассмотрено представление квантового супрематизма на языке триады квадратов Малевича.

**Ключевые слова:** функции распределения вероятности, кубиты, квантовый супрематизм

Состояния квантовых систем обычно описываются волновыми функциями и матрицами плотности [1]. Комплексная волновая функция задается вектором состояния  $|\psi\rangle$ , который принадлежит гильбертовому пространству состояний системы. Матрица плотности соответствует оператору плотности  $\hat{\rho}$ , который действует в гильбертовом пространстве системы. Например, в случае двухуровневого атома и частицы со спином  $\frac{1}{2}$  вектор состояния  $|\psi\rangle$  состоит из двух комплексных компонент  $\psi_1$  и  $\psi_2$ . Волновая функция нормирована, поэтому на компоненты вектора  $|\psi\rangle$  накладывается дополнительное условие  $|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 = 1$ . В [2] было введено новое представление квантовой механики для непрерывных переменных, которое было названо вероятностным представлением квантовой механики. В [3,4] вероятностное представление получило дальнейшее развитие для случая непрерывных переменных. В [5,6] вероятностное представление квантовой механики было введено для дискретных переменных (для спиновых систем). В вероятностном представлении квантовой механики состояния системы задаются функциями распределения вероятности, так же как и в классической статистической физике.

Цель доклада – обсудить вероятностное представление квантовой механики на примере состояний кубита (двухуровневого атома, спина-1/2). В докладе мы рассмотрим простейший вариант томографического вероятностного представления, когда состояние кубита определяется через вероятности значений дихотомной случайной величины, которые совпадают с вероятностями выпадения “орла” и ”решки” у классической монетки.

Для построения вероятностного представления используем собственные вектора матриц Паули [1] соответствующие следующим матрицам плотности

$$\rho_x = \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 \\ 1/2 & 1/2 \end{pmatrix}, \rho_y = \begin{pmatrix} 1/2 & -i/2 \\ i/2 & 1/2 \end{pmatrix}, \rho_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

По правилу Борна [1] вероятность того, что проекции спина на оси  $x, y, z$  равны  $\pm\frac{1}{2}$ , в состоянии с матрицей плотности

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}$$

имеют вид

$$p_1 = \text{Tr}(\rho\rho_x), p_2 = \text{Tr}(\rho\rho_y), p_3 = \text{Tr}(\rho\rho_z). \quad (2)$$

Следовательно, матрица  $\rho$  выражается через три вероятности случайной дихотомной величины

$$\rho = \begin{pmatrix} p_3 & p_1 - \frac{1}{2} - i(p_2 - \frac{1}{2}) \\ p_1 - \frac{1}{2} + i(p_2 - \frac{1}{2}) & 1 - p_3 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Матрица (3) должна обладать всеми свойствами матрицы плотности, а именно, и иметь неотрицательные собственные значения, следовательно, вероятности  $0 \leq p_1, p_2, p_3 \leq 1$  должны удовлетворять из-за критерия Сильвестра дополнительному условию

$$(p_1 - 1/2)^2 + (p_2 - 1/2)^2 + (p_3 - 1/2)^2 \leq \frac{1}{4}, \quad (4)$$

то-есть проекции спина  $1/2$  на оси  $x, y, z$  не являются независимыми. Следовательно, состояние кубита (двухуровневого атома и спина- $1/2$ ) задаются вектором вероятности  $\vec{p}$  с тремя компонентами  $p_1, p_2, p_3$ . То-есть, мы построили обратимое преобразование матрицы плотности на вектор вероятности  $\vec{p} = (p_1, p_2, p_3)$ .

Вектор состояния  $|\psi\rangle$  удовлетворяет уравнению Шредингера ( $\hbar = 1$ )

$$i \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = H |\psi\rangle,$$

где  $H$  – гамильтониан системы. Для кубита гамильтониан имеет вид эрмитовой  $2 \times 2$  - матрицы с матричными элементами  $H_{jk}, j, k = 1, 2$ . Матрица плотности удовлетворяет уравнению фон Неймана

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + i(H\rho - \rho H) = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) в вероятностном представлении состояний кубита превращается в уравнения на компоненты вектора вероятности  $\vec{p}$ , а именно,

$$\frac{dp_3}{dt} + i(H_{12}p^* - H_{21}p) = 0,$$

$$p = p_1 - \frac{1}{2} - i(p_2 - 1/2),$$

$$\frac{d}{dt}(p_1 - ip_2) + i\left\{\left(p_1 - \frac{1}{2}\right) - i\left(p_2 - \frac{1}{2}\right)(H_{11} - H_{22}) + H_{12}(1 - 2p_3)\right\} = 0.$$

Уравнение квантовой эволюции (уравнение фон Неймана) является линейным кинетическим уравнением для вероятностей  $p_1, p_2, p_3$ . Вектор состояния  $|\psi\rangle$  в вероятностном представлении имеет вид вектора с компонентами

$$\psi_1 = \sqrt{p_3}, \quad \psi_2 = \sqrt{1 - p_3} \left[ \frac{p_1 - 1/2}{\sqrt{p_3(1 - p_3)}} + i \frac{p_2 - 1/2}{\sqrt{p_3(1 - p_3)}} \right],$$

которые являются функциями трех вероятностей  $p_1, p_2, p_3$ . Мы использовали новую формулу

$$\cos\Phi = \frac{p_1 - 1/2}{\sqrt{p_3(1 - p_3)}}, \quad \sin\Phi = \frac{p_2 - 1/2}{\sqrt{p_3(1 - p_3)}}. \quad (6)$$

Для чистых состояний формула (6) соответствует равенству в формуле (4).

Для геометрического описания состояния кубита в [7,8,9,10] был введен и развит метод квантового супрематизма, в котором состояние кубита представлено триадой квадратов Малевича (черным, белым и красным) (смотри Рис.1). Триада квадратов Малевича описывает все возможные чистые состояния кубита с вектором состояния  $|\psi\rangle$ , и все смешанные состояния с оператором плотности  $\hat{\rho}$ . В представлении квантового супрематизма мы используем три квадрата, построенные на сторонах треугольника А,В,С. Вершины треугольника А,В,С расположены на сторонах равностороннего треугольника с длиной стороны равной  $\sqrt{2}$ . Длины сторон треугольника А,В,С выражаются через вероятности  $p_1, p_2, p_3$  следующим образом

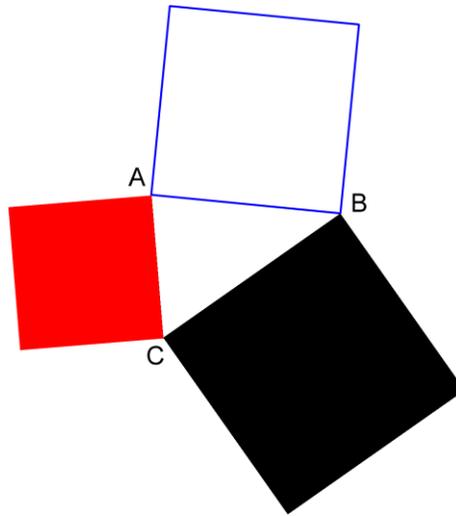
$$y_k = [2p_k^2 + 2p_{k+1} + 2p_k p_{k+1} - 4p_k - 2p_{k+1} + 2]^{1/2}.$$

Сумма площадей трех квадратов Малевича равна

$$S(p_1, p_2, p_3) = 2[3 + 2(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) - 3(p_1 + p_2 + p_3) + p_1 p_2 + p_2 p_3 + p_3 p_1].$$

Между состоянием кубита и триадой квадратов Малевича существует взаимоднозначное соответствие [8,9,10]. Максимальная суммарная площадь квадратов Малевича для состояния кубита с учетом неравенства (4) равна 3. Минимальная площадь равна  $3/2$ . Для состояний классических монеток, также описываемых вероятностями  $p_1, p_2, p_3$ , максимальная площадь квадратов Малевича равна 6, так как для классических состояний не требуется выполнение неравенства (4). Отличие в максимальных значениях площадей квадратов Малевича для состояний классических монеток и кубитов связано с наличием квантовых корреляций

проекций спина-1/2 на оси  $x, y, z$  в случае состояний кубита и отсутствием таких корреляций в случае классического состояния монеток.



**Рис. 1.** Триада квадратов Малевича.

Развитый в данной работе подход по описанию векторов состояния и матриц плотности вероятностями можно использовать и в случае произвольной квантовой системы. Например, матричные элементы  $\varrho_{jk}, j \leq k, k = 1, 2 \dots N$  матрицы плотности состояния кудита ( $N$ -уровневого атома) выражаются через вероятности следующим образом [10]

$$\varrho_{jj} = p_3^{(jj)}, j = 1, 2 \dots N - 1, \varrho_{NN} = 1 - \sum_{j=1}^{N-1} p_3^{(jj)},$$

$$\varrho_{jk} = (p_1^{(jk)} - 1/2) - i(p_2^{(jk)} - 1/2), j < k.$$

Следовательно, матрица плотности состояния произвольного кудита выражается через вероятности. Данные вероятности могут быть измерены в экспериментах с квантовыми контурами, созданными на базе джозефсоновских контактов. Авторы благодарят организаторов за приглашение на конференцию.

### Литература

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Физ. Мат. Лит., 1963. 702 с.
2. Mancini S., Man'ko V.I., and Tombesi P. // Phys. Lett. A 1996. V. 213. P. 1
3. Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 1997. V. 18. P.40
4. Mancini S., Man'ko V. I., and Tombesi P. // Found. Phys. 1997. V. 27. P. 801.
5. Dodonov V., V. , Man'ko V. I. // Phys. Lett. A . 1997. V. 229. P. 335
6. Манько В. И., Манько О. В. // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. С.796.
7. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 2017. V. 38. P. 141
8. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 2017. V. 38. P. 324
9. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 2018. V. 39. P. 128
10. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Russ. Las. Res. 2017. V. 38. P. 416
11. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V.1071. P.012008
12. Chernega V. N., Man'ko O. V., Man'ko V. I. // Eur. Phys. J. 2019. V.73. P. 10

# QUBITS AND TWO-LEVEL ATOM STATES IN REPRESENTATION OF MALEVICH'S SQUARES

V.N. Chernega<sup>1,\*</sup>, O.V. Man'ko<sup>2</sup>

*<sup>1</sup>Lebedev Physical Institute*

*Leninskii Prospect 53, Moscow 119991, Russia*

*<sup>2</sup>Bauman Moscow State Technical University*

*The 2nd Baumanskaya Str. 5, Moscow 105005, Russia*

*\*e-mail: vchernega@gmail.com*

New description of two-level atom states as well as spin-1/2 state by means of standard probability distribution is constructed. It is used as alternative of wave functions and density operators. The quantum suprematism picture of the states in terms of Malevich's squares triada is presented.

**Key words:** probability distribution function, qubit, quantum suprematism.

# ИЗГОТОВЛЕНИЕ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А.С. Черников\*, Д.А. Кочуев, К.С. Хорьков, Р.В. Чкалов, Н.Н. Давыдов

*Владимирский государственный университет имени  
Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых  
600000, Владимир, ул. Горького, 87  
\*e-mail: an4ny.che@gmail.com*

В работе представлены результаты записи волоконных брэгговских решеток фемтосекундным лазерным излучением методами поточечной и построчной записи. Используемый подход позволяет осуществлять запись решеток второго и более высоких дифракционных порядков, которые могут быть использованы в качестве чувствительных элементов волоконно-оптических датчиков

**Ключевые слова:** фемтосекундное лазерное излучение, модификация показателя преломления, волоконная брэгговская решетка, оптическое волокно.

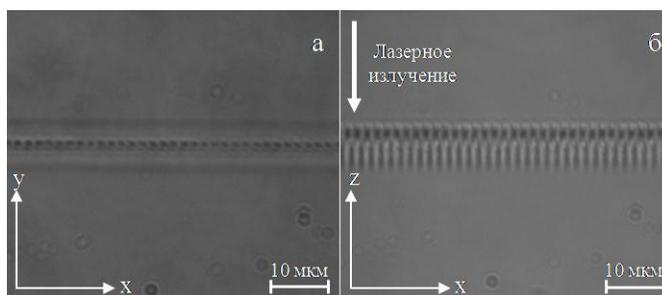
В последнее десятилетие направление исследований, связанное с формированием оптических структур в объеме прозрачных диэлектриков, в том числе оптических волокнах, с помощью фемтосекундного лазерного излучения является очень перспективным. Воздействие лазерного излучения приводит к локальной модификации показателя преломления областей, которые были подвержены воздействию, таким образом, формируются упорядоченные структуры показателя преломления. Данными структурами являются волоконные брэгговские решетки (ВБР), которые находят широкое применение в различных волоконно-оптических устройствах: в качестве чувствительных элементов в сенсорах [1, 2], в качестве спектральных фильтров в волоконных лазерах [3, 4] и т. д.

Запись ВБР производилась с помощью фемтосекундного иттербиевого лазера Yb:KGW, работающего на центральной длине волны 1030 нм, длительность импульса 280 фс, частота следования импульсов 10 кГц. В качестве фокусирующей оптики использовался высокоапертурный микрообъектив Mitutoyo Plan Apo NIR (100x, NA = 0.7). Перемещения волокна в процессе записи осуществлялось с помощью 2-х координатной системы позиционирования Aerotech ANT130-110-XY Ultra совместно с моторизованным линейным транслятором Standa (координата Z).

Для записи использовалось стандартное телекоммуникационное оптическое волокно SMF-28e+ (диаметр сердцевины 8.2 мкм), запись ВБР производилась непосредственно через защитную полимерную оболочку волокна, прозрачную для ИК-диапазона спектра. ВБР были изготовлены согласно методике построчной и поточечной записи при энергии в импульсе 150 нДж. Период ВБР был выбран с учетом второго, третьего и четвертого дифракционных порядков, исходя из линейных размеров записываемых структур.

Запись осуществлялась путем последовательного перемещения оптического волокна относительно сфокусированного лазерного излучения. Для точного выставления плоскостности образца на протяжении всего участка записи использовался угловой корректор Standa 8MKVDOM. Для преодоления особенностей фокусировки, вызванные геометрией поверхности волокна, подготовленное волокно помещалось между предметным и покровным стеклом, пространство между которыми заполнялось иммерсионной жидкостью с показателем преломления, близким к показателю преломления оптического волокна. В качестве иммерсионной жидкости использовался глицерин [5].

Изображения ВБР четвертого дифракционного порядка, изготовленной методом поточечной записи фемтосекундным лазерным излучением (период 2.14 мкм, центральная длина волны 1550 нм) представлены на рисунке 1.



**Рис. 1.** Изображение ВБР четвертого дифракционного порядка, изготовленной методом поточечной записи: а – вид сверху; б – вид сбоку.

На рисунке видно, что область модификации полностью пересекает световедущую сердцевину оптического волокна и не отклоняется от своего первоначального положения по оси Z. Решетка, изготовленная методом поточечной записи, представляет собой набор отдельных цилиндров. В случае построчной записи формирование решетки осуществляется последовательно в виде штрихов, данный метод является менее требовательным к настройке системы. Данным методом также были изготовлены решетки второго ( $\Lambda = 1.07$  мкм), третьего ( $\Lambda = 1.605$  мкм) и четвертого дифракционных порядков ( $\Lambda = 2.14$  мкм). Спектры отражения записанных решеток были получены с помощью модуля оптического интеррогатора (OSI) NI PXIe-4844.

В работе представлены результаты записи ВБР второго и более высоких дифракционных порядков в стандартном одномодовом оптическом с помощью фемтосекундного лазерного излучения методами построчной и поточечной записи. Записанные решетки могут быть использованы в качестве чувствительных элементов волоконно-оптических датчиков.

### Литература

1. Hill K O, Fujii Y, Johnson D C and Kawasaki B S 1978 Applied physics letters 32.
2. Schaffer C B, Brodeur A and Mazur E 2001 Measurement Science Technology 12.
3. Dostovalov A V, Wolf A A and Babin S A. 2015 Quantum Electronics 45.
4. Vasil'ev S A, Medvedkov O I, Korolev I G, Bozhkov A S, Kurkov A S and Dianov E M 2005 Quantum Electronics 35.
5. Chernikov A S, Khorkov K S, Kochuev D A, Chkalov R V, Prokoshev V G and Davydov N N 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1164 012015.

## FIBER BRAGG GRATING FABRICATION BY FEMTOSECOND LASER RADIATION

A.S. Chernikov\*, D.A. Kochuev, K.S. Khorkov, R.V. Chkalov, N.N. Davydov

Vladimir State University  
600000, Vladimir, 87 Gorky street.  
\*e-mail: an4ny.che@gmail.com

The paper presents the results of fiber Bragg gratings fabrication by femtosecond laser radiation using point-by-point and line-by-line inscription methods. The approach used makes it possible fabrication the second and higher diffraction orders fiber Bragg gratings, which can be used as sensitive elements of fiber-optic sensors

**Key words:** femtosecond laser radiation, modification of refractive index, fiber Bragg grating, optical fiber.

# ИЗГОТОВЛЕНИЕ БИКОМПОНЕНТНЫХ ИНТЕРФЕЙСОВ НАНОАНТЕНН МЕТОДОМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

**Р.В. Чкалов\*, Д.А. Кочуев, К.С. Хорьков, В.Г. Прокошев**

*Владимирский государственный университет имени  
Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых  
600000, г.Владимир, ул. Горького, 87  
\*e-mail: j.larenax@gmail.com*

Работа посвящена проблеме создания бикомпонентных интерфейсов наноантенн для задач оптоплазмоники. Описана технология формирования топологии микро- и наноразмерных элементов методом селективной лазерной абляции тонкопленочных покрытий. Показана возможность применения подхода для быстрого прототипирования различных геометрических конфигураций интерфейсов оптических антенн.

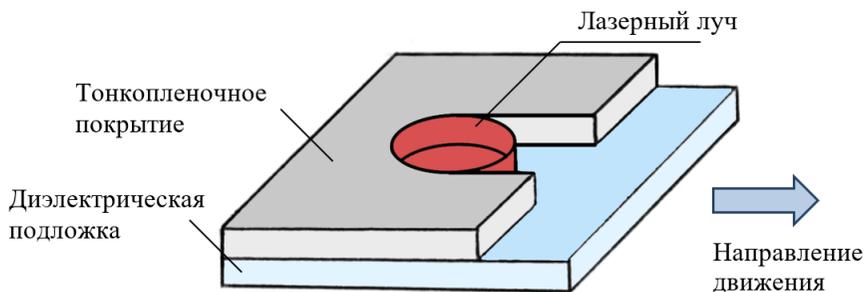
**Ключевые слова:** наноантенны, оптические антенны, бикомпонентные интерфейсы, лазерная абляция.

Наноантенны являются оптическим эквивалентом классических антенн, используемых для приема и передачи информации на радио- и микроволновых частотах. Подобно радиочастотным антеннам, наноантенны способны эффективно преобразовывать оптическое излучение в сильно локализованные поля (приемные антенны), и осуществлять обратную трансформацию (передающие антенны) [1].

Характерной особенностью подобных антенн является способность усиливать фотофизические явления. Данное свойство, в частности, делает наноантенны чрезвычайно перспективными элементами для применения в оптоплазмонике для решения задач генерации поверхностных плазмон-поляритонов. Подобные антенны представляют собой двухкомпонентную структуру, включающую в себя диэлектрическую подложку, покрытую тонкой металлической пленкой. Физические свойства антенны напрямую зависят от типа используемого металла, пространственной геометрии, ширины зазора между наноструктурами, радиуса кривизны поверхности. Таким образом, изменение параметров интерфейсов антенн позволяет управлять положением частот, на которых наблюдаются максимум усиления напряженности локального поля, а также их амплитуды [2].

Актуальным подходом решения задачи получения элементов наносхем, в частности интерфейсов наноантенн, является применение технологии фемтосекундной лазерной записи для формирования топологической структуры элементов на поверхности подложки. Характерными особенностями воздействия лазерных импульсов длительностью менее пикосекунд являются сверхбыстрая передача энергии излучения обрабатываемому материалу и чрезвычайно низкий отвод тепла из зоны воздействия, что позволяет заведомо минимизировать возникновение термических искажений [3]. Данные условия позволяют использовать для удаления участков материала значительно меньшую среднюю мощность излучения и энергию импульсов, ввиду локализации в строго ограниченной области лазерного пятна. Технология селективной лазерной абляции тонкопленочных покрытий позволяет добиться высокой точности формирования топологий наноантенн. Отдельные геометрические параметры элементов могут достигать нанометрового порядка.

Селективное лазерное удаление отдельных участков тонкопленочного покрытия достигается посредством смещения образца относительно лазерного луча с заданной скоростью (Рис.1), что подразумевает необходимость высокого разрешения пространственного позиционирования образца и точной синхронизации с лазерной системой.



**Рис. 1.** Формирование геометрии тонкопленочного элемента посредством управляемой лазерной абляции.

Методика позволяет формировать как базовые типы интерфейсов плазмонных наноантенн (с плоским окончанием, с конусным окончанием, «галстук-бабочка»), так и комбинированные экспериментальные интерфейсы сложной геометрии. В качестве материала проводящего слоя подложки используются следующие виды металлов: золото, серебро, медь [4]. Исследования характеристик формируемых наноразмерных структур осуществляются методами растровой электронной и атомно-силовой микроскопии.

### Литература

1. Александр Е. и др. Оптические наноантенны. // Успехи физических наук. 2013. Т. 183. №. 6. С. 561-589.
2. Madou M. J. Manufacturing techniques for microfabrication and nanotechnology // CRC press, 2011. Т. 2.
3. Chkalov R. V. et al. Femtosecond laser-induced formation of low-dimensional thin-films elements //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. – Т. 1164. – №. 1. – С. 012009.
4. Mohammadi A., Sandoghdar V., Agio M. Gold, copper, silver and aluminum nanoantennas to enhance spontaneous emission // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience. 2009. Т. 6. №. 9. С. 2024-2030

## FABRICATION OF BICOMPONENT NANOANTENNAS INTERFACES BY FEMTOSECOND LASER ABLATION METHOD

**R.V. Chkalov\*, D.A. Kochuev, K.S. Khorkov, V.G. Prokoshev**

*Vladimir State University  
87 Gorky Street, Vladimir 600000, Russia  
\*e-mail: j.larenax@gmail.com*

The work is devoted to the problem of creating interfaces of bicomponent nanoantennas for optoplasmonics. The technology of micro- and nanoscale elements topology formation by the method of selective laser ablation of thin-film coatings is described. The applicability of the approach for rapid prototyping of various geometric configurations of optical antennas interfaces is shown.

**Key words:** nanoantennas, optical antennas, bicomponent interfaces, laser ablation.

# ПРИГОТОВЛЕНИЕ ЧИСТЫХ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ И ЧАСТОТНЫХ КУБИТОВ В ФОТОНОВ МОЛЕКУЛЕ

И.Н. Чуприна<sup>1,2, \*</sup>, А.А. Калачев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук»  
420029, г. Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, г. Казань, ул. Кремлевская, д. 16а

\*e-mail: ilya.chuprina@gmail.com

Мы представляем оптимальную конструкцию однофотонного источника на чипе, основанную на спонтанном четырехволновом смешивании в системе связанных кольцевых микрорезонаторов, которая обеспечивает некоррелированную двухфотонную спектральную амплитуду в частотной области бифотонного поля и, тем самым, генерацию чистого однофотонного состояния и частотного кубита с оповещением. Состояние кубита полностью контролируется амплитудой частоты поля накачки. Показано, что параметры связи фотонной молекулы могут быть оптимизированы для обеспечения генерации почти чистых фотонов с оповещением. Состояние кубита не зависит от частоты моды микрорезонатора, что позволяет использовать преимущества частотного мультиплексирования для повышения эффективности обработки квантовой информации.

**Ключевые слова:** однофотонный источник, частотный Кубит, кольцевой микрорезонатор, спонтанное четырехволновое смешение

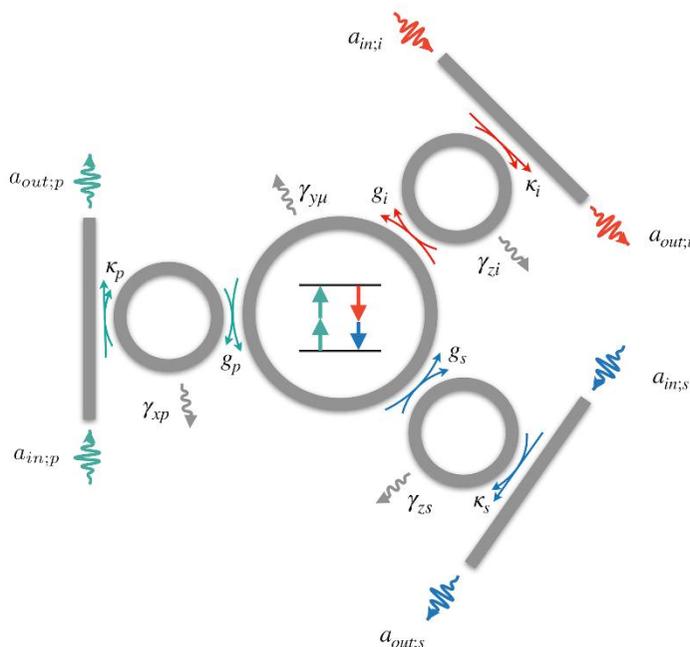
Разработка однофотонных источников является важной проблемой оптических квантовых технологий [1]. В частности приготовление однофотонных состояний посредством спонтанного четырехволнового смешения (СЧВС) в комплементарный метал-оксид-полупроводник (КМОП)-совместимых фотонных схем. Такие устройства являются перспективными для создания масштабируемых и компактных фотонных чипов. В результате процесса СЧВС, два фотона лазерной накачки внутри среды с кубической нелинейностью могут спонтанно конвертироваться в пару фотонов с другими частотами. Один из этих фотонов можно использовать в качестве оповещения наличия другого. В этом случае кольцевые микрорезонаторы являются многообещающей структурой для усиления оптических полей и создания эффективных источников неклассических состояний света.

Одной из важных характеристик микрорезонатора является его спектр пропускания, который представляет собой набор эквидистантно расположенных друг от друга Лоренцево подобных линий при наличии нулевой дисперсии групповой скорости. В случае двух связанных микрорезонаторов и более (часто называемой фотонной молекулой) возможно расщепление линий спектра микрорезонатора благодаря их взаимодействию. Настраивая параметры связи, можно реализовать как случай слабой связи (нет расщепления), так и случай сильной связи (есть расщепление).

При отсутствии расщепления был найден оптимальный дизайн для однофотонного источника на чипе, основанном на СЧВС в системе связанных микрорезонаторов (фотонов молекуле [2]). Который позволяет получать некоррелированную по частоте двухфотонную амплитуду бифотонного поля, таким образом генерировать чистые однофотонные состояния (чистота фотонов с оповещением порядка 0.9999) [3]. В общем случае из-за сильной спектральной корреляции, оповещающие фотоны будут в смешанном состоянии. Высокая чистота испущенных фотонов достигается когда двухфотонная амплитуда бифотонного поля является факторизованной функцией в частотной области, что достигается для достаточно широкого поля накачки. Существенное преимущество нашей схемы, что микрорезонаторы могут быть изготовлены необходимых размеров и подстроены в резонанс только с тремя из взаимодействующих мод, благодаря чему дополнительная спектральная фильтрация

становится не нужной. Так же подобная схема может быть реализована используя не только кольцевые микрорезонаторы, но и другие системы такие как микросферы и микротороиды.

Сильная связь между микрорезонаторами дает расщепление мод, которые могут быть использованы для приготовления узкополосных частотных кубитов, совместимых с устройствами квантовой памяти, основанными на атомных переходах. В этом случае состояние кубита кодируется в суперпозиции двух однофотонных состояний с разными частотами. Разработанная схема позволяет с одной стороны готовить фотонные кубиты, контролируя амплитуду и фазу поля накачки не внося дополнительные потери, вносимые внешними модуляторами и достичь максимально высокой эффективности генерации [4]. Однако результирующая эффективность детектирования с оповещением (вероятность генерации фотонного кубита при появлении оповещающего сигнала о детектировании другого фотона из пары) может быть значительно снижена за счет вносимых потерь и меньшей вероятности успеха на единицу. Было показано, что параметры связи в фотонных молекулах могут быть оптимизированы таким образом, чтобы генерировать практически чистые одиночные фотоны при оповещении. Оповещающее состояние кубита не зависит от центральной частоты моды микрорезонатора, что позволяет использовать преимущества частотного мультиплексирования для улучшения обработки квантовой информации. В этом подходе используется несколько объединенных однофотонных источников, поэтому, когда один из них сообщает об успешном детектировании другого, соответствующий фотон направляется на выход. Таким образом, высокая общая эффективность может быть достигнута без увеличения мощности накачки для каждого источника, тем самым сохраняя качество испускаемого однофотонного состояния. Более того, поскольку кубит не зависит от центральной частоты моды, могут быть достигнуты высокие скорости генерации без необходимости оптического преобразования частоты.



**Рис. 1.** Система связанных микрорезонаторов. Предполагается что процесс СЧВС происходит в центральном кольце. Поле накачки (зеленая стрелка) загружается в центральное кольцо через вспомогательное кольцо других размеров, и выгружается так же в различные пространственные каналы (красная и синяя стрелки).

## Литература

1. Eisaman M.D., Fan J., Migdall A., and Polyakov, S. V. // Review of scientific instruments. 2011. V. 82. № 7. P. 071101.
2. Zhang M., Wang C., Hu Y. et.al. // Nature Photonics 2019. V 13. № 1. P. 36.
3. Chuprina I. N., Perminov N. S., Tarankova D. Y., and Kalachev A. A. // Laser Physics Letters 2019. V. 15. № 10. P. 105104.
4. Chuprina, I. N. and Kalachev, A. A. // arXiv: 1905.10571. 2019.

## GENERATION OF PURE SINGLE-PHOTON AND FREQUENCY-BIN QUBITS IN A PHOTONIC MOLECULE

I.N. Chuprina<sup>1,2,\*</sup>, A.A. Kalachev<sup>1,2</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*

\*e-mail: ilya.chuprina@gmail.com

We present the optimal design for an on-chip single-photon source based on spontaneous four-wave mixing in a system of coupled ring microresonators, which provides frequency uncorrelated joint spectral amplitude of the biphoton field and thereby generation of pure single-photon and frequency qubit heralded states. The qubit state is fully controlled by the frequency amplitude of the pump field. It is shown that coupling parameters of the photonic molecule can be optimized to provide generation of nearly pure heralded photons. The heralded qubit state does not depend on the microring resonator mode frequency, thereby allowing to take advantage of frequency multiplexing for improving efficiency of quantum information processing

**Key words:** single-photon source, frequency qubit, ring microresonator, spontaneous four-wave mixing.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ $\text{Ce}^{3+}$ В КРИСТАЛЛАХ УФ АКТИВНЫХ СРЕД $\text{LiCa}_{1-x}\text{Sr}_x\text{AlF}_6$

А.А. Шавельев\*, А.А. Шакиров, А.С. Низамутдинов, М.А. Марисов, Э.И. Мадиров,  
Н.Ф. Рахимов, А.Г. Киямов, Е.В. Лукинова, С.Л. Кораблева, В.В. Семашко

*Казанский (Приволжский) федеральный университет*  
420008, Казань, ул. Кремлевская, д. 18  
\*e-mail: alexey.shavelev@gmail.com

В рамках настоящей работы исследуется подход к управлению распределением примесных центров  $\text{Ce}^{3+}$  для целей сосредоточения энергии накачки на одном из типов центров, заключающийся в выращивании твердых растворов  $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6$ . Показано, что за счет изменения химического состава твердого раствора удается смещать распределение примесных центров в сторону увеличения концентрации одного из них.

**Ключевые слова:** кристаллы для активных сред лазеров, фторидные кристаллы, ионы  $\text{Ce}^{3+}$ , коэффициент распределения.

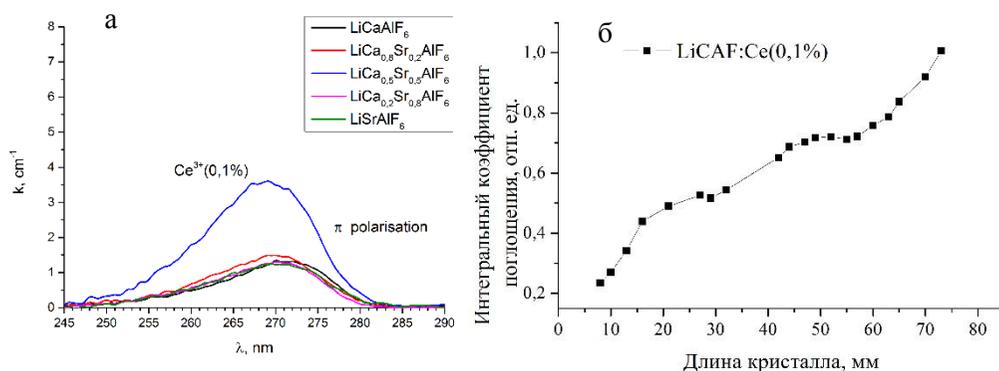
Фторидные кристаллы являются перспективными материалами фотоники [1,2]. Преимуществом является чрезвычайно широкая запрещенная зона (около 11 эВ). Значительное неоднородное колебательное уширение рабочих лазерных переходов этих ионов обуславливает широкую полосу перестройки лазерной генерации, а также возможность генерации импульсов ультракороткой длительности [3]. Однако с точки зрения применений в качестве активной среды, проблемой является низкая изоморфная емкость по отношению к ионам  $\text{Ce}^{3+}$ , сопровождающаяся многоцентровым характером замещения катионов матрицы, то есть при выращивании кристаллов  $\text{LiCaAlF}_6$  или  $\text{LiSrAlF}_6$ , активированных ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , в кристалле образуется три оптически неэквивалентных типа центров, между которыми распределяется энергия накачки [4].

Одной из причин многоцентровости является то, что позиция, более соответствующая по ионному радиусу, является гетеровалентной для ионов  $\text{Ce}^{3+}$ . В рамках настоящей работы исследуется подход к управлению распределением центров для целей сосредоточения энергии накачки на одном из типов центров, заключающийся в выращивании твердых растворов  $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6$ .

Методом Бриджмена нами были выращены кристаллы серии  $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6:\text{Ce}$ . Получен гомологический ряд с одинаковой кристаллической структурой серии кристаллов  $\text{LiSr}_x\text{Ca}_{1-x}\text{AlF}_6:\text{Ce}$ , подтвержденный результатами исследований методом рентгеновской дифрактометрии. Оптическое качество кристаллов было подтверждено с помощью интерферометрических исследований. Были исследованы их спектрально-кинетические характеристики, оценено распределение ионов  $\text{Ce}^{3+}$  в кристаллах между различными типами центров методами оптической спектроскопии.

Кристаллы ряда  $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6$ , активированные ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , характеризуются широкой полосой поглощения около 260 нм, соответствующей межконфигурационному 4f-5d переходу этих ионов (рис. 1а). Видно, что в смешанном кристалле  $\text{LiCa}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{AlF}_6:\text{Ce}^{3+}(0,1\%)$  значение максимума коэффициента поглощения для смешанного кристалла превышает значение для  $\text{Ce}:\text{LiCAF}$ . Следует отметить, что в соответствии с литературой, наблюдаемая широкая полоса поглощения представляет собой суперпозицию трех спектров поглощения, соответствующих переходам трех типов центров [4]. Представленное на рисунке 1б распределение интегрального коэффициента поглощения, вдоль направления кристаллизации для кристалла  $\text{LiCaAlF}_6:\text{Ce}^{3+}$  (0,1 ат. %) свидетельствует о значительном градиенте концентрации и соответствует коэффициенту распределения значительно меньше единицы. Для подтверждения этого были исследованы кинетики люминесценции ионов  $\text{Ce}^{3+}$ . Во всех образцах спад люминесценции хорошо описывался экспоненциальным законом. Важным

является то, что в зависимости от положения в буле, а также для различных соотношений Ca/Sr времена жизни люминесценции ионов церия в серии кристаллов  $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6$  практически не различаются, и, следовательно, увеличение коэффициента поглощения для смешанного кристалла обусловлено увеличением коэффициента распределения ионов церия.



**Рис. 1.** Коэффициент поглощения кристаллов серии  $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6:\text{Ce}$  (а), распределение интегрального коэффициента поглощения, нормированного на коэффициент поглощения в области окончания кристаллизации, вдоль направления кристаллизации для кристалла  $\text{LiCaAlF}_6:\text{Ce}^{3+}$  (0,1 ат. %) (б).

В результате исследований закономерностей изменения формы спектра люминесценции при изменении соотношения Ca/Sr, при различных длинах волн возбуждения, а также различной концентрации  $\text{Ce}^{3+}$  в расплаве показано, что при переходе от  $\text{LiSrAlF}_6$  к матрице  $\text{LiCaAlF}_6$  уменьшается количество центров с люминесценцией в более коротковолновой области и увеличивается количество центров в более длинноволновой. При этом в матрице  $\text{LiCaAlF}_6$  более длинноволновому краю полосы возбуждения соответствует люминесценция более длинноволновых центров, а то время как для матрицы  $\text{LiSrAlF}_6$  наблюдается обратная ситуация. Картина изменяется также при увеличении концентрации ионов  $\text{Ce}_3^+$ , а именно наблюдается увеличение интенсивности люминесценции более длинноволновых центров.

Таким образом, показано, что за счет изменения химического состава твердого раствора удастся сместить распределение примесных центров в сторону увеличения концентрации одного из них.

Работы выполнены за счет субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету в рамках Государственного задания на научные исследования (Проекты 3.1156.2017/4.6 и 3.6722.2017/8.9 (бывший шифр 3.5835.2017/6.7)), выращивание кристаллов и разработка лазера осуществлены с использованием средств гранта РФФИ (проект 18-32-00936).

### Литература

1. Fromzel V.A., Prasad C.R. et.al. // *Adv Opt Photonics*. 2010. P. 101.
2. Watanabe K., Yanagida T. et.al. // *Sensor Mater*. 2015. V. 27. P. 269.
3. Pham M.H. et.al. // *Jpn J Appl Phys*. 2014. V. 53. 062701
4. Semashko V.V. et al. // *Laser Phys*. 1995. V. 5. P. 69.

## **Ce<sup>3+</sup> IONS SEGREGATION COEFFICIENT IN LiCa<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>AlF<sub>6</sub> UV LASER MEDIA**

**A.A. Shavelev\*, A.A. Shakirov, A.S. Nizamutdinov, M.A. Marisov, E.I. Madirov, N.F. Rakhimov, A.G. Kiiamov, E.V. Lukinova, S.L. Korableva, V.V. Semashko**

*Kazan Federal University*  
420008, Kremlyovskaja str., 18, Kazan, Russia  
\*e-mail: alexey.shavelev@gmail.com

In the present work, we study an approach to control the distribution of Ce<sup>3+</sup> impurity centers for the purpose of concentrating the pump energy on one of the types of centers, which consists in growth of LiCa<sub>x</sub>Sr<sub>1-x</sub>AlF<sub>6</sub> solid solutions. It is shown that due to a change in the chemical composition of the solid solution, it is possible to shift the distribution of impurity centers in the direction of increasing the concentration of one of them.

**Key words:** crystals for active media, fluoride crystals, Ce<sup>3+</sup> ions, segregation coefficient.

# ЗАТЯГИВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА ВЫСОКОДОБОТНЫМ МШГ РЕЗОНАТОРОМ ИЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

А.Е. Шитиков<sup>1,2,\*</sup>, Т.С. Тебенева<sup>3</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, О.В. Бендеров<sup>3</sup>,  
А.В. Родин<sup>3</sup>, И.А. Биленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Российский Квантовый Центр*

*121205, Москва, Инновационный Центр «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1*

<sup>2</sup>*Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова*

*119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, физический факультет*

<sup>3</sup>*Лаборатория прикладной инфракрасной спектроскопии МФТИ*

*141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9.*

\*e-mail: Shartev@gmail.com

В работе рассматриваются ключевые особенности реализации режима затягивания лазерного диода высокодобротным микрорезонатором с модами шепчущей галереи из кристаллического кремния. Продемонстрировано экспериментально, что, несмотря на то что сечение рассеяния Рэлея на длинах волн свыше 2 мкм существенно меньше, чем для широко используемой для затягивания телекоммуникационной длине волны, можно достигать стабильного эффекта затягивания. Эти исследования открывают новые возможности для создания узкополосных высокостабильных лазерных источников в диапазоне длин волн свыше 2 мкм на новой аппаратной базе.

**Ключевые слова:** микрорезонаторы, кремний, моды шепчущей галереи, эффект затягивания, лазерные диоды, лазеры с узкой линией.

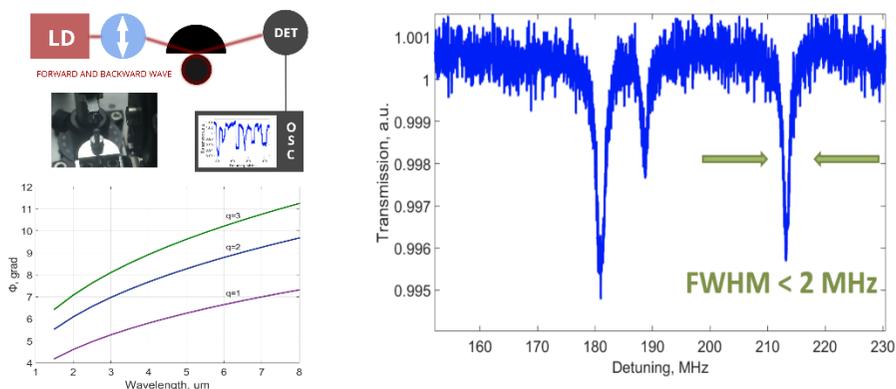
Стабильные лазеры с узкой линией чрезвычайно востребованы во многих областях науки и техники, таких как прецизионные измерения и метрология, спектроскопия высокого разрешения и прочих. Лазерные диоды покрывают практически весь оптический спектр и при этом коммерчески доступны. Однако такие лазеры не обладают достаточно малой шириной линии и стабильностью частоты, необходимыми для многих практических применений. Поэтому задача стабилизации лазерного источника и сужения ширины его линии генерации представляется чрезвычайно актуальной.

Одним из перспективных способов стабилизации лазерного диода является использование эффекта затягивания лазерного диода высокодобротным микрорезонатором [1]. Особенностью такого подхода является то, что микрорезонатор обеспечивает частотно-селективную обратную связь, что позволяет сохранять высокую мощность излучения лазерного диода при узкой линии. Интересно, что с помощью этой методики узкополосную одночастотную генерацию можно получить, используя многочастотный лазерный диод [2]. Установлено, что диапазон затягивания пропорционален отношению добротности микрорезонатора к добротности резонатора лазерного диода, результирующая ширина линии обратно пропорциональна этому отношению. Резонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ) могут иметь сверхвысокие добротности, свыше  $10^9$ , что позволяет получить ширину линии лазерного излучения порядка нескольких Гц (и даже менее [3]). Отметим, что основное внимание в этом направлении было уделено лазерным источникам, работающим в телекоммуникационном диапазоне. При этом, несомненно, актуальной остается задача создания конкурентоспособных компактных лазерных источников для среднего ИК диапазона. На данный момент в этом диапазоне узкие мощные лазеры представлены системами оптической параметрической генерации, крайне дорогими и громоздкими. Основной проблемой для этого является то, что многие кристаллические материалы (например, флюориты), используемые для создания высокодобротных микрорезонаторов, характеризуются существенным многофононным поглощением в среднем ИК, что существенно уменьшает их добротность в этом диапазоне [4].

Перспективным материалом для создания микрорезонаторов, обладающих высокой

добротностью в среднем ИК, является кристаллический кремний. Кремний – диэлектрический материал, в котором наблюдается сильное двухфотонное поглощение до длин волн менее 2,3 мкм. Однако на более длинных волнах в среднем ИК доминирующим механизмом потерь становится существенно более слабое трехфотонное поглощение, что открывает возможности для изготовления микрорезонаторов с высокой добротностью в диапазоне от 2,3 мкм. До недавнего времени применимость кремниевых микрорезонаторов в оптике и фотонике была ограничена сравнительно низкой добротностью изготавливаемых структур, что, как показали дальнейшие исследования, могло быть связано с неоптимальными процессами обработки их поверхности. В недавней работе [5] была разработана оригинальная методика производства кремниевых микрорезонаторов и продемонстрирована рекордная миллиардная добротность кремния на длине волны 1550 нм. Предварительные оценки показали возможность получения высокой добротности в таких структурах и в среднем ИК. Отметим, что кремний является материалом с чрезвычайно высоким коэффициентом кубичной нелинейности  $n_2 = 4,5 \cdot 10^{-18}$  м<sup>2</sup>/Вт, что открывает особенные перспективы для генерации в нем оптических частотных гребенок. Если использовать схему, предложенную в работах [6, 7], можно ожидать генерации когерентных оптических частотных гребенок в среднем ИК в режиме затягивания.

При использовании кремниевых микрорезонаторов важной задачей является задача обеспечения эффективной связи с ними. Обычно для этого используют либо растянутые световоды, либо призмы из материала с большим показателем преломления. Растянутые световоды позволяют получить связь с кремниевыми резонаторами диаметром до 100 мкм. Для резонаторов миллиметровых диаметров такой подход не позволяет достичь высокого уровня связи. С точки зрения изготовления призмочного элемента связи, выбор оптически прозрачных материалов с большим, чем у кремния показателем преломления ( $>3,5$ ) крайне ограничен. Поэтому было предложено использовать элемент связи из того же материала, из кремния. В первом приближении оптимальный угол падения определяется выражением для угла полного внутреннего отражения, равного  $90^\circ$  в данной ситуации. Однако в работе [5] была продемонстрирована дальнейшая аппроксимация. Проведенные расчеты показали, что для случая кремниевого элемента связи на длине волны 1550 нм угол падения должен составлять  $86,5^\circ$ . При таком угле падения классический призмочный элемент связи с треугольным сечением неприменим ввиду большого угла падения, поэтому был разработан полусферический элемент связи, в котором падение луча осуществляется по нормали. С помощью такого инновационного полусферического элемента связи удалось достигнуть уровня связи с кремниевым МШГ резонатором свыше 30%.



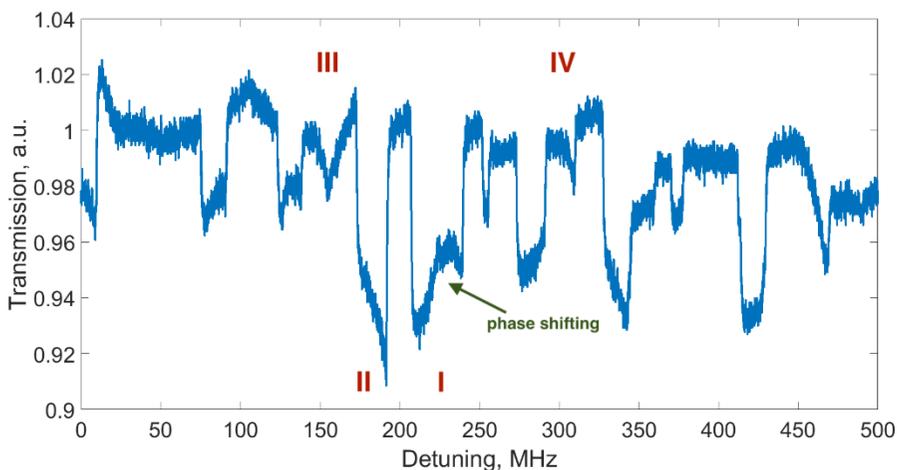
**Рис. 1.** Слева сверху - схема экспериментальной установки. Слева снизу - зависимость оптимального угла падения от длины волны для различных значений радиального индекса (1-3) моды МШГ резонатора. Справа - спектр МШГ мод в слабонагруженном режиме. Добротность резонатора определяется на полувысоте линии.

В нашей работе мы экспериментально исследовали возможность использования кремниевых микрорезонаторов для стабилизации лазерных диодов, работающих на длине волны 2.3 мкм. Оптическая схема экспериментальной установки показана на Рис. 1 (слева сверху). В работе использовался резонатор из кристаллического кремния, полученного методом Чохральского, с удельным сопротивлением 6 кОм. Микрорезонатор изготавливался по методике, описанной в работе [5]. Диаметр резонатора 2.5 мм, радиус закругления  $1,5 \pm 0,5$  мм, толщина 1 мм. Добротность резонатора на длине волны 1.55 мкм превысила  $2 \cdot 10^8$  (рис. 1 справа). В качестве источника сигнала для среднего ИК был использован лазер с распределенной обратной связью с волоконным выводом на 2.3 мкм. Лазер и резонатор были расположены на расстоянии 60 см друг от друга. Элементом связи с резонатором для возбуждения мод шепчущей галереи служила кремниевая полусфера. Зависимость оптимального угла связи от длины волны представлена на рисунке 1, слева снизу. Угол рассчитывается по формуле (1)

$$\Phi = \frac{\pi}{2} - \sqrt{-\zeta_q} \left( \frac{m+p}{2} \right)^{-1/3}, \quad (1)$$

где  $\zeta_q$  - нули функции Эйри (-2.338, -4.088, -5.521),  $q$  - радиальный индекс моды,  $m = \frac{2\pi a n_r}{\lambda}$  - азимутальный индекс моды,  $p$  - вертикальный индекс моды,  $n_r=3,5$  - показатель преломления, значение показателя преломления от длины волны рассчитывается по формуле Сельмейера, строго говоря изменение незначительно,  $a = 1,25$  мм - радиус резонатора. Так как  $p$  много меньше  $m$ , то зависимость от  $p$  можно пренебречь. Для исследуемой длины волны 2.3 мкм оптимальный угол падения составил  $85.5^\circ$ .

Регулируя расстояние между лазером и микрорезонатором, подстраивая тем самым набег фаз обратной волны, мы переходили в область затягивания, идентифицируемую по характерным «прямоугольным» модам (см. Рис. 2) – областям, в которых при изменении тока частота генерации практически не изменяется. Выделяются 4 различных режима в зависимости от набег фазы обратной волны  $\psi_0 = [0, \pi/2, \pi, 3\pi/2]$ . При этом оптимальным является режим с нулевым набегом фазы.



**Рис. 2.** Модовый спектр лазерного диода в режиме затягивания на МШГ резонатор из кристаллического кремния. Различные режимы для соответствующих фазовых набегов обратной волны  $\psi_0 = [0, \pi/2, \pi, 3\pi/2]$  I-IV соответственно.

Прямое измерение ширины линии лазера в среднем ИК затруднительно. Поэтому характеристики выходного лазерного излучения рассчитывались по результатам косвенных

измерений, комбинируя формулы из работы [1]. Измеряя частотный диапазон  $\Delta\omega_{lock}$ , ширину диапазона затягивания, которая превышала 50 МГц на длине волны 2,3 мкм, и, зная добротность микрорезонатора, можно рассчитать характеристики подавления вклада белого шума частоты в ширину линии лазерного излучения. Также мы проверили добротность на 2,3 мкм, добавив волоконный поляризатор, тем самым существенно снизив обратное рассеяние в лазер и выйдя из режима затягивания. Измерения подтвердили, что добротность превышает  $10^8$ .

$$\eta = \frac{\Delta\omega_{lock}}{\omega} \approx \sqrt{1 + \alpha_g^2 \frac{\Gamma_m}{Q_d}} \approx 3,8 \cdot 10^{-7}, \quad (2)$$

$$\delta\omega = \frac{\delta\omega_{free}}{16\eta^2 Q_m^2} \approx 80 \text{ Гц}, \quad (3)$$

где  $\omega$  - частота несущей,  $\Gamma_m$  - коэффициент отражения по амплитуде,  $Q_d$  - добротность лазерного диода,  $\alpha_g$  - коэффициент линейного уширения,  $\delta\omega_{free}$  - ширина линии незатянутого лазера 2 МГц,  $Q_m$  - добротность микрорезонатора, равная  $10^8$ .

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 17-12-01413).

### Литература

1. Kondratiev N.M., Lobanov V.E., Cherenkov A.V. et al. // Optics Express. 2017. V. 25. P. 28167.
2. Galiev R.R., Pavlov N.G., Kondratiev N.M. et al. // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 30509.
3. Liang W., Pichenko V.S., Eliyahu D. et al. // Nature Comm. 2015. V. 6. P. 7371.
4. Lecaplain C., Javerzac-Galy C., Gorodetsky M.L. et al. // Nat. Commun. 2016. V. 7. P. 1383.
5. Shitikov A.E., Bilenko I.A., Kondratiev N.M. et al. // Optica. 2018. V. 5. No. 12. P. 1525.
6. Pavlov, N. G., Koptyaev, S., Lihachev et al. // Nat. Photon. 2018. V. 12. P. 694.
7. Raja A.S., Voloshin A.S., Guo H. et al. // Nature Communications. 2019. V. 10. P. 680.

## SELF-INJECTION LOCKING OF A LASER DIODE TO A HIGH-Q SILICON WGM MICRORESONATOR

A.E. Shitikov<sup>1,2,\*</sup>, T.S. Tebeneva<sup>3</sup>, N.M. Kondratiev<sup>1</sup>, V.E. Lobanov<sup>1</sup>, O.V. Benderov<sup>3</sup>,  
A.V. Rodin<sup>3</sup>, I.A. Bilenko<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Russian Quantum Center

121205, Moscow, Skolkovo IC, Bolshoy Bulvar, 30, bld. 1

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University Faculty of Physics

119991, Moscow, GSP-1, Leninskiye Gory, 1-2

<sup>3</sup>Moscow Institute of Physics and Technology

141701, Moscow Region, Dolgoprudny, Institutskiy per., 9

\*e-mail: shartev@gmail.com

The key properties of the self-injection locking regime of a laser diode to a high-Q microresonator with whispering gallery mode (WGM) made of crystalline silicon are considered. It has been experimentally demonstrated that despite the fact that the Rayleigh scattering cross-section at wavelengths above 2  $\mu\text{m}$  is substantially smaller than for the telecommunication wavelength widely used for self-injection locking, a stable locking effect can be achieved. These studies open up new possibilities for creating narrow-band highly stable laser sources in new wavelength ranges, over 2 microns, on a new hardware base.

**Key words:** microresonator, crystalline silicon, whispering gallery modes, self-injection locking, laser diode, narrow line laser source.

# КВАНТОВЫЙ ВЕНТИЛЬ CNOT НА ОСНОВЕ КУБИТОВ С СОСТОЯНИЯМИ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА

С.Н. Андрианов<sup>1,\*</sup>, А.А. Калачев<sup>2</sup>, О.П. Шиндяев<sup>1</sup>, А.В. Шкаликов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт прикладных исследований Академии наук Республики Татарстан  
420011, Казань, ул. Лево-Булачная, 36а*

<sup>2</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ  
Казанский научный центр РАН  
420029, Казань, 420029, ул. Сибирский тракт, д. 10/7  
\*e-mail: andrianovsn@mail.ru*

Исследована возможность эффективного создания квантовых вентилях на основе фотонных кубитов орбитального момента на основе Керровской нелинейной среды в резонаторе. Показано, что квантовые вентили C-NOT могут быть получены с такими кубитами в процессе четырехволнового смешения. Теория такого квантового вентиля строится с использованием формализма ввода-вывода. Полученные параметрические условия согласованы для эффективной работы вентиля.

**Ключевые слова:** Квантовый вентиль CNOT, фотонные кубиты, орбитальный угловой момент.

Разработка масштабируемых квантовых компьютеров является краеугольным камнем современных технологий обработки данных и автоматического управления [1, 2]. Решение этой проблемы приведет к беспрецедентному увеличению производительности вычислительных устройств, что имеет принципиальное значение для создания новых материалов и лекарств, обработки больших объемов данных и оптимизации сложных систем. Достаточный прогресс в этом направлении был достигнут с использованием линейных оптических квантовых компьютеров, в которых однофотонные состояния света действуют как кубиты, а квантово-логическая операция является вероятностной [3, 4]. Такие квантовые вентили можно сделать детерминированными с помощью нелинейно-оптических явлений, которые происходят, например, в средах с нелинейностью Керра [5]. Схема квантового компьютера на основе поляризационных фотонных кубитов, использующих нелинейность Керра в режиме четырехволнового смешения, была предложена в работе [6]. Возможность повышения эффективности двух кубитных квантовых затворов с использованием оптического резонатора в таком компьютере была проанализирована в работе [7] на основе формализма ввода-вывода [8] в его оптимальных режимах работы.

Здесь мы рассмотрим вентиль контролируемого отрицания на основе четырехволнового смешения фотонов с кодированием орбитального момента импульса кубитов. Мы анализируем реализацию этих затворов в резонаторе, поддерживающем две основные фотонные моды орбитального углового момента, одна из которых связана с управляющим кубитом, а другая - с кубитом-мишенью благодаря их выбору с помощью фильтра орбитальных угловых импульсов. Резонансные условия для преобразования выбранной целевой моды кубита во вторую моду целевого кубита, отклоняющуюся от первой, реализуются с использованием спиральной фазовой пластинки внутри резонатора. Получены условия согласования параметров, обеспечивающие эффективную работу затвора. Предложенная схема для контролируемого вентиля дополнена схемами операций с одним кубитом для фотонных кубитов, основанных на элементах фазового сдвига, делителях пучка и спиральных фазовых пластинках для изменения орбитального углового момента, дает универсальные заданные элементы, необходимые для реализации произвольных квантовых вычислений. Рассмотренная схема квантового вентиля может быть полезна для использования в квантовых линиях связи в свободном пространстве с мультиплексированием по орбитальному угловому моменту.

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку гранту РФФИ № 18-29-20091.

## Литература

1. Ladd T.D., Jelezko F., Laflamme R., et al. // Nature. 2010. V. 464, P. 45
2. Mohseni M., Read P., Neven H., et al.// Nature. 2017. V. 543. P. 171.
3. Knill E, Laflamme R., and Milburn G. // Nature. 2001. V. 409. V. 46.
4. Kok P., Munro W.J., Nemoto K., et al. // Rev. Mod. Phys. 2007 V. 79. P. 35.
5. Nemoto K., and Munro W.J. // Phys. Rev. Lett. 2004 V. 93, P. 250502.
6. D'Ariano G.M., Macchiavello C., and Maccone L. // Fortschr. Phys. 2000 V. 48, P. 573.
7. Andrianov S.N., Kalachev A.A., Shindyaev O.P., and Shkalikov A.V. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2019 V. 83, P. 381
8. Walls D.F., and Milburn G.J. Quantum Optics, Berlin :Springer, 2008

## QUANTUM GATE CNOT ON THE STATES OF PHOTON ORBITAL ANGULAR MOMENTUM

**S.N. Andrianov<sup>1,\*</sup>, A.A. Kalachev<sup>2</sup>, O.P. Shindyaev<sup>1</sup>, A.V. Shkalikov<sup>2</sup>**

*<sup>1</sup>Institute for Applied Research, Tatarstan Republic Academy of Sciences,  
Kazan, 420111, Russia*

*<sup>2</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS,  
Kazan, 420029, Russia*

\*e-mail: andrianovsn@mail.ru

The possibility of effectively creating quantum gates based on orbital angular momentum photon qubits using a Kerr nonlinear medium in a cavity is studied. It is shown how a quantum C-NOT gate can be produced with such qubits through four-wave mixing process. A theory of this gate operation is constructed using an input–output formalism. Parametric matching conditions are obtained for effective gate operation.

**Key words:** CNOT quantum gate, photonic qubits, orbital angular momentum.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА БИФОТОННОГО ПОЛЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ НАНОВОЛОКНАХ

А.Л. Шмакова<sup>1,2,\*</sup>, А.А. Шухин<sup>1</sup>, А.А. Калачев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского (КФТИ КазНЦ РАН)  
420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет  
420008, Казань, ул. Кремлевская, д. 18

\*e-mail: al8shmakova@gmail.com

Измерена и теоретически рассчитана спектральная интенсивность бифотонного поля, генерируемого в процессе спонтанного четырехволнового смешения в оптическом нановолокне. Получено хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов.

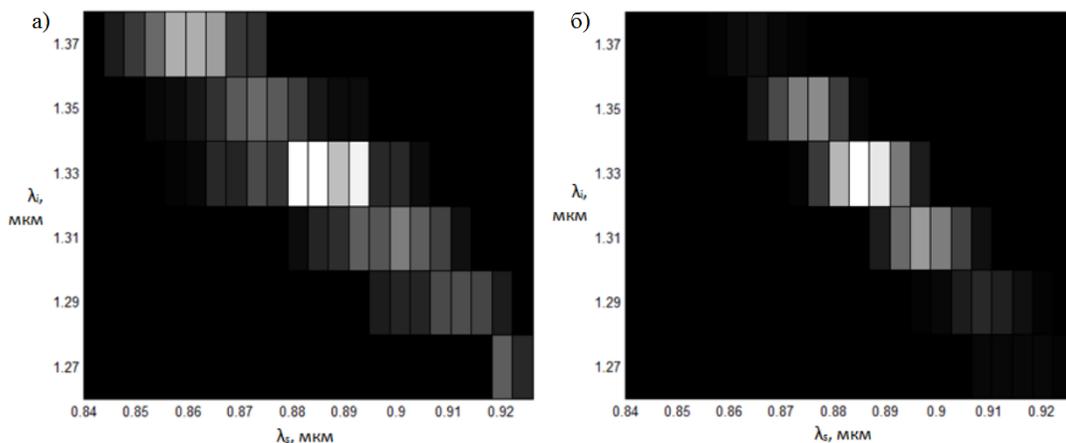
**Ключевые слова:** спонтанное четырехволновое смешение, нановолокно, бифотон.

В настоящее время актуальна тема квантовых оптических технологий, развитие которых позволит внедрить принципиально новые методы оптической обработки и передачи информации с использованием законов квантовой механики [1, 2]. Наибольшие успехи достигнуты в области реализации протоколов квантовой связи, таких как квантовое распределение ключа и квантовая телепортация. Кроме того, ведутся активные исследования, направленные на создание оптических квантовых компьютеров.

Одним из основных устройств создаваемых оптических систем квантовой связи и квантовых вычислений является источник однофотонных состояний электромагнитного поля. Такой источник может быть реализован различными способами, среди которых перспективным является условное приготовление однофотонных состояний с использованием нелинейных оптических эффектов, таких как спонтанное четырехволновое смешение (СЧВС) в оптических нановолокнах [3-5]. Последние изготавливаются из стандартного одномодового волокна путем нагрева и растяжения [6]. Малый диаметр нановолокна приводит к большой эффективной нелинейности. Кроме того, распространяющееся в нем поле излучения может выходить за пределы границы оболочки, что позволяет создавать высокочувствительные сенсоры и кольцевые резонаторы высокой добротности. Нановолокна обладают небольшим радиусом изгиба, что является удобным для применения в различных устройствах [7].

В процессе СЧВС при воздействии на нелинейную среду излучения накачки происходит спонтанное рождение коррелированных пар фотонов, или бифотонов. Основной спектральной характеристикой бифотонного поля является двухфотонная спектральная интенсивность – зависимость плотности вероятности рождения пар фотонов от их частот. Поэтому исследование спектральных корреляций бифотонного поля является необходимым шагом в разработке новых источников неклассического света на основе СЧВС.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследована двухфотонная спектральная интенсивность бифотонного поля, генерируемого в процессе СЧВС в оптических нановолокнах диаметром около 900 нм. Получено хорошее согласие экспериментальных результатов с численными расчетами (рис. 1) и показано, что измерение спектральной интенсивности позволяет с высокой точностью определять радиус нановолокна.



**Рис. 1.** Спектральная интенсивность бифотонного поля СЧВС в исследуемых нановолокнах при импульсной накачке на длине волны 1062 нм (результаты эксперимента (а) и теоретического расчета (б)).

### Литература

1. O'Brien J.L., Furusawa A., Vuckovic J. // *Nature Photonics*. 2009. V. 3. P. 687-695.
2. Flamini F., Spagnolo N., Sciarrino F. // *Reports on Progress in Physics*. 2019. V. 82. Article number 016001.
3. Cui L., Li X., Guo C. et al. // *Optics Letters*. 2013. V. 38. P. 5063-5066.
4. Jie Su J.S., Liang Cui L.C., Yuhang Y.L. et al. // *Chinese Optics Letters*. 2018. V. 16. Article number 041903.
5. Shin H., Kim J.-H., Ihn Y.S. et al. // *Optics Letters*. 2019. V. 44. P. 447-450.
6. Birks T.A., Li Y.W. // *Journal of Light Technology*. 1992. V. 10. P. 432-438.
7. Tong L., Lou J., Mazur E // *Optics Express*. 2004. V. 12. P. 1025-1035.

## AN INVESTIGATION OF THE SPECTRUM OF A BIPHOTON FIELD GENERATED VIA SPONTANEOUS FOUR-WAVE MIXING IN OPTICAL NANOFIBERS

A.L. Shmakova<sup>1,2,\*</sup>, A.A. Shukhin<sup>1</sup>, A.A. Kalachev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Kazan E.K. Zavoisky Physical-Technical Institute of the Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences*

420029, Kazan, Sibirsky tract, 10/7

<sup>2</sup>*Kazan (Volga region) Federal University*

420008, Kazan, Kremlevskaya st., 18

\*e-mail: al8shmakova@gmail.com

The joint spectral intensity of a biphoton field generated via spontaneous four-wave mixing in optical nanofibers was measured and theoretically calculated. A good agreement between the experimental and theoretical results was achieved.

**Key words:** spontaneous four-wave mixing, nanofiber, biphoton.

## АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Arakelian S.M.	15	Sychev D.V.	224
Balykin V.	19	Tashchilina A.	36
Baryshnikova K.V.	116	Terekhov P.D.	116
Belov P.A.	116	Tiunov E.	224
Bettinelli M.	55	Tretyakov I.	369
Biryukov A.	133	Ulanov A.E.	224
Buharov D.N.	15	Urmancheev R.V.	36, 55
Chestnov I.Yu.	15	Valero A.C.	116
Chou M.C.	55	Walmsley I.A.	224
Drahi D.	224	Zanon-Willette T.	131
Evlyukhin A.B.	24, 116	Zheltikov A.M.	36
Fedorov I.A.	224	Zilberley T.	369
Gerasimov K.I.	36, 55	Абишев Н.М.	49
Goltsman G.	22, 369	Абрамов А.С.	119
Gurvitz E.A.	116	Абрамов В.С.	123
Hakuta K.	246	Агапов Д.П.	252
Istratov A.V.	15	Агафонова С.Е.	154, 255
Kapitanova P.	116	Аглямев Р.Д.	186
Karabchevsky A.	116	Акатьев Д.О.	72, 258
Kaurova N.	369	Акимов А.	309
Keloth J.	246	Алоджанц А.П.	43
Khudaiberganov T.A.	15	Алькахтани М.Х.	320
Kivshar Y.	116	Ан П.П.	201
Kolachevsky N.	32	Андреев А.В.	47, 104
Lvovsky A.I.	224	Андреева Д.Д.	339
Melentiev P.	19	Андрианов С.Н.	421
Minnegaliev M.M.	36, 55	Антипов А.А.	364
Moiseev E.S.	36	Апяри В.В.	376
Moiseev S.A.	36, 55	Аракелян С.М.	240, 316
Novikov V.	224	Аржанов А.И.	86, 260, 312, 322
Ovchinnikov O.	369	Архиреев И.А.	93
Perepelitsa A.	369	Ахмадеев А.А.	176
Perminov N.S.	36	Баев А.А.	226
Pirov Kh.K.	224	Байрамдурдыев Д.Я.	264
Pushkina A.A.	224	Балакин Д.А.	127
Ryabchun S.	369	Балькин В.И.	84, 168
Sabooni M.	36	Баранцев К.А.	131
Sayanskiy A.	116	Батова А.С.	268
Sazhina E.A.	224	Башкиров Е.К.	295
Shalin A.S.	116	Белинский А.В.	127, 217
Shamkhi H.K.	116	Беловолов И.А.	252
Shleenkov M.	133	Белоненко А.М.	299
Shurakov A.	369	Белоненко М.Б.	299, 301, 372
Smirnov M.	369	Белотелов В.И.	21
Svyatodukh S.	369	Бендеров О.В.	417
		Бережной А.Д.	270
		Биленко И.А.	154, 417
		Близнюк В.В.	135, 227

Божикин С.В.	273	Джавадзадэ Д.	309
Болдырев К.Н.	49, 275, 384	Дзедолик И.В.	62, 356
Большедворский С.	309	Добковский Я.З.	100
Борознина Е.В.	301	Долгов А.В.	135
Брянцев Б.С.	139	Дормидонов А.Е.	27, 113
Бугай А.Н.	142, 268, 400	Драчев В.П.	66
Бухцоож О.	179	Дресвянский В.П.	179
Бушуев В.А.	192	Евтихиева О.А.	195
Быковский А.Ю.	146	Егоров В.И.	72
Васильев Е.В.	150	Екимов Е.А.	58
Васильева И.А.	277, 336	Елезов М.С.	303
Вашурин Н.С.	93	Елманов И.А.	306, 309
Ветлугин А.Н.	343	Елманова А.В.	306, 309
Виноградов Е.А.	93	Еремчев И.Ю.	58, 198, 226, 322, 367
Витухновский А.Г.	51	Еськова А.Е.	86, 260, 312
Вишнякова Г.А.	328	Жаднов Н.О.	328
Вознесенская А.А.	279	Жарков Д.К.	244, 320
Волков В.С.	53, 204	Жирнова С.В.	316
Волошин А.С.	154, 255, 284, 290	Залозная Е.Д.	27
Воробьев В.	309	Запороцкова И.В.	372
Воронин Д.Е.	93	Звагельский Р.А.	51
Воронцов Е.Н.	198	Золотовский И.О.	119
Газизов А.Р.	281	Калачев А.А.	25, 232, 246, 258, 270, 411, 421, 423
Гайнутдинов Р.Х.	288	Калинович А.А.	139
Галиев Р.Р.	284	Калмыков А.С.	168
Галкин А.Ф.	316	Кандидов В.П.	27, 113
Ганеев Р.А.	104	Каримуллин К.Р.	86, 260, 277, 312, 322, 336, 393
Гарифуллин А.И.	288	Каурова Н.С.	306
Гладуш М.Г.	58, 188, 374	Кашеверов И.В.	84
Гладышева А.А.	93	Кесаев В.В.	68
Глазов С.Ю.	221	Килин С.Я.	87
Глейм А.В.	72	Киреев А.В.	279
Голиков А.Д.	201, 306, 309	Киямов А.Г.	414
Головизин А.А.	158, 347	Климов В.В.	30, 168
Голубев Ю.М.	175, 190	Кнюкшто В.Н.	380
Голубева Т.Ю.	175	Коваль О.И.	227
Гольцман Г.Н.	201, 203, 306, 309	Ковалюк В.В.	201, 306, 309
Гориева В.Г.	161	Коверга Н.А.	312
Городецкий М.Л.	255	Колачевский Н.Н.	158, 328, 347
Городницкий А.С.	172, 255, 290	Колымагин Д.А.	51
Горохов А.В.	60	Комиссарова М.В.	139
Горский А.В.	100, 376, 380	Компанеев В.В.	277
Горшелев А.А.	198, 367	Компанец В.О.	27, 93, 113
Гостев П.П.	164	Комракова С.А.	306, 309
Григорьев В.С.	227	Кондратьев Н.М.	172, 182, 284, 290, 417
Григорьев Ю.В.	336	Конобеева Н.Н.	372
Губин М.Ю.	293	Конотоп В.В.	192
Гуслянникова М.О.	295	Конюшкин В.А.	349
Давыдов Н.Н.	330, 407	Коптяев С.	154
Двужилов И.С.	299, 301		
Двужилова Ю.В.	299, 301		
Демин А.В.	164		

Кораблева С.Л.	98, 161, 206, 339, 352, 414	Масалаева Н.И.	343
Коробов В.И.	248	Масалов А.В.	34
Королев С.Б.	175	Меленьтьев П.Н.	84, 168
Корюкин А.В.	176	Митрофанова Т.Г.	345
Коряковцева Д.А.	206	Михайлов В.А.	386
Котова С.П.	68, 198	Мишин Д.А.	347
Кочув Д.А.	96, 240, 279, 316, 326, 407, 409	Моисеев С.Г.	119
Крючков Д.С.	328	Морозов О.А.	206, 349
Ксенофонтов С.И.	93	Мынжасаров И.Т.	198
Кудеяров К.С.	328	Накладов А.Н.	349
Кудрявцев Д.С.	84	Наумов А.В.	58, 86, 198, 226, 260, 312, 322, 336, 367
Кузин А.А.	168	Наумов А.К.	98, 186
Кузнецов А.В.	179	Нго Тхе Винь	43
Кузнецов С.В.	349	Негров Д.В.	168
Кулик С.П.	33	Низамутдинов А.С.	98, 339, 349, 352, 414
Кульницкий Б.А.	322	Низовцев А.П.	87
Курапцев А.С.	180, 273, 359	Никитин Д.А.	93
Кынев С.М.	72	Никифоров В.Г.	244, 320
Латыпов И.З.	72, 258	Новикова Н.Н.	91
Лачина А.А.	330	Павич Т.А.	380
Лебедев В.Ф.	388	Павлов К.В.	388
Лексин А.Ю.	362	Паршин В.А.	135, 195, 227
Леонтьев А.В.	244, 320	Перескоков В.С.	356
Лисин В.Н.	332	Пожидаев Е.П.	68
Литвинов А.Н.	131	Попов Е.Н.	359
Лихачев Г.В.	154, 290	Попов И.И.	93
Лобанов В.Е.	172, 182, 255, 284, 290, 417	Попова М.Н.	49
Лобков В.С.	244, 320	Проворченко Д.И.	347
Ловчев А.В.	186	Прокопова Д.В.	198
Лозинг Н.А.	58, 188, 374	Прокошев В.Г.	96, 240, 330, 409
Лосев А.С.	190	Проходцов А.И.	201
Лосевский Н.Н.	198	Прохоров А.В.	204, 242, 293, 362
Лукинова Е.В.	206, 339, 414	Пудовкин М.С.	206, 339
Ляпин А.А.	161	Путилов А.Г.	364
Ляшко Е.И.	79	Пушкарчук А.Л.	87
Магарян К.А.	312, 336	Разносчиков А.С.	279
Магницкий С.А.	75, 164, 252, 398	Рахимов Н.Ф.	352, 414
Мадиров Э.И.	339, 352, 414	Ржанов А.Г.	135, 210, 227
Маймистов А.И.	79	Родин А.В.	417
Майорова А.М.	68	Романенко А.А.	376
Маликов Р.Ф.	213, 264	Романов В.С.	232
Малкин Б.З.	49	Рыжов И.В.	213, 264
Мальшев А.В.	213	Рябочкина П.А.	161
Мальшев В.А.	213, 264	Савельев А.Б.	47
Манзыцов Б.И.	192	Савостьянов А.О.	367
Манько О.В.	81, 403	Сазонов С.В.	38, 139, 142, 234, 268
Марисов М.А.	98, 352, 414	Сайко А.П.	345
Мартыненко А.П.	248	Салахов М.Х.	176, 281, 288
Мартынович Е.Ф.	179	Самагин С.А.	68, 198
		Самарцев В.В.	332, 345

Семашко В.В.	98, 161, 206, 339, 349, 352, 414	Халяпин В.А.	400
Сингх Р.	217	Хамадеев М.А.	288
Скворцов Д.С.	372	Харинцев С.С.	110, 237, 281
Смирнова Е.А.	188, 374	Харитонов А.В.	237
Соколов И.В.	343	Хеммер Ф.Р.	320
Соколов И.М.	180, 359	Хорьков К.С.	96, 240, 279, 316, 330, 407, 409
Сон Л.В.	84	Царёв Д.В.	43
Сорокин В.В.	248	Цветков Д.М.	192
Сорокин В.Н.	347	Цейтлин В.И.	84
Сошенко В.	309	Целищева Е.Ю.	186
Старухин А.С.	100, 367, 376, 380	Чекалин С.В.	27, 93, 113
Стифуткин А.А.	164	Чернега В.Н.	81, 403
Стремоухов С.Ю.	47, 104	Черников А.С.	240, 407
Сулеймен Е.	275, 384	Чиркин А.С.	41, 164, 252
Суровцев Н.В.	322	Чиркова М.В.	352
Сыродоев Г.А.	221	Чистяков В.В.	72
Сыч Д.В.	303	Чкалов Р.В.	96, 407, 409
Тарасевич А.О.	226	Чубич Д.А.	51
Тарасов А.Е.	227	Чукалина Е.П.	332
Тебенева Т.С.	417	Чуприна И.Н.	411
Трегубов Д.О.	158, 347	Шавельев А.А.	98, 414
Трифанов А.И.	230	Шакиров А.А.	414
Трифанова Е.С.	230	Шаманская Е.Л.	316
Трошкин Н.В.	386	Шегеда А.М.	332
Турайханов Д.А.	232, 258	Шепелев А.Е.	364
Устинов Н.В.	234	Шестериков А.В.	242, 362
Фадеев М.А.	72	Шиндяев О.П.	421
Фарухшин И.И.	352	Шитиков А.Е.	255, 417
Федин А.В.	388	Шкаликов А.В.	232, 258, 421
Федина М.А.	388	Шленов С.А.	150
Федоров М.В.	40	Шмакова А.Л.	423
Федоров П.П.	349	Шмелев А.Г.	244, 320
Федорова Е.С.	158, 347	Шутова О.А.	47
Федянин В.В.	393	Шухин А.А.	246, 423
Фофанов Я.А.	106	Щербатенко М.Л.	303
Фроловцев Д.Н.	398	Энхбат С.	179
Фурлетов А.А.	376	Эскин А.В.	248
Хабарова К.Ю.	328, 347	Яковлев В.А.	91
Халтуринский А.К.	72		

Научное издание

ХIII международные чтения по квантовой оптике  
(IWQO – 2019)

Сборник тезисов  
Электронное издание

г. Владимир  
9 – 14 сентября 2019 г.

Авторская редакция

Издательство «Тровант»  
ЛР № 071961 от 01.09.99.  
108841, г. Москва, г. Троицк, м-н «В», д.52.  
Тел. (495) 775-43-35, (495) 851-09-67, 850-21-81  
web: [www.trovant.ru](http://www.trovant.ru) e-mail: tan@trovant.ru

ISBN 978-5-89513-451-1