

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

СБОРНИК ТЕЗИСОВ  
ЭЛЕКТРОННОЕ ИЗДАНИЕ



г. Казань  
25 – 30 октября 2021 г.

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

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



**СБОРНИК ТЕЗИСОВ  
ЭЛЕКТРОННОЕ ИЗДАНИЕ**

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

УДК 535.3  
ББК 22.343

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

Сборник тезисов. г. Казань, 25-30 октября 2021 г. / под ред. д.ф.-м.н., проф. РАН А.А. Калачева и д.ф.-м.н., проф. РАН А.В. Наумова [Электронное издание]. – Москва: Тривант, 2021. – 446 с.: ил.

ISBN 978-5-89513-501-3

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

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

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

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

© Казанский (Приволжский) федеральный университет, 2021

© ФИЦ «Казанский научный центр РАН», 2021

© Институт спектроскопии РАН, 2021

© Авторы, 2021

**Организаторы**

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

**Программный комитет**

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

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

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

**Члены программного комитета:**

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

**Организационный комитет**

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

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

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

**Члены организационного комитета:**

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



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

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

Из решения симпозиума ФЭКС-2021:

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

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

...

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

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

Казань, 30.10.2021 г.

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

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

# КВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ И УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГИЕЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ

Р.Х. Гайнутдинов<sup>1,2,\*</sup>, А.И. Гарифуллин<sup>1</sup>, М.А. Хамадеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский федеральный университет  
420008, г. Казань, ул. Кремлевская, 18

<sup>2</sup>Академия наук Республики Татарстан  
420111, г. Казань, ул. Баумана, 20

\*e-mail: adel-garifullin@mail.ru

Периодические изменения в физико-химических свойствах химических элементов обусловлены периодическим изменением их энергий ионизации. Эти величины являются постоянными для каждого элемента, что записано в периодической таблице химических элементов Д.И. Менделеева. Недавно было показано, что модификация электромагнитного поля в фотонных кристаллах приводит к модификации электромагнитной массы электрона. Мы показываем, что этот эффект может значительно изменять энергию ионизации атомов, помещенных в полости фотонного кристалла, состоящего из метаматериалов с высоким настраиваемым показателем преломления и вакуумных полостей. Возможность настройки этих материалов приводит к возможности контроля энергий ионизации в достаточно широком диапазоне.

**Ключевые слова:** фотонные кристаллы, метаматериалы, масса электрона, собственно-энергетическая поправка, энергия ионизации атомов.

Такие искусственные материалы как фотонные кристаллы (ФК) являются перспективной средой для создания различных устройств фотоники [1] и для изучения квантово-электродинамических эффектов как управление спонтанным излучением квантовых излучателей, помещенных в периодическую структуру ФК [2], усиление эффектов квантовой интерференции, создание темных состояний [3], управление массой электрона [4] и др. В работе [4] был предсказан эффект, заключающийся в том, что сильная модификация электромагнитного поля в ФК приводит к значительному изменению взаимодействия электрона с собственным полем излучения, что выражается в существенном изменении электромагнитной массы заряженной частицы. Электромагнитная масса не измерима в эксперименте в связи с ультрафиолетовой расходимостью [5]. Рассматриваемая модификация электромагнитного взаимодействия в среде ФК приводит к поправке  $\delta m_{pe}$  электромагнитной массы  $m_{em}$ . Важно отметить, что собственно-энергетическая поправка  $\delta m_{pe}$  является конечной и анизотропной величиной, зависящей от направления импульса электрона в ФК. Величина собственно-энергетической поправки приводит к значительному сдвигу уровней энергии атомов, помещенных в полость периодической структуры, сопоставимому по величине с обычными атомными переходами.

Следствием этого эффекта является возможность управления энергией ионизации атомов в периодической среде ФК. Целью данной работы является расчет поправки к энергии ионизации атомов водорода и щелочных металлов, помещенных в полости одномерного ФК на основе материалов с большим показателем преломления. В качестве таких материалов мы использовали метаматериал, состоящий из золотых наночастиц в диэлектрической матрице на основе  $\text{HfO}_2$  [6, 7].

В связи с модификацией взаимодействия заряженной частицы с собственным полем излучения вклад в энергию электрона в среде ФК будет отличаться от вклада в случае вакуума. Это проявляется в изменении массы электрона и сдвиге энергетических уровней изолированного атома, помещенного в вакуумную полость ФК [4]. Наблюдаемой поправки соответствует оператор, зависящий от импульса электрона  $p$ :



$$\begin{aligned} \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) &= \Delta m_{em}^{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) - \Delta m_{em} = \\ &= \frac{\alpha}{\pi^2} \left[ \sum_n \int_{FBZ} \frac{d^3\mathbf{k}}{\omega_{kn}^2} \sum_{\mathbf{G}} \left| \hat{\mathbf{I}}_p \cdot \mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G}) \right|^2 - \int \frac{d^3\mathbf{k}}{2\mathbf{k}^2} \sum_{\lambda=1}^2 \left| \hat{\mathbf{I}}_p \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}(\mathbf{k}) \right|^2 \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\hat{\mathbf{I}}_p = \hat{\mathbf{p}}/|\hat{\mathbf{p}}|$  – оператор направления импульса электрона,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $\omega_{kn}(\mathbf{k})$  – дисперсионные соотношения, определяющие связь энергии фотона с его импульсом в рассматриваемой среде,  $\mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G})$  – вектор электрической компоненты блоховского фотона,  $\boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}(\mathbf{k})$  – единичный вектор поляризации электрического поля в вакууме, суммирование в ряд по плоским волнам выполняется по семейству векторов обратной решетки  $\mathbf{G} = N_1\mathbf{b}_1 + N_2\mathbf{b}_2 + N_3\mathbf{b}_3$ , интегрирование в обратном пространстве осуществляется в первой зоне Бриллюэна (FBZ) [8].

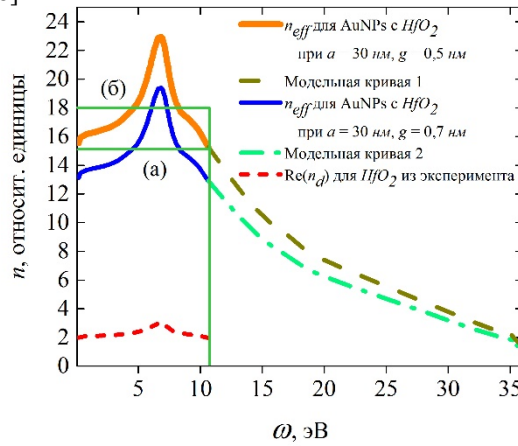


Рис. 1. Функции дисперсии  $n_{eff}(\omega)$  для метаматериала, состоящего из ансамбля наночастиц золота (AuNPs), покрытого  $\text{HfO}_2$  (толстая сплошная оранжевая и голубая линии). Зависимости получены из экспериментальной кривой ( $n_d(\omega) \approx \sqrt{\varepsilon_d(\omega)}$ ) для  $\text{HfO}_2$ ) (красная штриховая кривая) [7] с использованием модели эффективной среды, при которой  $n_{eff}(\omega) = [(a/g)\varepsilon_d(\omega)]^{1/2}$  [6],  $a = 30$  нм,  $g = 0,5$  нм (толстая сплошная оранжевая линия) и  $a = 30$  нм,  $g = 0,7$  нм (толстая сплошная голубая линия). Оставшиеся части кривых были продолжены таким образом, что при высоких энергиях фотонов  $n_{eff} \rightarrow 1$  (коричневая пунктирная и зеленая штрих-пунктирная линии). Средние значения показателя преломления (a)  $n_{eff} = 15$  и (б)  $n_{eff} = 18$  даны для первой и второй спектральных линий при максимальной частоте фотонов  $\omega_{kn}^{max} = 10,65$  эВ.

Рассмотрим процесс ионизации, определяемый переходом внешнего, валентного электрона, атома водорода и щелочных металлов, помещенных в полости одномерного ФК. Нижнее состояние является основным состоянием атома ( $S$ -состояние), верхнее состояние является свободным состоянием. Разница между энергиями этих состояний определяет энергию связи электрона. В случае среды ФК энергия связи зависит от направления импульса свободного электрона  $p$ , при этом данная энергия влияет на конфигурации связей в молекулах. Однако первоначально, среда ФК влияет на энергию ионизации атомов, которая определяется как минимальная энергия, необходимая для отрыва электрона из атома и его перемещения на бесконечность. Тогда поправка к энергии ионизации принимает вид:

$$\delta E_{ion}^{pc} = \delta m_{pc}^{min} - \delta m_{pc}^{l,m}, \quad (2)$$

где  $\delta m_{pc}^{min}$  – минимальная поправка к массе свободного электрона, определяемая выражением (1),  $\delta m_{pc}^{l,m} = \langle \Psi | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | \Psi \rangle = \langle l, m_l | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | l, m_l \rangle$ . Для случая атома водорода, щелочных и щелочноземельных металлов  $l = 0, m_l = 0$ . Таким образом, поправка к энергии ионизации может быть представлена в виде [9]:

$$\delta E_{ion}^{pc} = -\frac{2\alpha}{3\pi} \sum_{n,G} \left[ \int k_p dk_p \int_{FBZ} dk_z \left( \frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} \cdot \frac{k_{Gz}^2 - 2k_p^2}{k_p^2 + k_{Gz}^2} + \frac{|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right) \right], \quad (3)$$

где интегрирование в обратном пространстве выполняется в цилиндрической симметрии одномерного ФК,  $E_{kn\lambda}(G)$  – поперечные компоненты электрического поля ( $\lambda = 1, 2$ ),  $k_{Gz} = k_z + G$ .

Функции дисперсии оптически плотных слоев одномерного ФК – слоев метаматериала, состоящего из золотых наночастиц с диэлектрической матрицей на основе  $\text{HfO}_2$  [6, 7], представлена на рис. 1. Рассчитанные по данным функциям поправки к энергии ионизации атомов представлены на рис. 2.

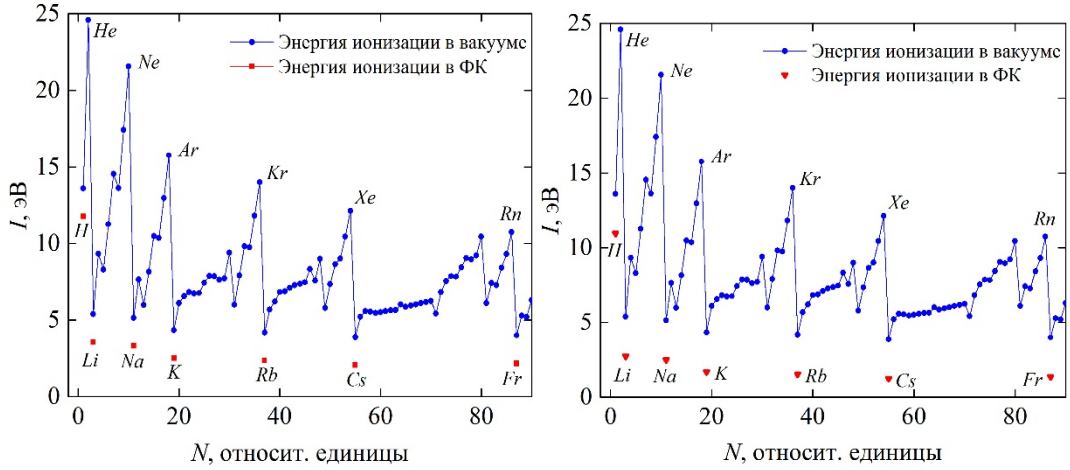


Рис. 2. Сравнение энергии ионизации атома водорода, щелочных и щелочноземельных металлов для случая вакуума (синие точки) и среды ФК (красные квадраты и треугольники) на основе метаматериала с  $a = 30$  нм,  $g = 0,7$  нм (квадраты) и  $a = 30$  нм,  $g = 0,5$  нм (треугольники). Поправка к энергии ионизации равна  $\delta E_{ion1}^{pc} = -1,82$  эВ (квадраты) и  $\delta E_{ion2}^{pc} = -2,64$  эВ (треугольники).

Мы показали, что модификация взаимодействия атома, помещенного в вакуумные полости фотонного кристалла, с собственным полем излучения приводит к значительному изменению его энергии ионизации. Абсолютная величина поправки к энергии ионизации значительно возрастает вместе с увеличением показателя преломления оптически плотных слоев фотонного кристалла. Вместе с этим, исследуемые эффект значительно усиливается и является контролируемым при использовании в качестве таких слоев материалов с высоким показателем преломления. Контроль геометрических и оптических параметров метаматериала может позволить контролировать химические реакции, которые значительно зависят от энергии ионизации взаимодействующих атомов. Это, в свою очередь, важно для управления кинетикой химических реакций, для синтеза новых химических соединений для нужд фармацевтики и медицинских приложений.

## Литература

1. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N. et al. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 2008. 286 p.
2. Wang W., Yang X., Luk T.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. P. 021103.
3. Song G., Xu J., Yang Y. // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. P. 053830.
4. Gainutdinov R.Kh., Khamadeev M.A., Salakhov M.Kh. // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. 053836.
5. Bjorken J.D., Drell S.D. Relativistic quantum mechanics. McGraw-Hill, 1965. P. 178.
6. Chung K., Kim R., Chang T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 021114.
7. Franta D., Nečas D., Ohlídal I. // Appl. Opt. 2015. V. 54. P. 9108-9119.
8. Skorobogatiy M., Yang J. Fundamentals of Photonic Crystal Guiding. Cambridge Univ. Press, 2009. P. 72.
9. Gainutdinov R.Kh., Garifullin A.I., Khamadeev M.A. et al. // Phys. Lett. A. 2021. V. 404. P. 127407.

## QUANTUM ELECTRODYNAMICS IN PHOTONIC CRYSTALS AND CONTROLLABILITY OF IONIZATION ENERGY OF ATOMS

**R. Kh. Gainutdinov<sup>1,2\*</sup>, A. I. Garifullin<sup>1</sup>, M. A. Khamadeev<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Kazan Federal University  
420008, Kazan, Kremlevskaya str., 18*

<sup>2</sup>*Tatarstan Academy of Sciences  
420111, Kazan, Bauman str., 20*

\*e-mail: adel-garifullin@mail.ru

The periodic changes in the physical and chemical properties of the chemical elements are caused by the periodic change of the ionization energies, which are constant for each element that manifested in the Periodic Table. However, as has been recently shown the modification of the electromagnetic field in the photonic crystals gives rise to the modification of the electron electromagnetic mass. We show that the effect can significantly change the ionization energy of atoms placed in voids of photonic crystals consisting of metamaterials with a highly tunable refractive index and voids. The controllability of these materials gives rise to the controllability of the ionization energies over a wide range.

**Key words:** photonic crystals, metamaterials, electron mass, self-energy correction, ionization energy of atoms.

## ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СПЕКТРАХ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ: ОБОБЩЕНИЕ МОДЕЛИ НЕЗАВИСИМЫХ БОЗОНОВ

Л.Я. Набиева<sup>1,\*</sup>, А.А. Гарифуллин<sup>1</sup>, Р.Х. Гайнутдинов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики, Казанский федеральный университет  
420008, Казань, Россия, ул. Кремлевская 18*

<sup>2</sup>*Институт прикладных исследований, Академия наук РТ  
420111, Казань, Россия, ул. Баумана 20*

\*e-mail: lilya.nabieva.97@mail.ru

Исследуются эффекты взаимодействия экситона одиночной квантовой точки с резервуаром акустических фононов за пределами теории возмущений. В случае сильных взаимодействий становится неприменимой модель независимых бозонов. Предлагается обобщение этой модели на случай сильного взаимодействия экситона с резервуаром акустических фононов. Мы рассчитываем собственно-энергетическую функцию квантовой точки за пределами теории возмущений и марковского приближения. Важность выхода за рамки теории возмущений демонстрируется на спектрах излучения одиночной квантовой точки.

**Ключевые слова:** квантовая точка, собственно-энергетическая функция, модель независимых бозонов.

Вопрос о фононных возбуждениях в полупроводниковых нанокристаллах достаточно хорошо изучен и экспериментально, и теоретически [1]. Наряду с этим, во многих приложениях фотоники и квантовых технологий приходится сталкиваться с ситуацией, когда взаимодействие квантовых систем с окружением становится сильным. В этом случае теория возмущения становится недостаточно эффективной. Однако наиболее важным является то, что взаимодействие КТ с резервуаром фононов, имеющим бесконечно большое количество степеней свободы, является нелокальным во времени и в пространстве, другими словами, немарковским [2]. Вместе с тем, в работе [3] было выведено самое общее динамическое уравнение (обобщенное динамическое уравнение, ОДУ), совместное с современными концепциями квантовой физики. Как хорошо известно, причиной ультрафиолетовых расходимостей в квантовой теории поля является локальность взаимодействия в пространстве и во времени. Важным является то, что ОКД позволяет решить проблему ультрафиолетовых расходимостей, поскольку обобщенное динамическое уравнение допускает расширение квантовой динамики на случай нелокальных во времени взаимодействий. При этом, когда динамику системы генерирует мгновенное взаимодействие, ОДУ сводится к уравнению Шредингера (марковское приближение).

В общем случае, окружение состоит из практически бесконечного числа степеней свободы и действует на квантовую систему как единое целое, называемое резервуаром. Такое эффективное взаимодействие нелокально как в пространстве, так и во времени, и, следовательно, динамика в системе является негамильтоновой (немарковской). Кроме того, при решении задач физики многих частиц нужно начинать с модельных гамильтонианов. Было показано, что уравнение Шредингера не является самым общим динамическим уравнением, согласующимся с современными представлениями квантовой физики, и более общее уравнение движения было выведено в [3]. Фундаментальная природа ОДУ проявляется не только в том, что оно расширяет квантовую динамику на случай, когда динамика генерируется нелокальным во времени взаимодействием, но и в том, что в отличие от уравнения Шредингера, включающего гамильтониан взаимодействия, вид ОДУ не зависит от особенностей взаимодействия (эти особенности содержатся в граничном условии для уравнения). Это позволяет находить формальные решения различных физических задач из

первых принципов, которые также не зависят от особенностей взаимодействия. В энергетическом представлении ОДУ принимает вид

$$\frac{dG(z)}{dz} = -G^2(z), \quad (1)$$

Полный оператор Грина принимает вид  $G(z) = \tilde{G}_0(z) + \tilde{G}_0(z)M(z)\tilde{G}_0(z)$  [], где оператор  $\tilde{G}_0(z)$  описывает эволюцию системы, когда частицы распространяются свободно,  $\tilde{G}_0(z) = |m\rangle\langle m|(z - E_m - C_m(z))^{-1}$  и оператор  $M(z)$  описывает процессы взаимодействия частиц друг с другом. Уравнение для собственно-энергетической функции  $C_m(z)$  имеет вид

$$\frac{dC_m(z)}{dz} = -\langle m|M(z)\tilde{G}_0^2(z)M(z)|m\rangle, \langle m|m\rangle = 1, \quad (2)$$

а условие  $z - E_m^{(0)} - C_m(z) = 0$  определяет физические массы частиц. Фактически, поскольку наибольший вклад вносят процессы, связанные с фундаментальным взаимодействием в системе, в лидирующем порядке уравнение для  $C_m(z)$  сводится к уравнению

$$\frac{dC_m^{(0)}(z)}{dz} = -\langle m|H_I(z)\tilde{G}_0^2(z)H_I|m\rangle. \quad (3)$$

Собственно-энергетическая функция (СЭФ) играет важную роль как в квантовой электродинамике, так и в физике твердого тела. Понятие собственно-энергетической функции нашло широкое распространение в физике твердого тела: например, собственно-энергетическая функция Фана-Мигдала [4]. Конкретно в нашем случае СЭФ определяет поправку к уровню энергии экситона КТ, возникающую за счет взаимодействия с фононами окружения. Зависимость собственно-энергетической функции  $C_m(z)$  от энергии означает, что взаимодействие является нелокальным во времени, иными словами, в этом случае проявляются немарковские эффекты. В предыдущих исследованиях данная зависимость не учитывалась, за исключением некоторых работ [2, 5].

Рассмотрим КТ, сильно связанную с резервуаром акустических фононов. Для описания процессов квантовых флуктуаций квазичастиц между уровнями квантовых точек, одетых бозонной модой, используем граничные условия  $M^{(0)}(z) = H_I$ . Гамильтониан модели независимых бозонов, описывающий экситон-фононное взаимодействие, имеет вид [6]

$$H_I = \sum_q g_x^q (b_q + b_q^\dagger)|x\rangle\langle x|, \quad (4)$$

где  $|x\rangle$  - вектор экситонного состояния,  $q$  обозначает различные акустические фононные моды с энергией  $\omega_q$ ,  $b_q^\dagger$  и  $b_q$  операторы рождения и уничтожения фононов, соответственно,  $g_x^q$ -деформационный потенциал связи, который зависит от материальных параметров основного полупроводника и волновой функции экситона. В пределе модели независимых бозонов в лидирующем порядке после усреднения по степеням свободы резервуара  $|\mu\rangle$  решение уравнения (7) для собственно-энергетической функции принимает вид [3]:

$$C_x(z) = \sum_q \left\{ \frac{|g(q)|^2(1+n(q))}{z-E_x-\omega_q} + \frac{|g(q)|^2n(q)}{z-E_x-\omega_q} \right\} \quad (5)$$

В случае сильной связи нельзя ограничиваться уравнением (5), поэтому необходим выход за рамки теории возмущений, в котором собственно-энергетическая функция определяется оператором  $M(z)$ :

$$\frac{dC_{x,\mu}(z)}{dz} = -\sum_q \sum_\mu \frac{\langle x,\mu|M(z)|x,\mu,q\rangle\langle x,\mu,q|M(z)|x,\mu\rangle}{(z-E_{x,\mu}-\omega_q-C_{x,\mu}(z))^2} \quad (6)$$

Раскладывая собственно-энергетическую поправку в знаменателе в ряд Тейлора в точке  $E_{x,\mu} + \omega_q$ , определим параметр перенормировки оператора Грина  $Z_2 = 1 - \chi_1(\omega_q)$ , где  $\chi_1(\omega_q)$  первая производная собственно-энергетической функции и положено, что вклад от высших производных является крайне малым. В окрестности энергии  $z = E_x + \omega_q$ , которая играет

важную роль при описании спектров излучения КТ, энергетической зависимостью оператора  $M(z)$  можно пренебречь:  $M(E_x + \omega_q)$ . В таком случае решение дифференциального уравнения (6) для собственно-энергетической функции принимает вид:

$$C_{x,\mu}(z) = \sum_q \sum_\mu \frac{\langle x,\mu | M(E_x + \omega_q) | x,\mu,q \rangle \langle x,\mu,q | M(E_x + \omega_q) | x,\mu \rangle}{Z_2^2(z - E_x - \omega_q)} \quad (7)$$

где взаимодействие описывается обобщенным оператором  $M(E_x + \omega_q)$  и положено, что вклад от высших производных СЭФ мал. Ограничение перенормировкой оператора Грина приводит к «нарушению баланса», поскольку в этом случае перенормировка вершинных функций (экситон-фононного взаимодействия) пренебрегается. Далее определим параметр перенормировки экситон-фононной связи  $Z_1$ . Часть оператора взаимодействия  $M(E_x + \omega_q)$  описывается лестничными диаграммами, образованными последовательной заменой членов  $H_I \tilde{G}_0(z) H_I \tilde{G}_0(z) H_I$  в ОДУ. Таким образом, вклад от процессов, описываемых петлей с одним гамильтонианом взаимодействия внутри нее в пределе  $q \rightarrow 0$

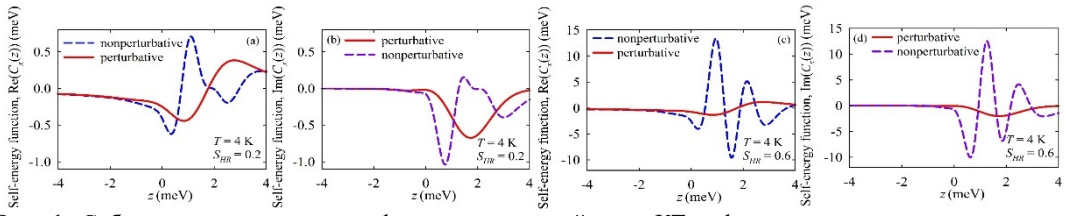
$$g_x + g_x \sum_\mu P_\mu \langle x,\mu | M(E_x) \tilde{G}_0^2(E_x) M(E_x) | x,\mu \rangle \equiv g_x Z_1 \quad (8)$$

где  $Z_1$  - параметр перенормировки вершинной функции. С учетом уравнения (2)  $Z_2 = Z_1$ , и собственно-энергетическая функция для обобщения модели независимых бозонов с учетом перенормировки оператора Грина и вершинной функции принимает вид:

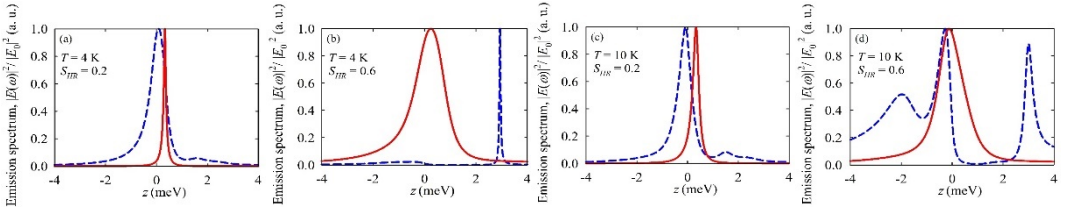
$$C_x(z) = \frac{S_{HR}}{\omega_b^2} \int_0^\infty \omega^3(q) e^{\left(-\omega^2(q)/2\omega_b^2\right)} \left\{ \frac{1+n(q)}{z-E_x-\omega_q} + \frac{n(q)}{z-E_x-\omega_q} \right\} [1 + \tilde{\Lambda}_{ren}(z, q)]^2 d\omega(q). \quad (9)$$

На рисунках 1 (a-h) представлена собственно-энергетическая функция взаимодействия КТ с фононным резервуаром при температуре  $T = 4K$  и параметре связи «КТ-фононный резервуар» – параметре Хуана-Риса  $S_{HR} = 0.2$  и  $0.6$  [3]. Отметим, что реальная компонента  $C_x(z)$  (рис. 1 (a, c)) имеет значительные величины в широком спектральном диапазоне. С увеличением температуры и параметра Хуана-Риса амплитуда собственно-энергетической функции увеличивается, что говорит об усилении взаимодействия КТ с фононными модами. Экситон-фононное взаимодействие определяет форму спектров излучения КТ, т.е. оптико-спектральные свойства этого нового материала для фотонных технологий [7]. На рисунках 2 (a-d) продемонстрированы спектры излучения одиночной КТ, взаимодействующей с фононным резервуаром. В случае рассмотрения рисунков 2 (a, c), при повышении температуры наблюдается рост фононной боковой линии. Также отметим, что вклад от собственно-энергетической функции с учетом перенормировки приводит к неочевидной зависимости ширины линии от температуры и параметра экситон-фононной связи. Данное поведение можно объяснить эффектом сильного взаимодействия: рассматривается увеличение константы связи – параметра Хуана-Риса, что демонстрируется расщеплением спектральных линий. Из анализа графиков видно, что значение параметра Хуана-Риса 0.2 приводит к аномальным спектрам, а увеличение до 0.6, что равнозначно переходу к сильному взаимодействию, приводит к дополнительным пикам в спектрах.

Сравнение расчетов по теории возмущений и за ее пределами демонстрирует необходимость учета перенормировки взаимодействия КТ с резервуаром акустических фононов за пределами теории возмущений. Это объясняется тем, что процессы квантовых флуктуаций, будучи нелокальными во времени взаимодействиями, требуют более тщательного анализа. Использование теории возмущений не позволяет полностью описать вклад от данных процессов и требует обобщения, что позволит учитывать нелокальность во времени взаимодействия. Данное обобщение производится формализмом обобщенной квантовой динамики, в котором вклад от квантовых флуктуаций проявляет себя в перенормировках оператора Грина и вершинной функции.



**Рис. 1.** Собственно-энергетическая функция взаимодействия КТ с фоновым резервуаром: красная (сплошная) линия и синяя (штриховая) линия обозначают решение задачи по теории возмущений и за ее пределами, соответственно. Параметр уширения  $\Gamma = 77$  мкЭВ.



**Рис. 2.** Спектры излучения КТ при различных температурах ( $T = 4$  К, 10 К) и параметрах Хуана-Риса ( $S_{HR} = 0.2$  и 0.6), где красная (сплошная) линия и синяя (штриховая) линия обозначают решение задачи по теории возмущений и за ее пределами, соответственно. Параметр уширения  $\Gamma = 77$  мкЭВ.

Важно отметить, что равенство параметров перенормировок, которые определяются за пределами теории возмущений, порождает аналогию с хорошо известным в квантовой теории поля тождеством Уорда. Зависимость процессов, дающих вклад в собственно-энергетическую функцию экситона, от энергии означает, что здесь проявляются немарковские эффекты, другими словами, нелокальность во времени взаимодействия КТ с резервуаром акустических фононов. Вклад от собственно-энергетической функции с учетом перенормировки приводит к неочевидной зависимости ширины экситон-фотонной связи в спектрах излучения КТ.

### Литература

1. Milekhin A.G., Nikiforov A.I., Pchelyakov O.P. et al. // JETP Letters. 2001. V. 73. P. 461.
2. Hughes S., Yao P., Milde F. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P. 165313.
3. Gainutdinov R.Kh. // J. Phys. A: Math. Gen. 1999. V.32. P. 5657.
4. Feliciano Giustino, // Rev. Mod. Phys. 2019. V.91. P. 019901.
5. Tarel G., Savona V. // Phys. Rev. B. 2010. V.81. P.075305.
6. Mahan G.D. Many-Particle Physics. Springer Science & Business Media, New York, 2000.
7. Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Eremchev I.Y. et al. // Laser Physics. V.29. № 12. P.124009.

## EFFECTS OF STRONG INTERACTION IN THE RADIATION SPECTRA OF A QUANTUM DOT: GENERALIZATION OF THE INDEPENDENT BOSON MODEL

L.Ya. Nabieva<sup>1,\*</sup>, A.A.Garifullin<sup>1</sup>, R.Kh. Gainutdinov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Kazan Federal University  
Kremlevskaya str., 18, Kazan, Russia, 420008  
<sup>2</sup>Academy of Sciences of the Republic of Tatarstan  
Bauman str., 20, Kazan, Russia, 420111  
\*e-mail: lilya.nabieva.97@mail.ru

outside the perturbation theory are investigated. In the case of strong interactions, the independent boson model becomes inapplicable. A generalization of this model to the case of strong interaction of an exciton with a reservoir of acoustic phonons is proposed. We calculate the self-energy function of a quantum dot outside the perturbation theory and Markov approximation. The importance of going beyond the perturbation theory is demonstrated in the emission spectra of a single quantum dot.

**Key words:** quantum dot, self-energy function, independent boson model.