



**19-я Всероссийская научная конференция
с международным участием**

ФИЗИКА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМОВ – 2025

22 – 24 декабря 2025 г., Академгородок, Новосибирск

<http://www.isp.nsc.ru/quantum25/>

**ПРОГРАММА
И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

Новосибирск, 2025

ОРГАНИЗАТОРЫ



Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук



Институт лазерной физики
Сибирского отделения Российской академии наук



Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук



Новосибирский государственный университет

*НАСТОЯЩАЯ НАУКА

КОНФЕРЕНЦИЯ ПРОВОДИТСЯ ПРИ ФИНАНСОВОЙ ПОДДЕРЖКЕ



ООО «Специальные Системы. Фотоника»
Санкт-Петербург



ООО «Научные приборы и системы»
Новосибирск



АО «ЛЛС», ООО «Нордлэйз»
Санкт-Петербург

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель

Рябцев Игорь Ильич

ИФП СО РАН

Секретарь

Кунакбаева Гульнара Рамазановна

ИФП СО РАН

Тайченачев Алексей Владимирович

ИЛФ СО РАН

Чаповский Павел Львович

ИАиЭ СО РАН

Бетеров Илья Игоревич

НГУ, ИФП СО РАН

Конференция является ежегодным научным форумом, имеющим целью обсуждение новых теоретических и экспериментальных результатов в области лазерного охлаждения атомов и ионов, оптических стандартов частоты, атомных часов, квантовых сенсоров, ультрахолодных Бозе- и Ферми-газов, нелинейной лазерной спектроскопии и квантовой информатики.

Место проведения конференции: г. Новосибирск, пр-т Ак. Лаврентьева, 13, конференц-зал Института физики полупроводников СО РАН

DOI: [10.25205/ThesisFUHA-2025](https://doi.org/10.25205/ThesisFUHA-2025)

Подготовка макета сборника: И.И. Рябцев, Г.Р. Кунакбаева

ПРОГРАММА
конференции "Физика ультрахолодных атомов – 2025"
(в скобках указаны номера страниц тезисов докладов в этом сборнике)

Понедельник, 22 декабря 2025 года

Квантовая метрология и квантовые сенсоры – 1

Председатель Рябцев Игорь Ильич

09⁰⁰ – 09¹⁵	Открытие конференции
09¹⁵ – 09⁴⁵	<u>О.Н.Прудников</u> ^{4,14} , Д.А.Капуста ⁴ , А.Н.Гончаров ^{4,13} , С.В.Чепуров ⁴ , В.И.Юдин ^{4,13,14} , А.В.Тайченачев ^{1,3} , Актуальные задачи современной квантовой метрологии (стр. 1)
09⁴⁵ – 10¹⁵	<u>А.И.Пархоменко</u> ³ , <u>А.М.Шалагин</u> ³ , Когерентное пленение населенностей для возмущений, не зависящих от времени (стр. 2)
10¹⁵ – 10³⁰	<u>Г.В.Осипенко</u> ² , М.С.Алейников ² , А.В.Новоселов ² , Атомный интерферометр для измерения абсолютного значения ускорения свободного падения (стр. 3)
10³⁰ – 11⁰⁰	<u>Д.Н.Капуста</u> ⁴ , А.Э.Бонерт ⁴ , А.Н.Гончаров ^{4,13,14} , К.Н.Адамов ^{4,14} , О.Н.Прудников ^{4,14} , А.В.Тайченачев ^{4,14} , Баллистический квантовый гравиметр с частотой опроса более 10 Гц (стр. 4)
11⁰⁰ – 11³⁰	Кофе-брейк

Квантовые Ферми- и Бозе-газы, Волны материи - 1

Председатель Чаповский Павел Львович

11³⁰ – 12⁰⁰	<u>G.V.Shlyapnikov</u> ¹⁶ , Superfluid transition in disordered dipolar Fermi gases (стр. 5)
12⁰⁰ – 12⁴⁰	<u>А.Р.Коловский</u> ^{6,19} , Хаотическая динамика и квантовый транспорт в одиночастичных и многочастичных системах (стр. 6)
12⁴⁰ – 13¹⁰	<u>В.А.Томилин</u> ^{3,14} , А.М.Ростом ^{3,14} , Л.В.Ильичёв ^{3,14,4} , Геометрическая фаза двухчастичной волновой функции Бете (стр. 7)
13¹⁰ – 14³⁰	Обед

Лазерное охлаждение – 1

Председатель Тайченачев Алексей Владимирович

14³⁰ – 14⁴⁵	<u>Х.Т.Смазнова</u> ^{21,16} , И.Ю.Макарычев ²¹ , Д.А.Мишин ²¹ , Д.И.Проворченко ²¹ , Д.О.Трегубов ²¹ , Н.Н.Колачевский ^{21,16} , А.А.Головизин ^{21,16} , Формирование 2D- и 3D-МОЛ с непрерывным потоком холодных атомов ¹⁷¹Yb (стр. 8)
14⁴⁵ – 15⁰⁰	<u>М.М.Прутовых</u> ²¹ , Д.О.Трегубов ²¹ , М. О.Яушев ²¹ , Н.Ю.Шлыков ²¹ , К.О.Бабичев ²¹ , И.Ю.Макарычев ²¹ , А.А.Головизин ^{21,16} , Н.Н.Колачевский ^{21,16} , Захват и регистрация атомов ¹⁷¹Yb в оптическом пинцете (стр. 9)
15⁰⁰ – 15³⁰	<u>Д.И.Проворченко</u> ²¹ , Д.А.Мишин ²¹ , Д.О.Трегубов ²¹ , Н.Н.Колачевский ^{21,16} , А.А.Головизин ^{21,16} , Лазерное охлаждение нейтральных атомов в дипольных ловушках до основного колебательного состояния (стр. 10)
15³⁰ – 15⁴⁵	<u>А.П.Вяльых</u> ^{12,2} , А.В.Семенко ² , Г.С.Белотелов ² , Текущие результаты разработки френелевского отражателя и зеемановского замедлителя для лазерного охлаждения атомов иттербия (стр. 11)
15⁴⁵ – 16⁰⁰	<u>Р.Я.Ильенков</u> ⁴ , О.Н.Прудников ⁴ , А.А.Кирпичникова ⁴ , А.В.Тайченачев ^{4,14} , В.И.Юдин ^{4,14} , Захват и охлаждение атомов ртути в бихроматическом световом поле (стр. 12)
16⁰⁰ – 16³⁰	Кофе-брейк

Квантовая информатика – 1

Председатель Бетеров Илья Игоревич

16³⁰ – 16⁴⁵	<u>И.В.Юхновец^{21,16,9}</u> , И.Б.Бобров ²² , О.В.Бычкова ²¹ , Г.И.Стручалин ²² , С.С.Страупе ^{16,22} , Реализация двухкубитных ридберговских операций на нейтральных атомах ⁸⁷Rb в системах с различными промежуточными уровнями (стр. 13)
16⁴⁵ – 17⁰⁰	<u>Н.А.Мороз^{21,22,23}</u> , <u>Л.В.Герасимов^{22,23}</u> , К.С.Тихонов ^{17,21,22,23} , Д.В Куприянов ^{22,23} , Многократно повторяемые двухкубитные операции на основе эффекта ридберговской блокады: анализ ошибок и атомного движения (стр. 14)
17⁰⁰ – 17¹⁵	<u>Х.К.Б.Луна Веронико^{17,23}</u> , Л.В.Герасимов ^{2,22} , К.С.Тихонов ^{17,23,16,21} , PINN-оптимизация квантовых логических операций на основе ридберговской блокады (стр. 15)
17¹⁵ – 17⁴⁵	<u>А.П.Гордеев^{21,22}</u> , М.Ю.Голощапов ^{22,16} , Д.А.Кузьменок ²² , Г.И.Стручалин ²² , И.Б.Бобров ²² , С.С.Страупе ^{22,16} , Методы повышения точности квантовых операций с нейтральными атомами ⁸⁷Rb в оптических ловушках (стр. 16)
17⁴⁵ – 18⁰⁰	<u>О.А.Чуйкин¹³</u> , Я.С.Гринберг ¹³ , О.В.Кибис ¹³ , Рождение пар одинаковых фотонов при распаде сверхпроводникового трансмон-кубита (стр. 17)
18⁰⁰ – 19⁰⁰	ПОСТЕРНАЯ СЕССИЯ

Вторник, 23 декабря 2025 года

Стандарты частоты на ультрахолодных атомах - 1

Председатель Гончаров Андрей Николаевич

09⁰⁰ – 09¹⁵	<u>Д.С.Крысенко^{4,13}</u> , О.Н.Прудников ⁴ , А.В.Тайченачев ^{4,14} , В.И.Юдин ^{4,13,14} , С.В.Чепуров ⁴ , Минимизация сдвигов, вызванных магнитным полем в оптическом стандарте частоты на основе иона иттербия-171 при Рамси и Гипер-Рамси спектроскопии октупольного перехода (стр. 18)
09¹⁵ – 09³⁰	<u>А.В.Семенко²</u> , А.П.Вялых ^{2,12} , Т.И.Сторублёв ² , М.В.Скobelев ² , Г.С.Белотелов ² , Контроль магнитного поля в оптическом стандарте частоты на основе холодных атомов иттербия (стр. 19)
09³⁰ – 09⁴⁵	<u>В.А.Загайнов^{2,12}</u> , А.П.Вялых ^{2,12} , Г.С.Белотелов ² , Разработка источника атомов иттербия на основе лазерной аблации для транспортируемого оптического стандарта частоты (стр. 20)
09⁴⁵ – 10⁰⁰	<u>Д.А.Мишин²¹</u> , Д.И.Проворченко ²¹ , Д.О.Трегубов ²¹ , Н.Н.Колачевский ^{21,16} , А.А.Головизин ^{21,16} , Мультичастотное управление состояниями нейтральных атомов для задач квантовых вычислений и оптических стандартов частоты (стр. 21)
10⁰⁰ – 10³⁰	<u>В.И.Юдин^{4,13,14}</u> , М.Ю.Басалаев ^{4,13,14} , С.М.Игнатович ⁴ , М.В.Охапкин ^{4,27} , О.Н.Прудников ^{4,13} , А.В.Тайченачев ^{1,3} , Ядерные оптические часы (стр. 22)
10³⁰ – 10⁴⁵	<u>А.Е.Чупров³²</u> , Сверхстабильные лазерные системы для охлаждения атомов, квантовых вычислений и симуляторов (презентация спонсоров)
10⁴⁵ – 11⁰⁰	<u>А.Ю.Васильева³²</u> , Решения для физики холодных атомов (презентация спонсоров)
11⁰⁰ – 11³⁰	Кофе-брейк

Квантовые Ферми- и Бозе-газы, Волны материи - 2

Председатель Чаповский Павел Львович

11³⁰ – 12⁰⁰	<u>В.С.Мележик¹⁵</u> , Закручивание нейтральных атомов циркулярно поляризованными лазерными полями (стр. 23)
--	--

12⁰⁰ – 12¹⁵	<u>П.С.Мураев</u> ^{19,6} , Д.Н.Максимов ^{19,6} , А.Р.Коловский ^{19,6} , Влияние дефазировок на квантовый транспорт невзаимодействующих бозонов в ромбической цепочке с магнитным потоком (стр. 24)
12¹⁵ – 12³⁰	<u>А.В.Романова</u> ²⁵ , Ю.В.Рождественский ²⁵ , Кулоновские кристаллы микро- и наноразмерных частиц в гибридных ловушках (стр. 25)
12³⁰ – 13⁰⁰	З.Д.Квон ⁷ , Транспорт через сетку топологических каналов в HgTe квантовых ямах критической толщины (стр. 26)
13⁰⁰ – 14³⁰	Обед

Лазерное охлаждение – 2

Председатель Юдин Валерий Иванович

14³⁰ – 14⁴⁵	Д.В.Быкова ^{5,10} , <u>А.А.Идрисова</u> ^{5,10} , А.С.Калмыков ⁵ , А.Е.Афанасьев ⁵ , В.И.Балыкин ⁵ , Охлаждение и локализация атомов рубидия с помощью оптического чипа (стр. 27)
14⁴⁵ – 15⁰⁰	<u>А.Е.Руднев</u> ^{16,9} , И.А.Пырх ^{16,9} , Д.А.Першин ¹⁶ , Д.А.Кумпилов ^{16,9} , Г.В.Субботин ^{16,12} , А.М.Ибрахимов ^{16,9} , И.С.Кожокару ^{16,21} , В.А.Хлебников ¹⁶ , П.А.Аксенцев ^{16,9} , С.А.Кузьмин ^{16,9} , К.О.Фролов ^{16,9} , В.В.Цыганок ¹⁶ , А.К.Зыкова ¹⁶ , А.В.Акимов ^{16,21} , Динамика населённости магнитных подуровней атома туния в основном состоянии (стр. 28)
15⁰⁰ – 15¹⁵	<u>Т.А.Воронова</u> ^{9,21} , К.О.Бабичев ^{9,21,16} , К.А.Лискова ^{9,11} , Н.Д.Матюхин ^{9,5} , А.Д.Легошин ⁹ , Д.О.Трегубов ^{21,16} , Г.В.Осипенко ^{9,2} , М.С.Алейников ² , Г.А.Вишнякова ^{9,21,16} , Реализация оптической дипольной ловушки на магнитной длине волны 1012 нм для ультрахолодных атомов рубидия (стр. 29)
15¹⁵ – 15³⁰	<u>С.А.Спирин</u> ^{7,14} , Е.А.Якшина ^{7,14,4} , Сравнение EMCCD и sCMOS видеокамер для регистрации одиночных атомов в дипольной ловушке (стр. 30)
15³⁰ – 16⁰⁰	<u>В.В.Громыко</u> ^{7,4} , И.В.Хорсова ^{7,14} , Адаптивный многоокритериальный метод оптимизации волнового фронта лазерного излучения по морфологическим метрикам пятна рассеяния (стр. 31)
16⁰⁰ – 16¹⁵	Д.В.Саченко ³⁰ , Обзор технологических решений для квантовых технологий: лазерные источники, системы стабилизации частоты и элементы управления лазерным излучением (презентация спонсоров)
16¹⁵ – 16³⁰	К.А.Гончаров ³⁰ , Комплексное оснащение лабораторий: высокоточная механика с разрешением от мкм до нм, системы виброизоляции, оборудование для вакуума и криогенных применений (презентация спонсоров)
16³⁰ – 16⁵⁰	Кофе-брейк

Квантовая информатика – 2

Председатель Ильичев Леонид Вениаминович

16⁵⁰ – 17²⁰	А.В.Акимов ¹⁶ , Квантовый симулятор на основе атома туния (стр. 32)
17²⁰ – 17³⁵	<u>Я.С.Гринберг</u> ¹³ , А.А.Штыгашев ¹³ , О.В.Кибис ¹³ , Эволюция населенности верхнего состояния трансмона, взаимодействующего с непрерывными модами одномерного открытого волновода (стр. 33)
17³⁵ – 18⁰⁵	<u>A.M.Farouk</u> ⁷ , I.I.Beterov ^{7,14,13,4} , I.I.Ryabtsev ^{7,14} , Engineered frustration of Rydberg Atom Arrays for Generating Quantum Spin Liquids (стр. 34)
19⁰⁰ – 22⁰⁰	ТОВАРИЩЕСКИЙ УЖИН

Среда, 24 декабря 2025 года

Квантовая метрология и квантовые сенсоры – 2

Председатель Рябцев Игорь Ильич

09⁰⁰ – 09¹⁵	<u>А.А.Каменский¹, И.Л.Глухов¹, А.С.Корнев¹, В.Д.Овсянников¹</u> , Радиационное заселение $n' \ ^1P_1$ – состояний из ридберговских $n \ ^1S_0$ – состояний щелочноземельных атомов (<i>стр. 35</i>)
09¹⁵ – 09³⁰	<u>А.С.Лещев²⁵, Ю.В.Рождественский²⁵</u> , Классический гравиметр против квантовых: чем больше, тем точнее (<i>стр. 36</i>)
09³⁰ – 10⁰⁰	<u>А.О.Макаров^{4,14}, К.С.Козлова^{4,14}, Д.В.Бражников^{4,14}, А.Н.Гончаров^{4,14,13}</u> , Оптические магнитометры. Перспективы. Применение в оклонулевом и земном поле. (<i>стр. 37</i>)
10⁰⁰ – 10¹⁵	<u>К.С.Козлова^{14,4}, А.О.Макаров^{14,4}, Д.В.Бражников^{14,4}, А.Н.Гончаров^{14,4,13}</u> , Атомная магнитометрия на основе эффекта Ханле в основном состоянии атомов щелочных металлов в поле эллиптически поляризованной световой волны (<i>стр. 38</i>)
10¹⁵ – 10³⁰	<u>Д.Б.Буруева²⁴, П.Л.Чаповский^{24,3,4}</u> , Гиперполяризованный ксенон для задач ядерного магнитного резонанса (<i>стр. 39</i>)
10³⁰ – 10⁴⁵	<u>А.А.Черненко⁷</u> , Когерентные эффекты при насыщении переходов полем волны линейной поляризации в атомах с вырожденной структурой уровней (<i>стр. 40</i>)
10⁴⁵ – 11⁰⁰	<u>А.А.Головизин^{21,16}, Д.А.Мишин²¹, Д.И.Проворченко²¹, Д.О.Трегубов²¹, Н.Н.Колачевский^{21,16}</u> , Когерентное управление состояниями нейтральных атомов с помощью микроволнового и оптического излучения в задачах квантовых вычислений и стандартов частоты (<i>стр. 41</i>)
11⁰⁰ – 11³⁰	Кофе-брейк

Квантовая информатика – 3

Председатель Бетеров Илья Игоревич

11³⁰ – 11⁴⁵	<u>К.В.Козенко^{14,7}, И.И.Бетеров^{7,14,13,4}</u> , Численное моделирование СЗ вентиля для трехфотонной схемы лазерного возбуждения ультрахолодных атомов (<i>стр. 42</i>)
11⁴⁵ – 12⁰⁰	<u>Н.А.Мороз^{21,23}, К.С.Тихонов^{21,17,16,23}, Л.В.Герасимов^{22,23}</u> , А.Д.Манухова ²⁶ , И.Б.Бобров ^{22,16} , С.С.Страупе ^{22,16} , Д.В.Куприянов ^{22,23} , Моделирование химической связи с помощью охлажденных атомов-бозонов в оптических решетках (<i>стр. 43</i>)
12⁰⁰ – 12¹⁵	<u>П.А.Каменских²¹, Н.В.Семенин²¹, И.В.Заливако²¹, А.С.Борисенко²¹, И.А.Семериков^{21,16}, К.Ю.Хабарова^{21,16}, Н.Н.Колачевский^{21,16}</u> , Измерение и компенсация одночастичных фаз в гейте Мольмера-Соренсена на ионных кудитах (<i>стр. 44</i>)
12¹⁵ – 12³⁰	М.О.Яушев²⁹, Исследование ридберговских состояний многоэлектронных атомов в оптических пинцетах
12³⁰ – 12⁴⁵	<u>А.М.Русских^{21,9}, И.С.Герасин^{21,16}, Н.О.Жаднов^{21,16}, О.В.Хронусова^{21,9}, И.В.Заливако^{21,16}, А.С.Борисенко^{21,16}, К.Ю.Хабарова^{21,16}, И.А.Семериков^{21,16}, Н.Н.Колачевский^{21,16}</u> , Спектроскопия квадрупольного перехода $^{171}\text{Yb}^+$ захваченного в поверхностную ловушку Пауля (<i>стр. 45</i>)
12⁴⁵ – 13⁰⁰	<u>Ch.Junxi^{14,7}, I.I.Beterov^{7,14,33,4}</u> , Solving Maximum-Cut problem using neutral atom quantum computer (<i>стр. 46</i>)
13⁰⁰ – 14³⁰	Обед

Экзотические квантовые системы

Председатель Тайченачев Алексей Владимирович

14³⁰ – 14⁴⁵	<u>М.С.Румянских⁴, А.В.Тайченачев⁴, И.Ф.Шайхисламов⁴, В.И.Юдин⁴</u> , Определение магнитных полей экзопланет с применением теории атомного выстраивания (<i>стр. 47</i>)
--	---

14⁴⁵ – 15²⁵	А.В.Кавокин ⁹ , Сверхтвёрдая фаза в экситон- поляритонах
15²⁵ – 15⁵⁰	С.В.Кавокина ⁹ , Экситонные и трионные переходы в одномерных углеродных цепочках
15⁵⁰ – 16²⁰	П.Л.Чаповский ^{3,4,24} , Основной принцип квантовой механики (стр. 48)
16²⁰ – 16⁴⁰	ЗАКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ

Список стеновых докладов

1	Р.Я.Ильенков ⁴ , <u>А.А.Кирпичникова</u> ⁴ , О.Н.Прудников ⁴	Пределы лазерного охлаждения атомов ^{199}Hg в бихроматической трехуровневой схемы в сравнении с монохроматической двухуровневой (стр. 49)
2	<u>А.П.Чуев</u> ¹⁶ , А.Подлесный ¹⁶ , А.О.Кадыков ¹⁶ , К.Е.Лахманский ¹⁶	Масс-селективная дестабилизация ахваченных ионов в поверхностной ловушке переменным двухчастотным полем (стр. 50)
3	<u>М.Р.Шабанова</u> ^{2,12} , А.В.Коханов ^{2,12} , А.П.Вялых ^{2,12} , Е.В.Дмитриева ^{2,12} , А.В.Семенко ² , Г.С.Белотелов ²	Магнитооптическая ловушка на основе атомного чипа как подсистема мобильного оптического стандарта частоты на атомах иттербия (стр. 51)
4	<u>О.В.Хронусова</u> ^{21,9} , Н.О.Жаднов ²¹ , А.М.Русских ^{21,9} , А.В.Масалов ^{21,16} , Н.Н.Колачевский ^{21,16}	Сравнение способов генерации лазерного излучения на длине волны 148.4 нм для ядерных оптических часов (стр. 52)
5	<u>Д.А.Раднатаров</u> ¹⁴ , И.В.Громов ¹⁴ , С.М.Кобцев ¹⁴	Формирование лазерных пучков с заданными профилем интенсивности с помощью тонких полимерных фазовых масок (стр. 53)
6	А.Р.Коловский ^{6,19} , <u>Л.А.Ким</u> ^{6,19}	Двухтерминальный транспорт в наклонённых решётках: от баллистического режима Ландауэра к диффузионному режиму Исаки-Цу (стр. 54)
7	<u>Г.В.Субботин</u> ^{16,12} , Д.А.Кумпилов ^{16,9} , А.М.Ибрахимов ^{16,9} , А.Е.Руднев ^{16,9} , И.А.Пырх ^{16,9} , И.С.Кожокару ^{16,21} , В.А.Хлебников ¹⁶ , П.А.Аксенцев ^{16,9} , С.А.Кузьмин ^{16,9} , А.Д.Раскатов ^{16,9} , Д.А.Першин ¹⁶ , В.В.Цыганок ¹⁶ , А.В.Акимов ^{16,21}	Получение конденсата Бозе-Эйнштейна атомов туния после оптического транспорта (стр. 55)
8	<u>И.С.Месензова</u> ⁴ , С.М.Игнатович ⁴ , М.Н.Скворцов ⁴ , Н.Л.Квашнин ²⁰	Влияние эллиптичности поляризации на стабильность КПН стандартов частоты на Rb87 и Cs133 (стр. 56)
9	<u>Д.Н.Капуста</u> ⁴ , С.М.Игнатович ⁴ , И.С.Месензова ⁴ , М.Н.Скворцов ⁴	Система автоподстройки частоты Nd:YAG-лазера на основе искусственной нейронной сети (стр. 57)
10	<u>Н.Д.Королев</u> ¹⁶ , Д.С.Рабинович ^{16,20,9} , К.Е.Лахманский ¹⁶	Влияние подавления квантовых ошибок методами машинного обучения на обучаемость вариационных квантовых алгоритмов (стр. 58)
11	<u>Ghadeer Suliman</u> ^{7,14} , I.I.Beterov ^{7,14,13,4}	Frequency locking of three lasers to a single ULE-glass cavity for three-photon Rydberg excitation of ultra-cold atoms (стр. 59)
12	А.К.Сологуб ^{7,14}	Моделирование электрического поля в экспериментах с ридберговскими атомами методом конечных элементов в QuickField (стр. 60)
13	<u>Г.А.Вишнякова</u> ^{9,21} , Т.А.Воронова ^{9,21} , К.О.Бабичев ^{9,21} , К.А.Лискова ⁹ , Н.Д.Матюхин ^{9,5} , А.Д.Легошин ⁹ , Д.О.Трегубов ²¹ , Г.В.Осипенко ⁹	Исследование удержания ультрахолодных высоковозбужденных атомов рубидия в оптической дипольной ловушке на длине волны 1012 нм (стр. 61)
14	<u>А.Кадыков</u> ¹⁶ , Н.Морозов ^{16,12} , А.Чуев ¹⁶ , Д.Донченко ^{16,12} , А.Матвеев ¹⁶ , К.Лахманский ¹⁶	Стабилизация кубитного лазера для проведения квантовых операций на холодных ионах $^{40}\text{Ca}^+$ (стр. 62)

Аффилиации участников конференции

- 1 Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия
2 Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ), Менделеево, Московская обл., Россия
3 Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия
4 Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия
5 Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия
6 Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия
7 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия
8 Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия
9 Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия
10 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия
11 Национальный исследовательский университет электронной техники МИЭТ, Зеленоград, Россия
12 Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия
13 Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия
14 Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
15 Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., Россия
16 Российский квантовый центр, Москва, Россия
17 Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
18 Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия
19 Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
20 Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия
21 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
22 Центр квантовых технологий, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
23 Центр междисциплинарных фундаментальных исследований, ВШЭ, Санкт-Петербург, Россия
24 Международный томографический центр СО РАН, Новосибирск, Россия
25 Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
26 Department of Optics, Palacký University, Olomouc, Czech Republic
27 Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Germany
28 Universite Paris-Saclay, CNRS, LPTMS, Orsay, France
29 University of Innsbruck, Austria
30 АО «ЛЛС», Санкт-Петербург, Россия
31 ООО «Научные приборы и системы», Новосибирск, Россия
32 ООО "Специальные Системы. Фотоника", Санкт-Петербург, Россия

ТЕЗИСЫ

ДОКЛАДОВ

Всероссийской научной конференции
с международным участием

"Физика ультрахолодных атомов – 2025"

22 – 24 декабря 2025 г., Академгородок, Новосибирск

Актуальные задачи современной квантовой метрологии

**О.Н. Прудников^{1,3}, Д.А. Капуста¹, А.Н. Гончаров^{1,2}, С.В. Чепуров¹,
В.И. Юдин^{1,2,3}, А.В. Тайченачев^{1,3}**

¹ Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

e-mail: oleg.nsu@gmail.com

Прецизионная квантовая метрология является одним из бурно развивающихся направлений атомной и лазерной физики. Квантовые сенсоры на основе волн материи переходят из стадии лабораторных исследований к одному из мощнейших инструментов для современной фундаментальной науки и практических приложений. Закладываемые уровни точности и чувствительности таких приборов перспективны для проверки основ фундаментальной физики, таких как гравитация, общая теория относительности [1], принцип эквивалентности не только в рамках классических теорий, но, в том числе, на квантовом уровне [2,3], где материя не имеет определённой траектории и описывается волновыми функциями, а энергия, вносящая вклад в массу, задается гамильтоновым оператором внутренних степеней свободы.

В докладе будут представлены основные перспективные направления развития в области современной квантовой метрологии, работы и достижения научных групп Института лазерной физики СО РАН в данном направлении [4].

Работа выполнена в рамках Госзадания ИЛФ СО РАН.

- [1] G.J. Whitrow, Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity. Phys. Bull. **25**, 65 (1974).
- [2] Remi Geiger, Michael Trupke, Proposal for a Quantum Test of the Weak Equivalence Principle with Entangled Atomic Species PRL **120**, 043602 (2018).
- [3] Lin Zhou, et al, PRA **104**, 022822 (2021).
- [4] В.И. Юдин, О.Н. Прудников и др., “Сдвиг в атомных интерферометрах, вызванный асимметрией формы линии”, Письма в ЖЭТФ **122**(11), 732–737 (2025).

Когерентное пленение населенностей для возмущений, не зависящих от времени

А.И. Пархоменко¹, А.М. Шалагин¹

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия
e-mail: shalagin@iae.nsk.su

Широко известны успехи нелинейной спектроскопии, связанной с воздействием электромагнитного излучения на квантовые объекты. Выявлено множество ярких физических проявлений в спектрах широкого диапазона: от радиочастот до ультрафиолетовой области спектра. Иногда в задачах нелинейной спектроскопии участвует и возмущение, не зависящее от времени. Как правило, это задачи с вырожденными атомными состояниями и с магнитным полем, снимающим это вырождение: эффект Ханле, эффекты когерентного пленения населенностей (КПН), вызванные электромагнитными полями [1, 2]. Нелинейные эффекты, вызываемые именно возмущением, не зависящим от времени, ранее практически не рассматривались. Нам известен только цикл работ (см. обзор [3]), где исследовались переходы между ядерными спиновыми модификациями молекул за счет внутримолекулярного магнитного поля. Здесь мы показываем, что аналог одного из ярких эффектов нелинейной спектроскопии – эффект когерентного пленения населенностей – может создаваться только за счет постоянных во времени возмущений.

Рассмотрим простейшую для эффекта КПН схему (Рис.1). Внешнее возмущение вызывает квантовые переходы $m-n$ и $m-l$ между общим уровнем m и уровнями n и l , которые не релаксируют (принадлежат основному состоянию атома). Уровень же m спонтанно распадается по каналам $m-n$ и $m-l$. В случае возмущения двухкомпонентным электромагнитным полем максимальный эффект реализуется при точном совпадении частот компонентов с частотами переходов $m-n$ и $m-l$. Если же частота компонентов возмущения нулевая, то эффект КПН максимален, если все три уровня имеют одну энергию (Рис.2). В качестве примера рассмотрим основное состояние атома с полным угловым моментом, равным единице. Система магнитных подуровней показана на Рис.2. Поперечное к оси квантования магнитное поле способно вызывать квантовые переходы $m-n$ и $m-l$. В этом отношении мы имеем аналог Рис.1. Для того, чтобы аналог был полным, нужно обеспечить распад m по каналам $m-n$ и $m-l$. С этой целью добавим оптическое излучение, поглощающееся на переходе с уровня m в возбужденное электронное состояние k с нулевым угловым моментом. Излучение выберем широким по спектру, чтобы не возникало лишних когерентных эффектов. За счет спонтанного распада уровня k реализуется релаксационный «распад» уровня m на уровни l и n . Дополнительно излучение обеспечивает неравновесность в населенностях уровней m , n и l , что необходимо для проявления квантовых переходов $m-n$ и $m-l$, а также по его поглощению отслеживается населенность уровня m .

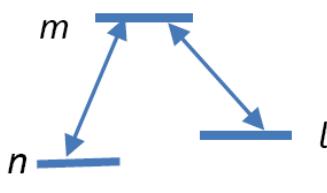


Рис.1

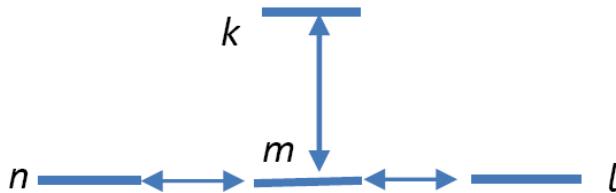


Рис. 2

В постановке задачи, отвечающей Рис.2, в полной мере проявляется эффект КПН: уровень m опустошается, а уровни n и l находятся в когерентной суперпозиции.

Работа выполнена в рамках Гос. задания (проект # 124041700105-5) в ИАиЭ СО РАН.

- 1.Л.Н. Новиков, Г.В. Скроцкий, Г.И. Соломахо, УФН **113**, 4 (1974).
2. E. Arimondo, Progress in Optics **35**, 257 (1996).
3. P.L. Chapovsky and L.J.F. Hermans, Annu. Rev. Phys. Chem. **50**, 315 (1999).

Атомный интерферометр для измерения абсолютного значения ускорения свободного падения

Г.В. Осипенко¹, М.С. Алейников¹, А.В. Новоселов¹

¹*ФГУП “ВНИИФТРИ”, Менделеево, РФ*

e-mail: osipenko9494@gmail.com

Задача о точном измерении абсолютного значения ускорения свободного падения находит свое применение в различных областях, таких как геофизика, метрология, навигация, фундаментальная наука. Приборы, основанные на применении атомной интерферометрии, имеют сравнимую с классическими аналогами точность, однако обладают лучшей чувствительностью и оперативностью [1,2,3].

В настоящем докладе представлены результаты по разработке интерферометра на холодных атомах рубидия для измерения абсолютного значения ускорения свободного падения. С помощью 3-х импульсной схемы [4], реализующей атомный интерферометр Маха-Цендера, получена интерференционная картина (Рис.1) со временем между импульсами $T = 120$ мс. Также в докладе представлены результаты по измерению абсолютного значения ускорения падения и приведен анализ основных источников шума, ограничивающих чувствительность прибора.

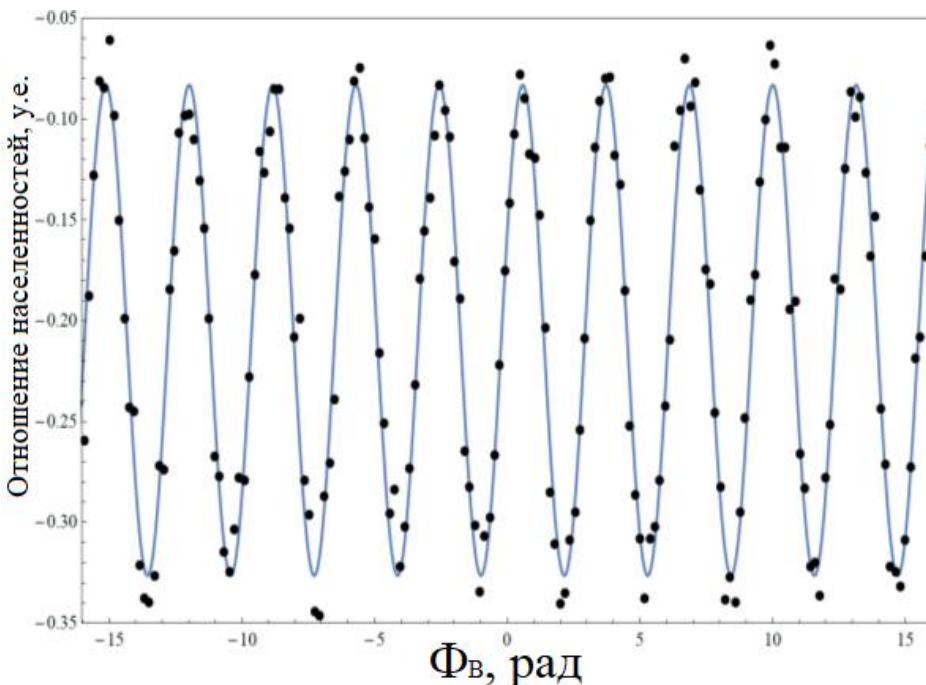


Рис. 1. Интерференционная картина, полученная путем изменения фазы Рамановского излучения.

- [1] P.Gillot, O.Francis, A.Landragin, F.P. Dos Santos, and S. Merlet, “Stability comparison of two absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers”, Metrologia, vol. 51, pp. L15–L17, 2014.
- [2] R. Karcher, A. Imanaliev, S. Merlet and F. Pereira Dos Santos, “Improving the accuracy of atom interferometers with ultracold sources”, New Journal of Physics, vol. 20, pp. 113041, 2018.
- [3] Б. А. Виноградов, К. А. Карпов, А. В. Турлапов, “КВАНТОВЫЕ ГРАВИМЕТРЫ НА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМАХ”, Альманах современной метрологии. – 2020. – №. 4. – С. 364-376.
- [4] M. Kasevich and S. Chu, “Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer”, Applied Physics B, vol. 54 (5), pp. 321-332, 1992.

Баллистический квантовый гравиметр с частотой опроса более 10 Гц

**Д.Н. Капуста¹, А.Э. Бонерт¹, А.Н. Гончаров^{1,2,3}, К.Н. Адамов^{1,2},
О.Н. Прудников^{1,2}, А.В. Тайченачев^{1,2}**

¹ Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

e-mail: dmitriikapusta@mail.ru

Квантовый гравиметр (КГ), основанный на интерференции ультрахолодных атомов, был впервые реализован в 1991 году М. Касевичем и С. Чу [1], что стало важным этапом в развитии высокоточной гравиметрии. Последующий прогресс в развитии методов лазерного охлаждения и атомной интерференции привел к тому, что КГ стал одним из наиболее чувствительных и прецизионных инструментов для измерения ускорения свободного падения g .

Ранее нами был продемонстрирован прототип КГ [2,3]. В настоящей работе проведено исследование, направленное на повышение стабильности интерференционного сигнала и улучшение ключевых метрологических параметров КГ. Проведено экспериментальное исследование источников шумов в интерференционном сигнале и выполнена их компенсация. Для подавления влияния медленных дрейфов и флуктуаций числа атомов ^{87}Rb реализована нормировка интерференционного сигнала благодаря регистрации числа атомов в состоянии $|F = 2\rangle$ и полного числа атомов $|F = 1\rangle + |F = 2\rangle$ для каждого экспериментального цикла. Разработана и применена усовершенствованная электронная система управления частотой рамановского излучения, обладающая существенно меньшими фазовыми шумами по сравнению с ранее применяемой схемой [3]. Данные технические улучшения КГ обеспечили достижение чувствительности и долгосрочной стабильности измерений g на уровне около $2 \text{ мГал}/\sqrt{t}$ и 100 мкГал соответственно (Нис. 1).

Нами было проведено исследование по компенсации фазового сдвига интерференционного сигнала, обусловленного вибрациями. В частности, реализована система посткоррекции вибрационных шумов в сигнале КГ на основе данных с акселерометра. Данный подход был успешно протестирован в условиях повышенных вибрационных возмущений, моделирующих полевые условия, и продемонстрировал снижение вибрационного фазового шума более чем в 2 раза.

В настоящей работе было проведено исследование зависимости чувствительности и стабильности КГ от частоты повторения измерений. Продемонстрирована возможность работы КГ при частотах опроса более 10 Гц без заметного снижения его метрологических характеристик.

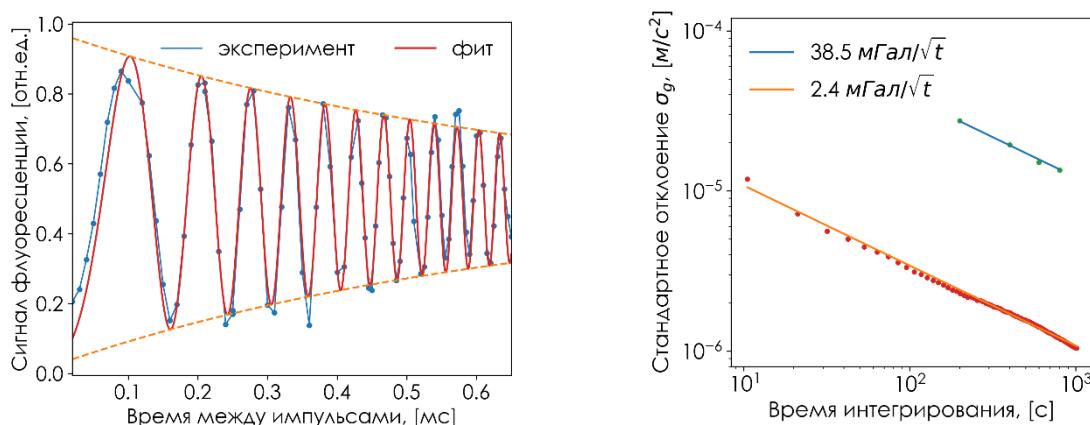


Рис. 1. Графики зависимости сигнала атомной флуоресценции от времени между рамановскими импульсами T (слева) и зависимости величины стандартного отклонения от времени усреднения при измерениях g (справа).

Работа поддержана грантом РНФ 23-12-00182.

[1] Kasevich M., Chu S., Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).

[2] Бонерт А.Э. и др., ЖЭТФ. **166**. 453-459 (2024).

[3] Капуста Д.Н. и др., ЖЭТФ. **168**. 47-54 (2025).

Superfluid transition in disordered dipolar Fermi gases

G.V. Shlyapnikov^{1,2}

¹ Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow 121205 Russia
² Université Paris-Saclay, CNRS, LPTMS, 91405 Orsay, France

I consider a weakly interacting two-component Fermi gas of dipolar particles (magnetic atoms or polar molecules) in the two-dimensional geometry. The dipole-dipole interaction (together with the short-range interaction at Feshbach resonances) for dipoles perpendicular to the plane of translational motion may provide a superfluid transition. The dipole-dipole scattering amplitude is momentum dependent, which violates the Anderson theorem claiming the independence of the transition temperature on the presence of weak disorder. It is shown that the disorder can strongly increase the critical temperature (up to 10 nK at realistic densities). This opens wide possibilities for the studies of the superfluid regime in weakly interacting Fermi gases, which was not observed so far.

I then consider a superfluid transition in two-component dipolar Fermi gases in a two-dimensional lattice with a weak on-site disorder. It is found that in a sufficiently deep lattice (tight-binding regime) and in the low momentum limit, superfluid properties can be considered in the same way as in free space, replacing the mass of atoms by an effective mass in the lattice. The disorder-induced increase of the critical temperature can be rather large.

Хаотическая динамика и квантовый транспорт в одночастичных и многочастичных системах

А.Р. Коловский^{1,2}

¹ Институт физики им. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

² Сибирский Федеральный Университет Красноярск, Россия

e-mail: andrey.r.kolovsky@gmail.com

В докладе представлен краткий обзор задач квантового транспорта, где хаотическая динамика системы играет ключевую роль. Сначала мы рассмотрим задачи одночастичной квантовой механики, затем перейдем к консервативным (изолированным) системам большого числа тождественных частиц и затем к диссипативным (открытым) многочастичным системам, что следует историческому пути развития теории Квантового Хаоса за прошедшие 40 лет.

Под одночастичными задачами понимается случай, когда знание волновой функции частицы достаточно, чтобы объяснить результаты лабораторных экспериментов. Многочастичный случай подразумевает знание многочастичной волновой функции, где ключевой момент это учет межчастичного взаимодействия. Обычно для этих задач анализ транспорта производится с использованием формализма вторичного квантования, где следует различать случаи Бозе и Ферми статистики. Наконец, в случае открытых систем математический формализм основан на основном кинетическом уравнении для многочастичной матрицы плотности системы. В эту категорию попадают задачи транспорта, когда два резервуара Бозе или Ферми частиц соединены между собой исследуемой системой, и мы интересуемся стационарным током частиц через систему.

Обзор строится на рассмотрении конкретных физических примеров без использования сложных математических методов как функции Грина, диаграммных подходов, и т.д. Кроме того, для многочастичных систем мы, как правило, рассматриваем случай Бозе статистики, имея виду задачи транспорта для холодных Бозе атомов в оптических решетках.

Участие в работе конференции осуществлялось за счет гранта Российского научного фонда № 25-12-00268.

- [1] A.R. Kolovsky, *Chaotic Dynamics and Quantum transport*, a chapter in *Comprehensive Quantum Physics*, vol.7, Elsevier, Amsterdam (2026).

Геометрическая фаза двухчастичной волновой функции Бете

В.А. Томилин^{1,2}, А.М. Ростом^{1,2}, Л.В. Ильинчёв^{1,2,3}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

³ Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

e-mail: 8342tomilin@mail.ru

Точно решаемые модели в квантовой механике играют важную роль для более глубокого понимания физических процессов, происходящих в реальных системах. Развитие экспериментальных методов управления ультрахолодными атомами позволяет практически реализовать точно решаемые модели многочастичных систем в геометрии низкой размерности [1,2]. В этой связи теоретические результаты, полученные в рамках этих моделей, могут быть немедленно подтверждены в реальных экспериментальных системах. Так, были практически реализованы режимы, демонстрирующие особенности многочастичных квантовых корреляций в низкоразмерных системах [3,4], их поведение в термодинамическом пределе [5] и явления фазовых переходов [6,7].

В серии работ [8] была разработана оригинальная концепция квантового гиromетра и квантового акселерометра, основным элементом которых, чувствительным к неинерциальности системы отсчёта, является пара мод атомарного конденсата, имеющих квазидономерную кольцевую конфигурацию с локализованной неоднородностью – дефектом, структура которого задаёт ориентацию на кольце. Измеряемой величиной, несущей информацию об угловой скорости вращения (в случае гироскопа) или линейного ускорения (в случае акселерометра), являлась разница геометрических фаз, приобретаемая состояниями мод в результате определённой эволюции параметров дефекта. При этом оказалось неучтённым взаимодействие между частицами, которое играет существенную роль в низкоразмерных системах. В данной работе это взаимодействие учтено в модели Либа-Линиджера [9] для простейшей двухчастичной системы с отталкивающим взаимодействием.

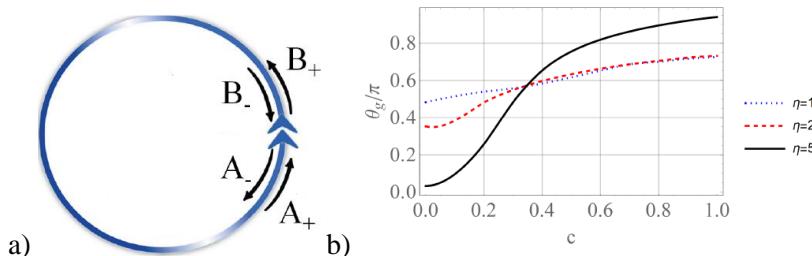


Рис. 1. а) Геометрия задачи. Двойной стрелкой отмечен потенциальный дефект, характеризующийся параметрами η и α (амплитудный коэффициент пропускания дефекта равен $\text{sech } \eta$; фазовый сдвиг прошедших волн равен α); параметры $A_{+,-}$, $B_{+,-}$ описывают амплитуды падающих и отражённых волн. б) Геометрическая фаза, приобретаемая в результате вариации α на величину 2π , вычисленная для одного из возбуждённых состояний системы в зависимости от параметра межчастичного взаимодействия c (в единицах $\hbar = m = 1$) при разных значениях параметра η потенциального дефекта.

Найден энергетический спектр системы и описана его зависимость от параметров задачи (Рис. 1а). Показано, что взаимодействие приводит к увеличению геометрической фазы при выбранном контуре вариации параметров дефекта. При этом в зависимости от величины взаимодействия более выгодным в смысле величины приобретаемой геометрической фазы может оказаться дефект с большим или меньшим коэффициентом пропускания (Рис. 1б). Этому явлению найдено объяснение в рамках асимптотического исследования режимов сильного и слабого взаимодействия.

Работа поддержана грантом 23-12-00182 Российского научного фонда (<https://rscf.ru/project/12-00182/>)

- [1] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Rev. Mod. Phys. **80**, 885 (2008).
- [2] M.A. Cazalilla, R. Citro, T. Giamarchi, E. Orignac, and M. Rigol, Rev. Mod. Phys. **83**, 1405 (2011).
- [3] T. Kinoshita, T. Wenger, and D.S. Weiss, Nature (London) **440**, 900 (2006).
- [4] A. Imambeikov and L.I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **100**, 206805 (2008).
- [5] A. Minguzzi and P. Vignolo, AVS Quantum Science **4**, 027102 (2022).
- [6] T. Donner, S. Ritter, T. Bourdel, A. Ottl, M. Kohl, and T. Esslinger, Science **315**, 1556 (2007).
- [7] N. Gemelke, X. Zhang, C.-L. Hung and C. Chin, Nature **460**, 995–998 (2009).

Формирование 2D- и 3D-МОЛ с непрерывным потоком холодных атомов ^{171}Yb

**Х.Т. Смазнова^{1,2}, И.Ю. Макарычев¹, Д.А. Мишин¹, Д.И. Проворченко¹, Д.О. Трегубов¹,
Н.Н. Колачевский^{1,2}, А.А. Головизин^{1,2}**

¹Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Россия

²РКЦ, Москва, Сколково, Большой б-р, 30, стр.1, 121205, Россия

e-mail: h.smaznova@lebedev.ru

За последние два десятилетия ансамбли ультрахолодных атомов редкоземельных металлов стали перспективной платформой для квантовых вычислений, обработки квантовой информации и оптических атомных часов [1,2,3]. Схемы двумерных магнитооптических ловушек (2D-МОЛ) обладают рядом преимуществ: компактная архитектура установки допускает близкое расположение источника горячих атомов к центру формирования 2D-МОЛ; пространственное разделение камер 2D- и 3D-МОЛ позволяет достичь условий высокого вакуума в научной камере.

Настоящая работа посвящена созданию 2D-МОЛ с непрерывным источником холодных атомов ^{171}Yb . Первичное и вторичное охлаждение атомов осуществляется на переходе $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ на длине волны 398,9 нм с естественной шириной линии 29,1 МГц. Экспериментальная установка состоит из двух вакуумных камер (Рис. 1). В первой вакуумной камере формируется ансамбль холодных атомов и, путём перекрытия обратного хода горизонтального охлаждающего пучка, образуется непрерывный поток холодных атомов со средней продольной скоростью ~ 15 м/с. Для разгона атомов используется 0,8 мВт выдувающего пучка с радиусом порядка 2 мм. Разработанная схема обеспечила перезагрузку ~ 600 тысяч атомов в 3D-МОЛ со временем жизни ~ 7 с, что указывает на высокий вакуум в основной камере.

Перспективной работой на данной системе является создание гетероатомного массива одиночных атомов Тm и Yb для реализации квантовых вычислений и симуляторов.

Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от «21» августа 2025 года.

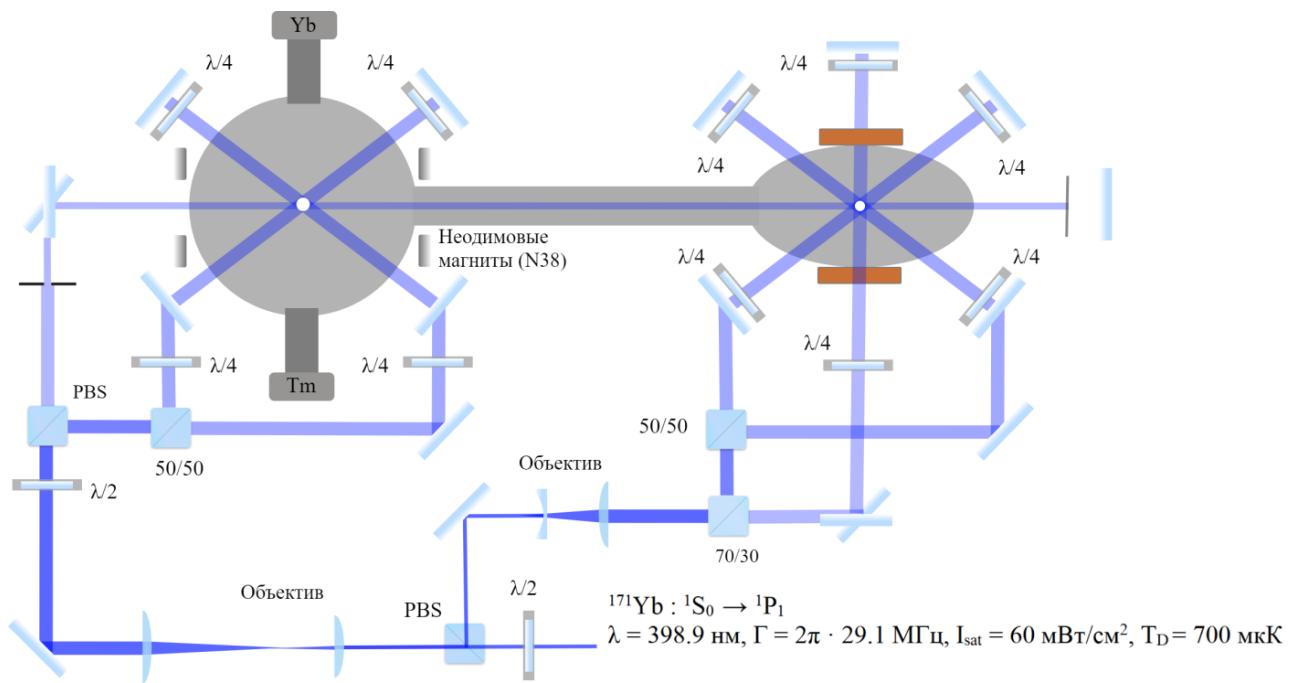


Рис. 1. Схема эксперимента.

- [1] Ma, Shuo, et al. "Universal gate operations on nuclear spin qubits in an optical tweezer array of Yb 171 atoms." *Physical Review X* 12.2 (2022): 021028.
- [2] Bluvstein, Dolev, et al. "Logical quantum processor based on reconfigurable atom arrays." *Nature* 626.7997 (2024): 58–65.
- [3] D. Mishin, D. Provorchenko, D. Tregubov, N. Kolachevsky, and A. Golovizin, "Continuous operation of a bicolor thulium optical lattice clock," *Applied Physics Express* 14, 112006 (2021).

Захват и регистрация атомов ^{171}Yb в оптическом пинцете

**М.М. Протовых¹, Д.О. Трегубов¹, М. О. Яушев¹, Н.Ю. Шлыков¹, К.О. Бабичев¹,
И.Ю. Макарычев¹, А.А. Головизин^{1,2}, Н.Н. Колачевский¹**

¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва, Россия*

²*Международный центр квантовых технологий, г. Москва, Россия*

e-mail: m.prutovyh@lebedev.ru

Системы на нейтральных атомах являются одним из ведущих направлений развития масштабируемых квантовых вычислителей и квантовых симуляторов, в которых отдельные атомы выступают в роли управляемых квантовых объектов. В таких платформах адресуемые оптические ловушки (оптические пинцеты) позволяют захватывать и манипулировать отдельными атомами, образуя перестраиваемые двумерные массивы. Изотоп ^{171}Yb рассматривается как один из наиболее перспективных кандидатов для применения в таких системах благодаря возможности глубокого охлаждения на узкой линии $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ (556 нм), что обеспечивает эффективный захват и стабильное удержание атомов в дипольных ловушках микрометрового масштаба [1–3].

В проведённой работе реализовано лазерное охлаждение атомов иттербия по двухступенчатой схеме: первичный захват осуществляется на широком переходе в первой камере, после чего холодные атомы с помощью выталкивающего луча переносятся во вторую камеру, где выполняется охлаждение на узкополосном переходе $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$, что позволяет достигать температур порядка десятков микроКельвин, необходимых для загрузки в дипольные ловушки с размером перетяжки порядка ~ 1 мкм. Такой подход применяется в экспериментах с дивалентными атомами, включая стронций и иттербий [1].

Для формирования дипольной ловушки на длине волны 759 нм с характерной перетяжкой 0.9 мкм был использован высокоапертурный объектив с числовой апертурой NA = 0.4. Этот же объектив обеспечивает эффективный сбор флуоресценции атомов на длине волны 556 нм для считывания. Такая оптическая система позволит масштабировать массив до более чем 200 независимых пинцетов [4].

При загрузке атомов из магнитно-оптической ловушки в дипольную ловушку получено стабильное удержание атомов ^{171}Yb в оптическом пинцете глубиной ≈ 0.5 мК. Выполнена спектроскопия локализованных атомов на переходе $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ при различных значениях магнитного поля, и наблюдаемый сдвиг резонанса соответствует зеемановскому расщеплению уровня 3P_1 , что согласуется с данными спектроскопии в пинцетах на атомах иттербия [1,2]. Сформированные гистограммы распределения сигнала флуоресценции при считывании демонстрируют статистику загрузки и подтверждают захват одиночных атомов после процедуры LAC (light-assisted collisions).

Таким образом, продемонстрирована загрузка и удержание холодных атомов ^{171}Yb в оптическом пинцете, проведена спектроскопия локализованных атомов и определены параметры магнитного поля и частотной отстройки лазеров, необходимые для оптимизации захвата. Реализован надёжный захват одиночных атомов с использованием LAC. Созданная нами оптическая система совместима с построением массива более 200 пинцетов, что формирует основу для дальнейшего создания программируемой платформы на нейтральных атомах.

- [1] Saskin S., Wilson J.T., Grinkemeyer B., Thompson J.D. Narrow-Line Cooling and Imaging of Ytterbium Atoms in an Optical Tweezer Array // *Phys. Rev. Lett.* 2019. 122. 143002.
- [2] Jenkins A., Lis J.W., Senoo A., McGrew W.F., Kaufman A.M. Ytterbium Nuclear-Spin Qubits in an Optical Tweezer Array // *Phys. Rev. X*. 2022. 12. 021027.
- [3] Ma S., Burgers A.P., Liu G., Wilson J., Zhang B., Thompson J.D. Universal Gate Operations on Nuclear Spin Qubits in an Optical Tweezer Array of ^{171}Yb Atoms // *Phys. Rev. X*. 2022. 12. 021028.
- [4] А. А. Головизин, Н. Ю. Шлыков, М. О. Яушев, С. В. Климов, А. А. Двуреченский, Д. О. Трегубов, Н. Н. Колачевский, ОБЪЕКТИВ С ЧИСЛОВОЙ АПЕРТУРОЙ 0.4 ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ПИНЦЕТОВ АТОМОВ ИТТЕРБИЯ, ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2025, № 5

Лазерное охлаждение нейтральных атомов в дипольных ловушках до основного колебательного состояния

Д.И. Проворченко¹, Д.А. Мишин¹, Д.О. Трегубов¹, Н.Н. Колачевский^{1,2}, А.А. Головизин^{1,2}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

²РКЦ, Москва, Сколково, Большой б-р, 30, стр.1, 121205, Россия

e-mail: provorchenko.di@phystech.edu

Ансамбли ультрахолодных атомов, захваченные в оптические дипольные ловушки, являются одной из перспективных платформ для создания универсальных квантовых вычислителей и сенсоров. Было продемонстрировано, что в таких системах можно достичь высокого уровня достоверности одно- и двух кубитных операций, достаточного для реализации различных квантовых алгоритмов, а также кодов коррекции ошибок [1].

Одним из факторов, ограничивающих характеристика подобных устройств, является движение атомов в удерживающем потенциале, приводящее как к ухудшению когерентности, так и к уменьшению достоверности выполняемых операций. По этой причине необходимым этапом подготовки атомной системы, используемой в качестве кубитов, является охлаждение атомов до основного колебательного состояния.

В данной работе продемонстрировано охлаждение ансамбля нейтральных атомов в магнито-оптической ловушке на спектрально узком переходе до температуры порядка предела отдачи ($T < 1 \text{ мкК}$), что необходимо для эффективной перезагрузки атомов из МОЛ в дипольные ловушки. Для атомов, перезахваченных в дипольную ловушку был разработан протокол подготовки, включающий в себя охлаждение до основного колебательного подуровня ($n_z = 0$), допплеровское охлаждение в радиальном направлении, а также подготовку атомов в начальном кубитном состоянии.

Работа выполнена при поддержке Россатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора №868/1653-Д от «21» августа 2025 года.

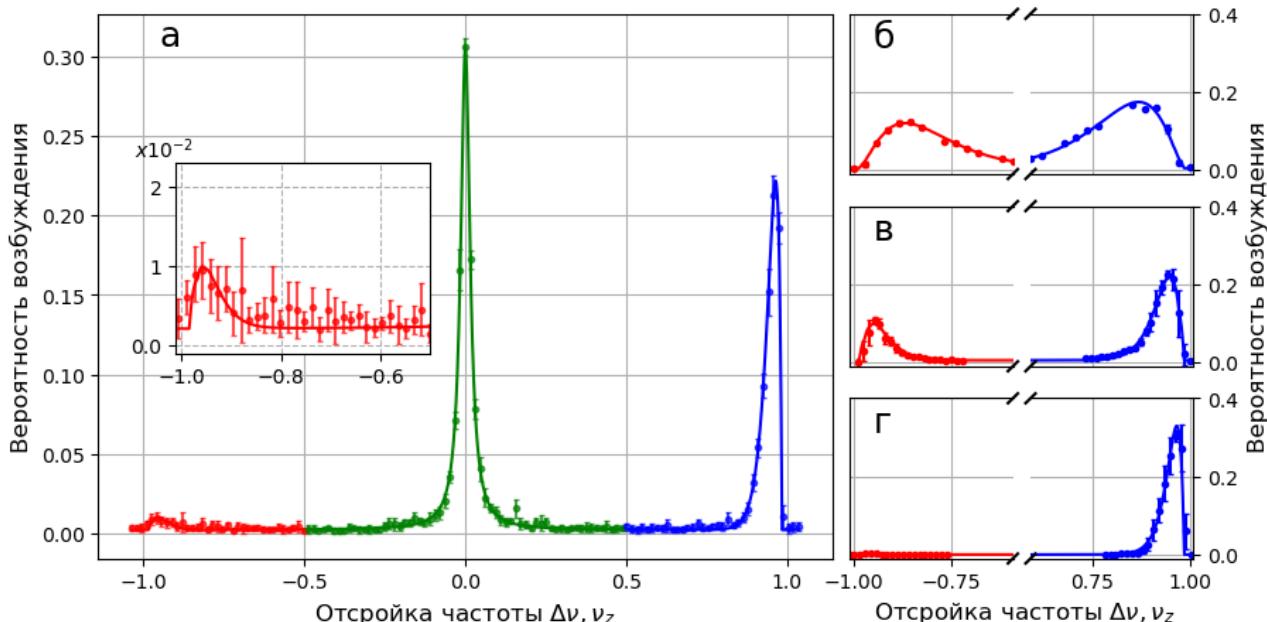


Рис. 1 Спектроскопия боковых колебательных частот перехода между основным и метастабильным уровнем на разных этапах эксперимента. Представлен спектр боковых колебательных частот сразу после перезахвата атомов из МОЛ (б), после радиального (в) и аксиального (г) охлаждения, а также итоговый спектр боковых колебательных частот, после подготовки атомов в начальном кубитном состоянии (а). Конечное среднее колебательное число $n_z = 0.01(1)$.

[1] Evered, Simon J., et al. "High-fidelity parallel entangling gates on a neutral-atom quantum computer." *Nature* 622.7982 (2023): 268-272.

Текущие результаты разработки френелевского отражателя и зеемановского замедлителя для лазерного охлаждения атомов иттербия

А.П. Вяльых^{1,2}, А.В. Семенко¹, Г.С. Белотелов¹

¹ ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Менделеево, Московская область, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия
e-mail: apv11110000@yandex.ru

Оптические стандарты частоты (ОСЧ) являются перспективным инструментом для сверхточных частотно-временных измерений. Достигнутые ими метрологические характеристики позволяют использовать их в формировании шкал времени, измерениях гравитационного потенциала, геодезии, геологоразведке и глобальных навигационных спутниковых системах [1]. Большинство из перечисленных применений требуют наличия компактных установок, пригодных к транспортировке. Среди различных способов компактификации ОСЧ нашим коллективом в качестве наиболее перспективного было предложено использование компактной системы лазерного охлаждения (СЛО) на основе френелевского отражателя [2]. На данный момент ведётся её активная разработка для атомов иттербия.

Предложенная СЛО состоит из зеемановского замедлителя, работающего на дипольном переходе $^1S_0-^1P_1$, и однолучевой магнитооптической ловушки (МОЛ), формируемой френелевским отражателем и работающей на интеркомбинационном переходе $^1S_0-^3P_1$. После охлаждения в МОЛ атомы иттербия в дальнейшем будут загружаться в оптическую решётку для проведения спектроскопии часового перехода.

В настоящей работе представлены текущие результаты разработки компактной СЛО. На данный момент разработана технология, позволившая изготовить тестовый образец френелевского отражателя с оптимальной геометрией. С использованием данного образца была реализована однолучевая МОЛ для атомов иттербия на дипольном переходе $^1S_0-^1P_1$, определена оптимальная отстройка частоты лазерного излучения МОЛ от резонанса этого перехода, составившая 24 МГц в красную область спектра. Количество захваченных атомов ^{174}Yb составило более 10^7 , что совпадает по порядку величины с результатами, полученными в классической шестилучевой МОЛ [3]. Также был изготовлен зеемановский замедлитель, экспериментально определена оптимальная конфигурация магнитных полей для замедления атомов. Токи в катушках замедлителя не превышают 10 А, что позволяет использовать их без водяного охлаждения.

В ходе экспериментов при реализации однолучевой МОЛ на интеркомбинационном переходе был обнаружен ряд проблем. Основная из них – множественные паразитные переотражения лазерных пучков, формирующих МОЛ и отражённых френелевским отражателем. Переотражения создают засветки на матрице ПЗС-камеры и, соответственно, препятствуют наблюдению флуоресценции облака атомов в реальном времени. Это обусловлено тем, что флуоресценция на интеркомбинационном переходе на два порядка слабее, чем на дипольном, за счёт существенно меньшей ширины спектральной линии (182 кГц против 29 МГц, соответственно). Одним из возможных вариантов решения данной проблемы является переход от наблюдения облака атомов в реальном времени к его детектированию при помощи отдельного лазерного луча. Такой метод позволит избежать паразитных засветок, так как при детектировании излучение МОЛ можно отключать. В будущем планируется реализация указанного метода.

- [1] Г.С. Белотелов, Д.В. Сутырин, С.Н. Слюсарев, Альманах современной метрологии, **4**(28), 100-108 (2019).
- [2] А.П. Вяльых и др., тезисы конференции "Физика ультрахолодных атомов", Новосибирск, Академгородок, 43 (2024).
- [3] А.П. Вяльых и др., Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, **119**(4), 273-282 (2024).

Захват и охлаждение атомов ртути в бихроматическом световом поле

Р.Я. Ильенков¹, О.Н. Прудников¹, А.А. Кирпичникова¹, А.В. Тайченачев^{1,2}, В.И. Юдин^{1,2}

¹ Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: ilenkov.roman@gmail.com

Холодные атомы ртути – одна из перспективных платформ для создания высокоточных стандартов частоты и времени - атомных часов [1] и квантовых сенсоров высокой точности. Атомы ртути обладают: высоким порогом ионизации, малая частота отдачи – $\omega_R \approx 14$ кГц для часового перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$; а также малая чувствительность к излучению чёрного тела – сдвиг уровней часового перехода при комнатной температуре составляет $\Delta v_{BBR}/v \approx -1.6 \times 10^{-16}$ [2, 3].

Данная работа посвящена реализации концепции макроскопической бихроматической чисто-оптической ловушки для атома ^{199}Hg [4]. Была создана аналитическая модель лазерного охлаждения описывающая зависимость силы, действующей на атом от его скорости в слабом бихроматическом световом поле, и возникающий макроскопический оптический потенциал с пространственным периодом 0,68 см. Была создана численная модель лазерного охлаждения атомов вне рамок приближения слабых световых полей, с полным учетом реальной атомной структуры уровней, включая сверхтонкое расщепление уровней. Показано совпадение результатов численной и аналитической модели в области применимости аналитической модели.

Были проанализированы силы, действующие на атом при различных параметрах компонент бихроматического светового поля: параметров насыщения S_1, S_2 и отстроек от переходов δ_1, δ_2 . Были построены карты температур, и показана возможность охлаждения атомов ниже доплеровского предела при достаточно глубоком оптическом потенциале (сотни $\hbar\gamma$). Было решено уравнение Ланжеяна для исследования захвата атомов ртути в макроскопическую ловушку (Рис.1а). Показано, что атомы вначале охлаждаются до низких температур, а после дрейфуют к центру ловушки. При этом, для данных параметров фазовая плотность захваченных в центр ловушки атомов изображена на Рис. 1б, Облако атомов в данном режиме будет иметь микрометровый размер, а его температура оказывается ниже доплеровского предела.

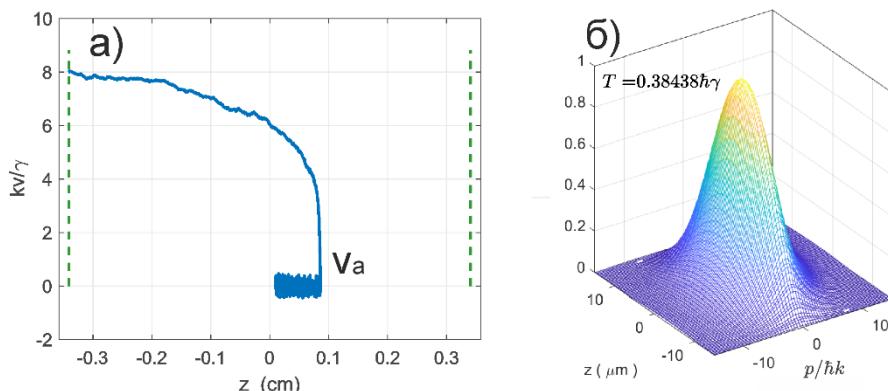


Рис. 1 Захват (а) ансамбля холодных атомов в макроскопическом оптический потенциал и их фазовое распределение (б). Двойная $\text{lin} \parallel \text{lin}$ полевая конфигурация. Параметры задачи: $S_1 = 0.1$, $S_2 = 0.2$, $\delta_1 = -2\gamma$, $\delta_2 = -0.5\gamma$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-22-00314, <https://rscf.ru/project/25-22-00314/>

- [1] A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, S.N. Bagaev, Phys. Usp. **59**, 184 (2016).
- [2] H. Hachisu, K. Miyagishi, S.G. Porsev, A. Derevianko, V.D. Ovsianikov, V.G. Pal'chikov, M. Takamoto, and H. Katori, Phys. Rev. Lett. **100**, 053001 (2008).
- [3] R. Tyumenev, M. Favier, S. Bilicki, E. Bookjans, R. Le Targat, J. Lodewyck, D. Nicolodi, Y. Le Coq, M. Abgrall, J. Gu'ena, New J. of Phys. **18**, 113002 (2016).
- [4] O.N. Prudnikov, R.Ya. Ilenkov, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, and S.N. Bagaev, Phys. Rev. A **108**, 043107 (2023).

Реализация двухкубитных ридберговских операций на нейтральных атомах ^{87}Rb в системах с различными промежуточными уровнями

И.В. Юхновец^{1,2,3}, И.Б. Бобров⁴, О.В. Бычкова¹, Г.И. Стручалин⁴, С.С. Страупе^{2,4}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва, Россия

² Российский квантовый центр, Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

⁴ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

e-mail: i.yukhnovets@qtc.ru

Преимуществом квантовых вычислений на нейтральных атомах в сравнении с другими платформами (ионными, сверхпроводниковыми и т.п.) является повышенная возможность масштабирования квантовых регистров вплоть до нескольких сотен и даже тысяч кубитов. В то время как для однокубитных операций достигнута точность 99,997% [1], двухкубитные в настоящее время характеризуются значениями ошибки на 2..3 порядка выше [2].

В экспериментальной установке авторов реализуется двухкубитный гейт, аналогичный представленному в [3]. Рассматриваются схемы двухфотонного ридберговского возбуждения как через промежуточный уровень $5\text{P}_{1/2}$, так и через уровень $6\text{P}_{3/2}$. И первое [2, 3], и второе [4] состояния активно применяются в системах такого типа в качестве промежуточных.

В оптической схеме, использующей $5\text{P}_{1/2}$, лазерный луч первой ступени является глобальным, а для лазера второй ступени реализована локальная адресация на запускаемые (целевые) кубиты. Длины волн подобраны так, чтобы заселялось ридберговское состояние $60\text{S}_{1/2}$. Уровни с меньшим n предпочтительнее в связи с уменьшенной чувствительностью системы к внешним электрическим полям и меньшим радиусом блокады, однако дальнейшее уменьшение n приводит к снижению блокадного сдвига энергий при неизменном расстоянии между атомами, а сократить его (получить менее 3,6 мкм) нет экспериментальной возможности.

Для адресного возбуждения нужно обеспечить как можно более равномерное распределение интенсивности и фазы лазерного луча в точке попадания на два целевых атома. Для этого используется так называемый «плоский» пучок, полученный с помощью суперпозиции восьми первых чётных мод Эрмита-Гаусса. Пучок создаётся с применением фазового модулятора света, на который подаётся голограмма, вычисленная по методу Bolduc et al. [5].

В экспериментах с переходом через $6\text{P}_{3/2}$ целевые кубиты размещаются в отдельной зоне перепутывания. Оба лазера являются глобальными и имеют пространственную поперечную моду TEM_{00} , в их оптических трактах отсутствуют элементы, осуществляющие сложную фазовую модуляцию. В этой схеме возбуждается ридберговское состояние $74\text{S}_{1/2}$. Несмотря на большее в сравнении с первым случаем значение n , заметно уменьшение затухания осцилляций Раби ридберговского возбуждения.

Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от 21 августа 2025 года.

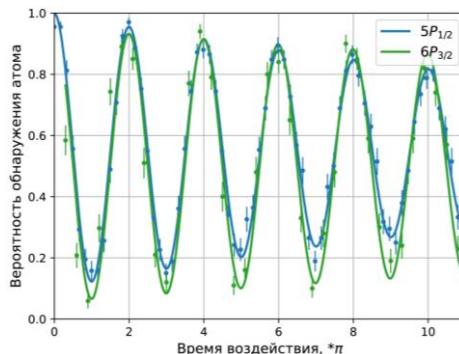


Рис. 1. Одночастичные осцилляции Раби ридберговского перехода при использовании локального возбуждения через промежуточный уровень $5\text{P}_{1/2}$ (голубой цвет) и глобального возбуждения через $6\text{P}_{3/2}$ (зелёный)

- [1] C. Sheng, X. He, P. Xu et al., Phys. Rev. Lett. **121**, 240501 (2018).
- [2] S.J. Evered, D. Bluvstein, M. Kalinowski et al., Nature **622**, 268 (2023).
- [3] H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini et al., Phys. Rev. Lett. **123**, 170503 (2019).
- [4] Z. Fu, P. Xu, Y. Sun et al., Phys. Rev. A **105**, 042430 (2022).
- [5] E. Bolduc, N. Bent, E. Santamato, E. Karimi and R.W. Boyd, Opt. Lett. **38**, 3546 (2013).

Многократно повторяемые двухкубитные операции на основе эффекта ридберговской блокады: анализ ошибок и атомного движения

Н.А. Мороз^{1,2,3}, Л.В. Герасимов^{1,2}, К.С. Тихонов^{1,2,3,4}, Д.В. Куприянов^{1,2}

¹ Центр междисциплинарных фундаментальных исследований, НИУ ВШЭ, Санкт-Петербург, Россия

² Центр квантовых технологий, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³ Физический институт имени П.Н.Лебедева, Москва, Россия

⁴ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: lgerasimov@hse.ru

В работе проводится теоретическое исследование эволюции двухкубитного ридберговского CZ-вентиля при его многократном выполнении над парой атомов. Поскольку большинство квантовых алгоритмов и схем квантовой коррекции ошибок опираются на последовательности из многих двухкубитных операций, возникает фундаментальный вопрос о том, как повторные акты перепутывания взаимно влияют друг на друга и как накапливающиеся ошибки модифицируют динамику атомной пары. В отличие от хорошо изученной динамики одиночного CZ-вентиля, поведение системы при многократном применении перепутывающих операций остаётся существенно менее исследованным. В качестве репрезентативного примера в нашей работе рассматривается CZ-протокол с управляемыми фазами, предложенный H. Levine *et al.* (2019) [1]. При построении модели ошибок нами используются предыдущие результаты по моделированию одиночных ридберговских вентилей [2,3].

Мы развиваем вычислительный метод, основанный на разложении Ли-Троттера-Магнуса, который позволяет последовательно учитывать квантовое поступательное движение атомов, эффект фотонной отдачи, пространственную неоднородность управляющих полей и флуктуации сдвига ридберговской блокады при конечной температуре. Разработанная схема обеспечивает вычисление состояния двухатомной системы после произвольного числа повторных вентилей и даёт возможность анализировать фундаментальные механизмы, определяющие деградацию достоверности при многократных актах перепутывания.

Мы показываем, что точность последовательности из N вентилей падает заметно быстрее, чем предсказывает степенная зависимость F_1^N , предполагающая независимость операций. Сравнение с полным квантовым моделированием выявляет накопление корреляций между поступательными степенями свободы атомов, обусловленных неоднородностью управляющих полей и остаточным движением. Показано также, что распределения по колебательным состояниям начинают существенно отличаться от распределений Гиббса уже после нескольких итераций, что ограничивает применимость эффективной температуры как характеристики нагрева. Обсуждаются возможные стратегии смягчения выявленных эффектов, включая использование негауссовых профилей пучков и адаптивный выбор длительности CZ-вентиля.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 23-72-10012).

- [1] H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, A. Omran, T.T. Wang, S. Ebadi, H. Bernien, M. Greiner, V. Vuletić, H. Pichler, and M.D. Lukin, Parallel Implementation of High-Fidelity Multiqubit Gates with Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **123**, 170503 (2019).
- [2] L.V. Gerasimov, R.R. Yusupov, A.D. Moiseevsky, I. Vybornyi, K.S. Tikhonov, S.P. Kulik, S.S. Straupe, K.S. Tikhonov, C.I. Sukennik and D.V. Kupriyanov, Coupled dynamics of spin qubits in optical dipole microtraps: Application to the error analysis of a Rydberg-blockade gate. *Phys. Rev. A* **106**, 042410 (2022).
- [3] I. Vybornyi, L.V. Gerasimov, D.V. Kupriyanov, S.S. Straupe, and K.S. Tikhonov, Influence of the interaction geometry on the fidelity of the two-qubit Rydberg blockade gate. *J. Opt. Soc. Am. B* **41**(1), 134-142 (2024).

PINN-оптимизация квантовых логических операций на основе ридберговской блокады

Х.К.Б. Луна Веронико^{1,2}, Л.В. Герасимов^{2,4}, К.С. Тихонов^{1,2,3,5}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

²Центр междисциплинарных фундаментальных исследований, НИУ ВШЭ, Санкт-Петербург, Россия

³Российский квантовый центр, Сколково, Москва, Россия

⁴Центр квантовых технологий, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵Физический институт имени П.Н.Лебедева, Москва, Россия

e-mail: benjamin_lunaveronico@mail.ru

Нейтральные атомы, помещенные в микроловушки, являются одной из ведущих платформ для создания универсальных квантовых процессоров [1]. Однако для их практической реализации необходимы высокоточные двухкубитовые логические операции. Традиционные подходы к оптимизации таких операций с помощью подбора временных профилей управляющих лазерных импульсов часто приводят к решениям, которым не хватает гладкости и устойчивости к экспериментальным шумам.

В данной работе предлагается новый подход, использующий физически-информированные нейронные сети (PINN) [2] для нахождения оптимальных форм управляющих импульсов в протоколе двухкубитового логического вентиля CZ на эффекте ридберговской блокады. Рассматриваемая физическая система состоит из двух атомов ^{87}Rb . Задачей PINN является нахождение двух оптимальных лазерных импульсов $\Omega_{\text{bn}}(t)$ и $\Omega_{\text{nr}}(t)$ с относительной фазой $\xi(t)$ для реализации двухфотонного перехода из состояния $|b\rangle$ через промежуточный уровень $|n\rangle$ в ридберговское состояние $|r\rangle$ (см. Рис.1).

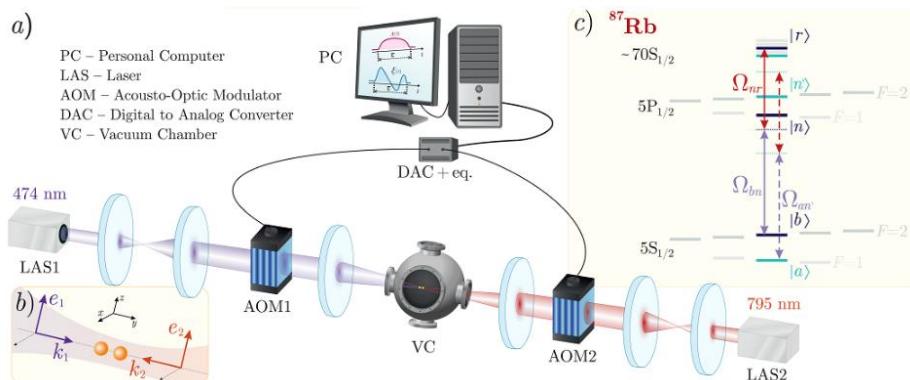


Рис. 1. а) схематическое изображение физической реализации логической операции CZ; б) конфигурация, действующих в системе световых полей; в) схема рассматриваемых энергетических уровней для атомов ^{87}Rb .

PINN обучалась минимизировать функцию потерь, включающую неточность (infidelity) логической операции. При оптимизации мы учитывали потери в системе, связанные с процессами спонтанного распада и когерентными переходами атомов в энергетические состояния не из логического подпространства. Также были учтены физические ограничения, накладываемые эффектом утечки ридберговской блокады, путем включения в гамильтониан потенциала взаимодействия для дважды возбужденного состояния $|rr\rangle$. Для обеспечения экспериментальной реализуемости в функцию потерь было добавлено дополнительное слагаемое, обеспечивающее гладкость импульсов. Результаты показывают, что найденные управляющие поля позволяют выполнить высокоточную двухкубитовую логическую операцию, превосходящую по устойчивости к шумам стандартные протоколы [3].

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 23-72-10012) и Росатома в рамках Дорожной Карты по квантовым вычислениям (контракты № 868-1.3-15/15-2021 и № Р2154).

[1] I. Vybornyi, L.V. Gerasimov, D.V. Kupriyanov, S.S. Straupe, and K.S. Tikhonov, Influence of the interaction geometry on the fidelity of the two-qubit Rydberg blockade gate. J. Opt. Soc. Am. B **41**(1), 134–142 (2024).

[2] U. Güngörđü and J.P. Kestner, Robust quantum gates using smooth pulses and physics-informed neural networks. Phys. Rev. Research **4**, 023155 (2022).

[3] H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, A. Omran, T.T. Wang, S. Ebadi, H. Bernien, M. Greiner, V. Vuletić, H. Pichler, and M.D. Lukin, Parallel Implementation of High-Fidelity Multiqubit Gates with Neutral Atoms. Phys. Rev. Lett. **123**, 170503 (2019).

Методы повышения точности квантовых операций с нейтральными атомами ^{87}Rb в оптических ловушках

**А.П. Гордеев^{1,2}, М.Ю. Голощапов^{2,3}, Д.А. Кузьменок²,
Г.И. Стручалин² И.Б. Бобров², С.С. Страупе^{2,3}**

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

³ Российский квантовый центр, Москва, Россия

e-mail: ar1emgOrdeev@gmail.com

Нейтральные атомы в оптических ловушках, управляемые лазерным излучением, являются перспективной платформой для квантового моделирования и вычислений. В мире достигнута высокая точность одиночных и запускающих операций, достаточная для применения кодов коррекции ошибок [1], а также продемонстрирована возможность масштабирования платформы до нескольких тысяч атомов в ловушках в качестве кубит [2].

В эксперименте точность выполнения квантовых операций с атомами снижается из-за теплового движения атомов, немонокроматичности возбуждающего атомы света, ошибок инициализации и считывания квантовых состояний и ряда других факторов. В данной работе исследуется влияние конечной температуры атомов и фазового шума лазерного излучения вследствие наличия побочных частот в спектре лазера на вероятность возникновения ошибок квантовых гейтов.

Стандартный способ стабилизации частоты лазера [3] имеет ограничение, так как позволяет подавлять шумы в пределах полосы обратной связи, а за ее пределами – наоборот усиливает. На практике ее ширина составляет несколько мегагерц, что сравнимо с частотой двухфотонного перехода при возбуждении ридберговских состояний атомов, из-за чего возникает резонансное шумовое воздействие, уменьшающее точность квантовых операций. Для подавления появляющихся шумов предложен метод фильтрующего резонатора, заключающийся в добавлении интерферометра Фабри-Перо на пути лазерного луча для его спектральной фильтрации. При использовании системы обратной связи и пьезоэлемента на зеркале можно удерживать резонанс с несущей частотой лазера, тогда уровень шумов уменьшится в соответствии с функцией Эйри. Удалось достичь эффективного пропускания в 12% по мощности и существенного подавления шумов вблизи частоты Раби двухфотонного перехода.

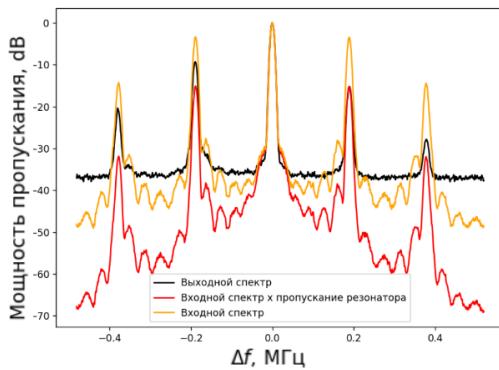


Рис. 1. Сравнение спектров излучения, измеренных до и после фильтрующего резонатора.

Для снижения вклада теплового движения в ошибки операций используются пучки с плоским распределением интенсивности, получаемые с помощью пространственного модулятора света [4,5]. Для оценки точности операций разработана численная модель для решения уравнения Линдблада с учетом движения атомов в поле произвольной формы с использованием разложения по модам Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса. С помощью модели оптимальные параметры лазерного луча, обеспечивающие минимальный вклад теплового движения и низкий уровень перекрестных помех.

"Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от «21» августа 2025 года."

- [1] S.J. Evered, D. Bluvstein, M. Kalinowski et al., Nature **622**, 268 (2023).
- [2] H.J. Manetsch, G. Nomura et al., Nature **647**, 60–67 (2025)
- [3] E. Black. Am. J. Phys. **69**, 79-87 (2001)
- [4] J.A. Davis, D.M. Cottrell, J. Campos, M.J. Yzuel and I. Moreno, App. Opt. **38**, 5004 (1999).
- [5] E. Bolduc, N. Bent, E. Santamato, E. Karimi and R.W. Boyd, Opt. Lett. **38**, 3546 (2013).

Рождение пар одинаковых фотонов при распаде сверхпроводникового трансмон-кубита

О.А. Чуйкин, Я.С. Гринберг, О.В. Кибис

Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия
e-mail: chukinOA@yandex.ru

В настоящий момент одним из самых распространенных типов квантовых двухуровневых систем являются так называемые сверхпроводниковые искусственные атомы – наноструктуры на базе Джозефсоновских переходов. Наибольшее распространение получил вид сверхпроводящего атома типа трансмона [1], который обладает низким уровнем зарядовых шумов, но в то же время имеет слабую ангармоничность уровней. Это позволяет рассматривать его как трехуровневый атом лестничного типа с уровнями, близкими к эквидистантным.

Мы теоретически решили задачу по спонтанному распаду изначально возбужденного трехуровневого трансмона в одномерном открытом волноводе [2]. Рассчитав полную волновую функцию такой системы, мы нашли вероятности обнаружения состояний с одним и двумя фотонами, а также получили спектральную плотность спонтанного излучения. Из полученных результатов следует, что спектральная плотность высвечиваемых фотонов зависит от трех основных параметров: 1) силы связи уровней трансмона с модами волновода, $V_{1,2}$; 2) отношения скоростей распада верхнего возбужденного уровня $|f\rangle$ и нижнего возбужденного уровня $|e\rangle$, Γ_2/Γ_1 , где $\Gamma_j \sim V_j^2$; 3) ангармоничности уровней трансмона, которая определяется как $\alpha_r = (\Delta_\Omega - \Omega_1)/\Omega_1$.

В случае слабой связи, когда скорость распада намного меньше резонансной частоты трансмона, $\Gamma_1/\Omega_1 = 0.001$, излучаемые фотоны имеют две характерные частоты, совпадающие с резонансными частотами уровней атома, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [3]. С другой стороны, если увеличить связь трансмона с волноводом в несколько десятков раз, $\Gamma_1/\Omega_1 = 0.02$ (что вполне достижимо в современных экспериментах), появляется частотная корреляция рождающихся фотонов, при которой их частоты совпадают.

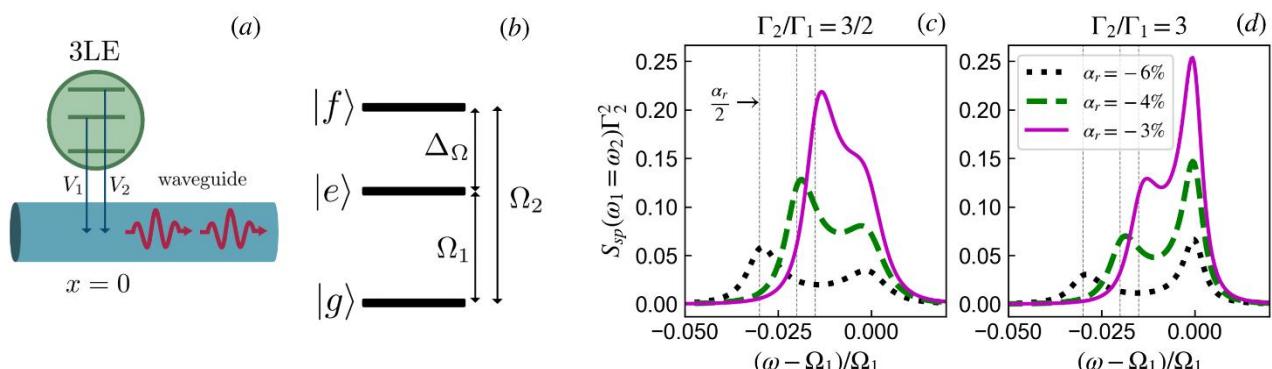


Рис. 1. (a) Рассматриваемая система трехуровневого трансмона, связанного с одномерным волноводом; (b) структура энергетических уровней трансмона; (c) и (d) – спектральная плотность спонтанного излучения для случая совпадающих по частоте фотонов.

Анализируя спектральную плотность для идентичных фотонов (Рис. 1c,d), можно увидеть, что корреляция растет при уменьшении ангармоничности, т.е. становится больше при приближении уровней к эквидистантным. Более того, для различных отношений Γ_2/Γ_1 изменяется распределение вероятности для двух пиков, один из которых находится на резонансе Ω_1 , а второй смещен от него на $\alpha_r/2$. Данный эффект может найти применение для генерации коррелированных микроволновых фотонов в современных квантовых технологиях.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ по проекту FSUN-2023-0006, а также при поддержке фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

[1] J. Koch *et al*, Phys. Rev. A **76**, 042319 (2007).

[2] O. A. Chuikin, Ya. S. Greenberg, O. V. Kibis // e-print arXiv:2511.06291v1 (2025).

[3] S. Gasparinetti, M. Pechal, J.-C. Besse, M. Mondal, C. Eichler, and A. Wallraff, Phys. Rev. Lett. **119**, 140504 (2017).

**Минимизация сдвигов, вызванных магнитным полем
в оптическом стандарте частоты на основе иона иттербия-171
при Рамси и Гипер-Рамси спектроскопии октупольного перехода**

Д.С. Крысенко^{1,2}, О.Н. Прудников¹, А.В. Тайченачев^{1,3}, В.И. Юдин^{1,2,3}, С.В. Чепуров¹

¹*Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск, Россия*

²*Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия*

³*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

e-mail: denizkrysenko@yandex.ru

В настоящее время оптические стандарты частоты являются одними из наиболее точных физических приборов. Высокий уровень точности $<10^{-18}$ открывает новые возможности для развития фундаментальных и прикладных исследований, таких как исследование влияния гравитационного воздействия поля Земли на пространственно-временной континуум, тесты постоянства фундаментальных констант, проверки общей теории относительности, Лоренц-инвариантности пространства, поиск темной материи.

Для достижения рекордных уровней точности измерений в современных стандартах частоты необходим учет и подавление систематических сдвигов атомных уровней, имеющих различную природу. В частности, для стандарта частоты на основе одиночного иона $^{171}\text{Yb}^+$ дальнейший прогресс в улучшении характеристик может быть связан с контролем и подавлением сдвигов, обусловленных действием равновесного теплового излучения, систематических сдвигов, обусловленных магнитным полем, и сдвигов, связанных с квадратичным эффектом Доплера [1,2].

Частотные сдвиги, связанные с действием магнитного поля, являются одними из доминирующих и определяют бюджет неопределенности оптических стандартов частоты на основе иттербия-171. При этом наличие контролируемого ненулевого магнитного поля необходимо для разделения зеемановских подуровней состояния $^2\text{F}_{7/2}$ ($F=3$) на фоне полевых сдвигов, возникающих в результате воздействия лазерного поля вблизи резонанса опрашиваемого часового октупольного перехода $^2\text{S}_{1/2}$ ($F=0$) \rightarrow $^2\text{F}_{7/2}$ ($F=3$). Соответственно, величину магнитного поля выбирают так, чтобы зеемановское расщепление состояния $^2\text{F}_{7/2}$ ($F=3, m=0$) было много больше величины полевых сдвигов, вызванных действием пробного поля. Основная сложность в подавлении сдвигов, вызванных магнитным полем связана с использованием охлаждающего перехода $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}$, не являющегося замкнутым. Для реализации охлаждения обычно применяют световое поле с двумя частотными компонентами в дополнении с магнитным полем $\sim 1\text{-}10$ Гс, использование которого является обязательным для разрушения темных состояний, возникающих на уровне $^2\text{S}_{1/2}$ ($F=1$) в результате эффекта когерентного пленения населенности (КПН). Появление эффекта гистерезиса приводит к флуктуациям остаточного магнитного поля в различных циклах охлаждения-опроса холодного иона в радиочастотной ловушке, что препятствует минимизации и прецизионному контролю магнитного поля на этапе опроса часового перехода. При проведении последующих прецизионных опросов часовых переходов иона иттербия-171: квадрупольного – $^2\text{S}_{1/2}$ ($F=0$) \rightarrow $^2\text{D}_{3/2}$ ($F=2$) или октупольного – $^2\text{S}_{1/2}$ ($F=0$) \rightarrow $^2\text{F}_{7/2}$ ($F=3$) магнитное поле должно отключаться и контролироваться на уровне менее ~ 0.03 Гс [3-5]. Основная задача данной работы заключается в определении степени минимизации магнитного поля, при котором ещё возможна спектроскопия, а квадратичный зеемановский сдвиг октупольного перехода $^2\text{S}_{1/2}$ ($F=0, m=0$) \rightarrow $^2\text{F}_{7/2}$ ($F=3, m=0$) подавлен до уровня $\Delta v/v < 10^{-19}$ и ниже.

В работе проведен анализ сдвигов, вызванных магнитным полем и полевых сдвигов при Рамси и Гипер-Рамси спектроскопии октупольного перехода иона иттербия-171. Определены условия, при которых можно уменьшить влияние полевых сдвигов и сдвигов, обусловленных магнитным полем до уровня $\Delta v/v < 10^{-19}$, что открывает новые возможности для развития оптических стандартов частоты.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИЛФ СО РАН.

- [1] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, C. Tamm and E. Peik, Phys. Rev. Lett. **116**, 063001 (2016).
- [2] C. Sanner, N. Huntemann, R. Lange, C. Tamm, E. Peik, M.S. Safronova and S.G. Porsev, Nature. **567**, 204–208 (2019).
- [3] S.V. Chepurov, A.A. Lugovoy, O.N. Prudnikov, A.V. Taichenachev, S.N. Bagayev, Quantum Electronics. **49**, 412 – 417 (2019).
- [4] N. Huntemann, B. Lipphardt, M. Okhapkin, Chr. Tamm, E. Peik, A.V. Taichenachev and V.I. Yudin, Phys. Rev. Lett. **109**, 213002 (2012).
- [5] N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt, S. Weyers, Chr. Tamm and E. Peik, Phys. Rev. Lett. **108**, 090801 (2012).

Контроль магнитного поля в оптическом стандарте частоты на основе холодных атомов иттербия

А.В. Семенко¹, А.П. Вялых^{1,2}, Т.И. Сторублёв¹, М.В. Скобелев¹, Г.С. Белотелов¹

¹ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Менделеево, Московская область, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

e-mail: av_semenko@mail.ru

Метрологические характеристики, достигнутые лучшими оптическими стандартами частоты (ОСЧ), на данный момент превышают характеристики микроволновых стандартов частоты примерно на два порядка [1]. Благодаря рекордно низким показателям нестабильности и неопределенности воспроизведения частоты ОСЧ могут быть использованы в геодезии, навигации, приложениях фундаментальной физики, при формировании национальных и международных шкал времени и др. [2].

Одним из важнейших этапов работы ОСЧ является лазерное охлаждение атомов в магнитооптической ловушке (МОЛ), которое производится в два этапа. На первом этапе, называемом первичным охлаждением, на горячие атомы воздействует лазерное излучение с частотой вблизи резонанса дипольного перехода $^1S_0 - ^1P_1$. На втором этапе, называемом вторичным охлаждением, используется интеркомбинационный переход $^1S_0 - ^3P_1$. Для локализации атомов на обоих этапах охлаждения используется магнитное поле, формируемое магнитными катушками. Однако для эффективной загрузки атомов из первичной МОЛ во вторичную градиент магнитного поля должен быть существенно снижен относительно градиента, применяемого при первичном охлаждении. Так, для атомов иттербия, используемых в данной работе, градиент магнитного поля должен быть снижен с ~ 42 Гс/см до $\sim 4,2$ Гс/см.

Однако на практике это является нетривиальной задачей в связи с большим количеством витков в магнитных катушках и, соответственно, их высокой индуктивностью, препятствующей быстрым изменениям магнитного поля. Переключение уровня магнитного поля с максимального до минимального значения не должно превышать ~ 10 мс, чего в нашем случае невозможно добиться при использовании регулируемого лабораторного блока питания без дополнительных средств. В связи с этим нами был разработан регулятор тока на основе IGBT-модуля, пропускающий ток более 3,5 А без значительного перегрева и позволяющий добиться переключения значений градиента магнитного поля за ~ 10 мс (Рис.1). Без использования регулятора магнитного поля это значение составляло ~ 40 мс и, к тому же, было невозможно добиться необходимого профиля изменения магнитного поля.

С использованием регулятора тока на данный момент было получено вторичное охлаждение атомов иттербия в широкополосном режиме. В дальнейшем планируется получение вторичного охлаждения в одночастотном режиме.

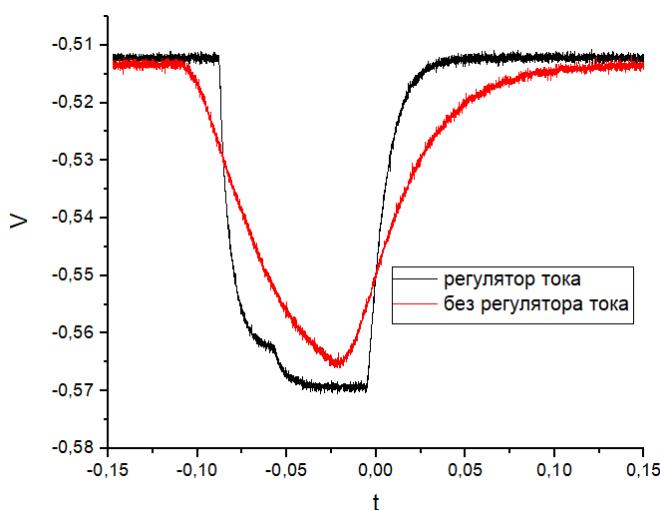


Рис. 1. Относительное изменение значения магнитного поля с использованием регулятора тока и без него.

[1] Chou C. W. et al., Science **329**(5999), 1630-1633 (2010).

[2] Г.С. Белотелов, Д.В. Сутырин, С.Н. Слюсарев, Альманах современной метрологии, **4**(28), 100-108 (2019).

Разработка источника атомов иттербия на основе лазерной абляции для транспортируемого оптического стандарта частоты

В.А. Загайнов^{1,2}, А.П. Вялых^{1,2}, Г.С. Белотелов¹

¹ Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений,
р.п. Менделеево, Российской Федерации

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Российской Федерации
e-mail: zagajnov2004@mail.ru

Транспортируемые оптические стандарты частоты (ОСЧ) применяют в большом количестве разделов физики. Транспортируемые ОСЧ используются в фундаментальных исследованиях, гравиметрии, геодезии, системах глобального позиционирования и во многих других областях [1].

Подсистема лазерного охлаждения транспортируемого ОСЧ включает в себя магнитооптическую ловушку (МОЛ), лазеры на длины волн 399 и 556 нм, которые используются для первичного и вторичного охлаждения. Подготовка лазерного излучения в МОЛ происходит с помощью распределительной схемы. Для загрузки атомов в МОЛ используется источник атомов [2].

В данной работе рассматривается традиционный источник атомов иттербия, который представляет собой резервуар, в котором происходит постоянный нагрев элемента [3]. В рамках исследования описываются его преимущества и недостатки. Также рассматривается метод лазерной абляции и источник атомов иттербия, основанный на данном явлении.

В отличие от традиционного источника атомов, нагрев иттербия происходит не постоянно, а импульсно. Лазерная абляция проводится с использованием последовательностей длинных или коротких импульсов лазера [4]. Это приводит к небольшому потреблению энергии, малому выделению тепла и компактности установки, что особенно важно для транспортируемого ОСЧ. Также в источнике происходит быстрое восстановление вакуума после проведения лазерной абляции [5].

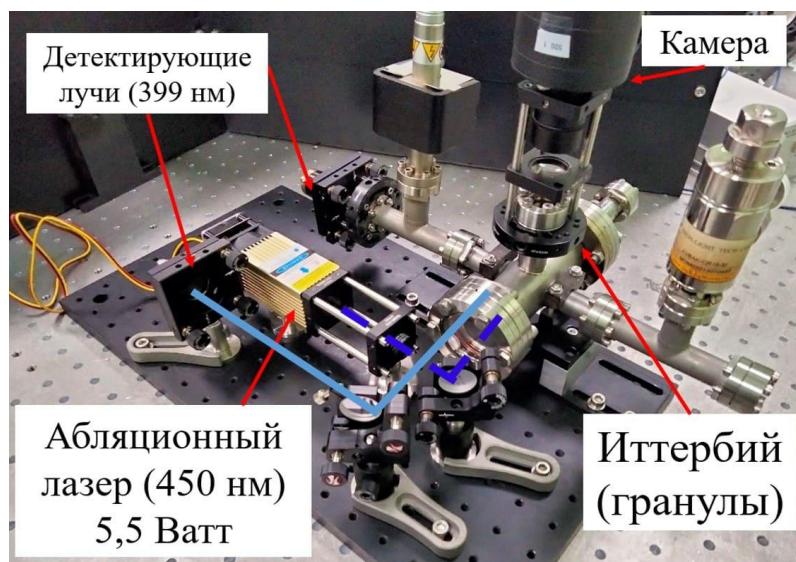


Рис. 1. Установка для проведения лазерной абляции.

В результате работы была собрана вакуумная система для проведения лазерной абляции (Рис.1). В ходе экспериментов была получена флуоресценция атомов иттербия, что позволит измерить концентрацию атомов при различной длительности импульсов. Это позволит определить оптимальный режим работы лазера для получения необходимого числа атомов.

- [1] Katori H. Optical lattice clocks and quantum metrology //Nature Photonics. – 2011. – Т. 5. – №. 4. – С. 203-210.
- [2] Бердасов О. И. и др. Оптические стандарты частоты на холодных атомах стронция //Альманах современной метрологии. – 2014. – №. 1. – С. 13-36.
- [3] Иногамов Н. А. и др. Лазерная абляция: физические представления и приложения (обзор) //Теплофизика высоких температур. – 2020. – Т. 58. – №. 4. – С. 689-706
- [4] Hsu C. C. et al. Laser-induced thermal source for cold atoms //Scientific Reports. – 2022. – Т. 12. – №. 1. – С. 868.
- [5] Osada A. et al. Compact strontium atom source using fiber-based pulsed laser ablation //Applied Physics Letters. – 2023. – Т. 122. – №. 18.

Мультичастотное управление состояниями нейтральных атомов для задач квантовых вычислений и оптических стандартов частоты

Д.А. Мишин¹, Д.И. Проворченко¹, Д.О. Трегубов¹, Н.Н. Колачевский^{1,2}, А.А. Головизин^{1,2}

¹ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Ленинский пр-т, 53, 119991, Россия

²РКЦ, Москва, Сколково, Большой б-р, 30, стр.1, 121205, Россия

e-mail: mishin.da@phystech.edu

Одним из перспективных направлений в области квантовых вычислений, объединяющим атомные и ионные платформы, является расширенное использование внутренней энергетической структуры квантовой системы. Дополнительные уровни применяются для выполнения промежуточных операций [1], оптимизации считывания [2] и полноценного расширения вычислительного пространства в рамках кулитного подхода [3,4], что зачастую требует адресации переходов в различных частотных диапазонах. Аналогичный принцип расширенного использования внутренних уровней находит применение и в квантовой метрологии, в частности, при подготовке начальных состояний для спектроскопии часовых переходов и при характеризации условий эксперимента [5-7].

В данной работе мы исследуем применение комбинированного оптического и микроволнового контроля квантовых состояний для задач квантовых вычислений и оптических часов на нейтральных атомах. Проанализированы несколько методов подготовки начальных состояний, а также продемонстрировано использование переходов между различными компонентами сверхтонкой структуры для подавления чувствительности к квадратичному эффекту Зеемана [8]. Данные техники также могут найти применение в новых концепциях, таких как разработка непрерывного оптического стандарта частоты на основе ультрахолодных атомов. В ходе работы было продемонстрировано, что разработанный метод бихроматического возбуждения позволяет эффективно компенсировать шумы лазерного источника при переводе суперпозиционного состояния на метастабильный уровень для задач квантовых вычислений [9].

Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от «21» августа 2025 года.

- [1] Norcia M. A. et al. Midcircuit qubit measurement and rearrangement in a Yb 171 atomic array //Physical Review X. – 2023. – Т. 13. – №. 4. – С. 041034.
- [2] Saskin S. et al. Narrow-line cooling and imaging of ytterbium atoms in an optical tweezer array //Physical review letters. – 2019. – Т. 122. – №. 14. – С. 143002.
- [3] Jia Z. et al. An architecture for two-qubit encoding in neutral ytterbium-171 atoms //npj Quantum Information. – 2024. – Т. 10. – №. 1. – С. 106.
- [4] Nikolaeva A. S. et al. Scalable improvement of the generalized Toffoli gate realization using trapped-ion-based qutrits //Physical Review Letters. – 2025. – Т. 135. – №. 6. – С. 060601.
- [5] Yudin V. I. et al. Combined atomic clock with blackbody-radiation-shift-induced instability below 10– 19 under natural environment conditions //New Journal of Physics. – 2021. – Т. 23. – №. 2. – С. 023032.
- [6] Yudin V. I. et al. Atomic clocks with suppressed blackbody radiation shift //Physical review letters. – 2011. – Т. 107. – №. 3. – С. 030801.
- [7] Akerman N., Ozeri R. Atomic combination clocks //New Journal of Physics. – 2018. – Т. 20. – №. 12. – С. 123026.
- [8] Golovizin A. A. et al. Simultaneous bicolor interrogation in thulium optical clock providing very low systematic frequency shifts //Nature communications. – 2021. – Т. 12. – №. 1. – С. 5171.
- [9] Mishin D. et al. Coherence of Microwave and Optical Qubit Levels in Neutral Thulium //PRX Quantum. – 2025. – Т. 6. – №. 4. – С. 040329.

Ядерные оптические часы

**В.И. Юдин^{1,3,4}, М.Ю. Басалаев^{1,3,4}, С.М. Игнатович¹, М.В. Охапкин^{1,2},
О.Н. Прудников^{1,3}, А.В. Тайченачев^{1,3}**

¹*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*

²*Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 38116 Braunschweig, Germany*

³*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

⁴*Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

e-mail: viyudin@mail.ru

Как хорошо известно [1], время и частота являются наиболее точно измеряемыми физическими величинами. Современные оптические стандарты частоты (атомные оптические часы) на основе ансамблей ультрахолодных атомов в оптических решетках и одиночных ионов радиочастотных ловушках достигли относительной нестабильности и неопределенности частоты на уровне 10^{-18} (и даже несколько лучше) [2–5]. Успешно развиваются перспективные направления, связанные с многоионными системами [6] и многозарядными ионами [7, 8].

Однако в свете последних экспериментальных достижений и теоретического анализа представляется весьма вероятным, что следующий решительный шаг по улучшению метрологических характеристик квантовых стандартов частоты будет сделан на основе перехода в ядре изотопа ^{229}Th между основным и низколежащим изомерным состоянием с энергией 8,4 эВ. Как известно (см. [9] и приведенные там ссылки), первые указания на существование низколежащего изомерного состояния в тории-229 были получены еще в 70-х годах 20-го века. Первое предложение по возбуждению изомерного состояния тория-229 оптическими фотонами с использованием механизма электронного мостика принадлежит Е.В.Ткаля [10]. Пионерское предложение по созданию на базе этого перехода сверхточных оптических часов было сделано Э. Пайком и К. Таммом в [11]. Основная идея этой работы заключалась в том, что частота перехода в ядре существенно менее чувствительна к изменению внешних условий по сравнению с частотой любого перехода в электронной оболочке атома. Уже тогда отмечалось, что возможно прямое возбуждение перехода излучением ультрастабильного лазера или фемтосекундной лазерной гребенкой и детектирование перехода по флуоресценции или по изменению величины сверхтонкого расщепления. Обсуждались различные варианты прецизионной спектроскопии перехода: в радиочастотных ловушках с использованием лазерного охлаждения или в прозрачных кристаллах (ThO_2 , ThF_4). В работе [12] была дана реалистичная оценка относительной неопределенности частоты стандарта на основе лазерно-охлажденных ионов $^{229}\text{Th}^{3+}$ в ловушке на уровне 10^{-19} . Возможности достижения столь же высоких характеристик в твердотельных ядерных часах исследовались в [13].

В настоящем докладе мы дадим краткий обзор последних достижений в области оптических часов, основанных на переходе между основным и изомерным состояниями в ядре тория-229. Будет представлена краткая предыстория поиска оптического ядерного перехода, а также пионерские предложения по использованию этого перехода для ядерно-оптических часов [9–11]. Будут подробно рассмотрены недавние экспериментальные наблюдения прямого лазерного возбуждения этого перехода [14]. Мы также обозначим основные проблемы, которые необходимо решить на пути к созданию ядерно-оптических часов с относительной погрешностью порядка $10^{-19} – 10^{-20}$. Особое внимание будет уделено нашему предложению о двухфотонных оптических ядерных часах [15].

Работа выполнена в рамках Госзадания ИЛФ СО РАН.

- [1] F. Riehle, Frequency Standards: Basics and Applications (Wiley-VCH, Weinheim, 2005).
- [2] N. Hinkley et al., *Science* **341**, 1215 (2013).
- [3] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, C. Tamm, E. Peik, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 063001 (2016).
- [4] S.M. Brewer et al., *Phys. Rev. Lett.* **123**, 033201 (2019).
- [5] A. Aepli, K. Kim, W. Warfield, M.S. Safronova, J. Ye, *Phys. Rev. Lett.* **133**, 023401 (2024).
- [6] H.N. Haussler, J. Keller, T. Nordmann et al., arXiv:2402.16807 (2024).
- [7] M. Kozlov, M. Safronova, J.R. Crespo L'opez-Urrutia, P. Schmidt, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 045005 (2018).
- [8] C. Lyu, C.H. Keitel, Z. Harman, *Comm. Physics*, **8**:3 (2025).
- [9] Е.В. Ткаля, УФН **173**, 323 (2003).
- [10] E.V. Tkalya, *JETP Lett.* **55**, 211 (1992).
- [11] E. Peik, Chr. Tamm, *Europhys. Lett.* **61**, 181 (2003).
- [12] C.J. Campbell et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 120802 (2012).
- [13] G.A. Kazakov et al., *New J. Phys.* **14**, 083019 (2012).
- [14] J. Tiedau et al., *Phys. Rev. Lett.* **132**, 182501 (2024); R. Elwell et al., *Phys. Rev. Lett.* **133**, 013201 (2024); C. Zhang et al., *Nature* **633**, 63 (2024).
- [15] V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, O.N. Prudnikov et al., *JETP Lett.* **121**, 365–374 (2025).

Закручивание нейтральных атомов циркулярно поляризованными лазерными полями

В.С. Мележик^{1,2}

¹Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Московская обл., Российской Федерации

²Государственный университет Дубна, г. Дубна, Московская обл., Российской Федерации
e-mail: melezlik@theor.jinr.ru

В докладе обсуждается предложенный в нашей недавней работе [1] n-фотонный резонансный механизм закручивания атомов циркулярно поляризованным лазерным импульсом

$$H_{n=1} + n(\hbar\omega) \rightarrow H_n, \quad n(\hbar\omega) = 1/(2n) - 1/(2n')$$

с передачей им спиральности фотонов. Показано, что при взаимодействии с циркулярно правополяризованным электромагнитным импульсом атом ускоряется/замедляется и закручивается – приобретает орбитальный момент с проекцией $L_z=m\hbar=n\hbar$ на направление его движения (см. Рис.1). Предлагаемый способ закручивания атомов открывает здесь новые возможности по сравнению с традиционными методиками, использующими вилочные дифракционные решетки, разработанные для элементарных частиц (фотонов и электронов), однако требующими существенных доработок для закручивания составных частиц (протонов, нейтронов и атомов). В этой связи следует отметить, что несмотря на уже почти тридцатилетнюю историю экспериментальных исследований закрученных фотонов и электронов, получение закрученных атомов представляет сложную экспериментальную задачу. Пока реализован единственный эксперимент, в котором были получены закрученные атомы гелия с помощью специально сконструированной дифракционной решетки [2].

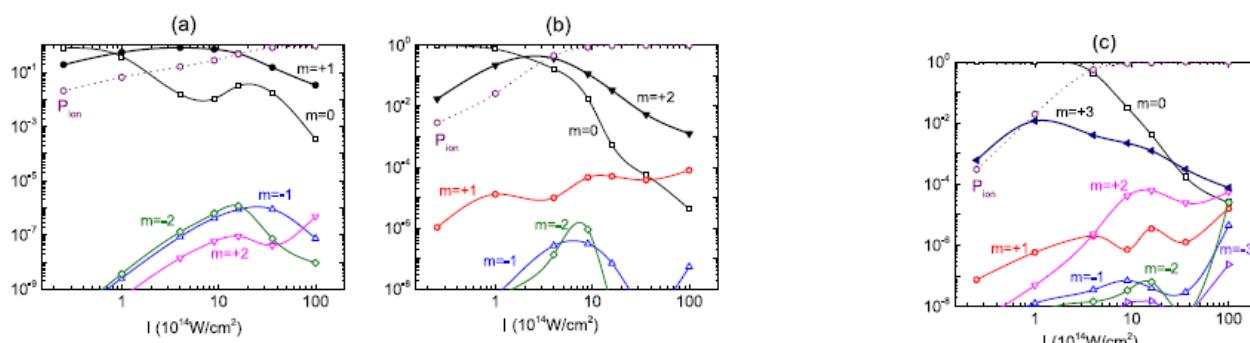


Рис. 1. Рассчитанные зависимости от интенсивности (I) и частоты лазера (ω) заселённостей $P_m(I, \omega)$ состояний с фиксированной величиной $m\hbar$ проекции орбитального момента атома водорода на направление распространения лазерного импульса после взаимодействия атома с циркулярно правополяризованным лазерным излучением длительностью 8фс. Расчет выполнен для трех резонансных частот $\omega=0.48$ а.у. (а), 0.24 а.у. (б) и 0.16 а.у. (с) [1]. Также приведены рассчитанные вероятности конкурирующего процесса ионизации атома $P_{ion}(I, \omega)$.

[1] V.S. Melezlik, S. Shadmehri, J. Chem. Phys. **162**, 174304 (2025).

[2] A. Luski et. al., Science **373**, 1105 (2021).

Влияние дефазировки на квантовый транспорт невзаимодействующих бозонов в ромбической цепочке с магнитным потоком

П.С. Мураев^{1,2}, Д.Н. Максимов^{1,2}, А.Р. Коловский^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

e-mail: muraev.pavel@mail.ru

Ромбическая цепочка в магнитном поле демонстрирует полное подавление транспорта невзаимодействующих частиц при значении фазы Пайерлса $\Phi = \pi$. В то время как роль межчастичных взаимодействий в разрушении локализации активно изучалась [1, 2], влияние дефазировки — одного из ключевых механизмов потери когерентности в открытых системах — осталось малоисследованным. В данной работе мы изучаем, как дефазировка разрушает интерференционную локализацию и восстанавливает ток в ромбической цепочке при произвольном магнитном потоке.

Динамика системы описывается с помощью основного кинетического уравнения (master equation) для матрицы плотности системы. В уравнение введены Линдбладовские операторы двух типов: первый описывает взаимодействие с марковскими резервуарами (источник и сток) на границах цепочки, а второй — однородную по цепочке дефазировку. Стационарный ток частиц рассчитывался через стационарное решение для одночастичной матрицы плотности, найденное как аналитически для предельных случаев, так и численно для произвольных значений фазы Пайерлса.

В случае $\Phi = 0$ стационарный ток демонстрирует переход от баллистического режима транспорта к диффузионному при увеличении дефазировки, аналогично случаю простой одномерной цепочки [3]. При $\Phi = \pi$ показано, что учет дефазировки приводит к разрушению деструктивной интерференции и появлению ненулевых значений стационарного тока. Для произвольного значения магнитного потока получена универсальная формула, которая описывает стационарный ток вплоть до значений дефазировки пропорциональных величине константы туннелирования (Рис. 1б).

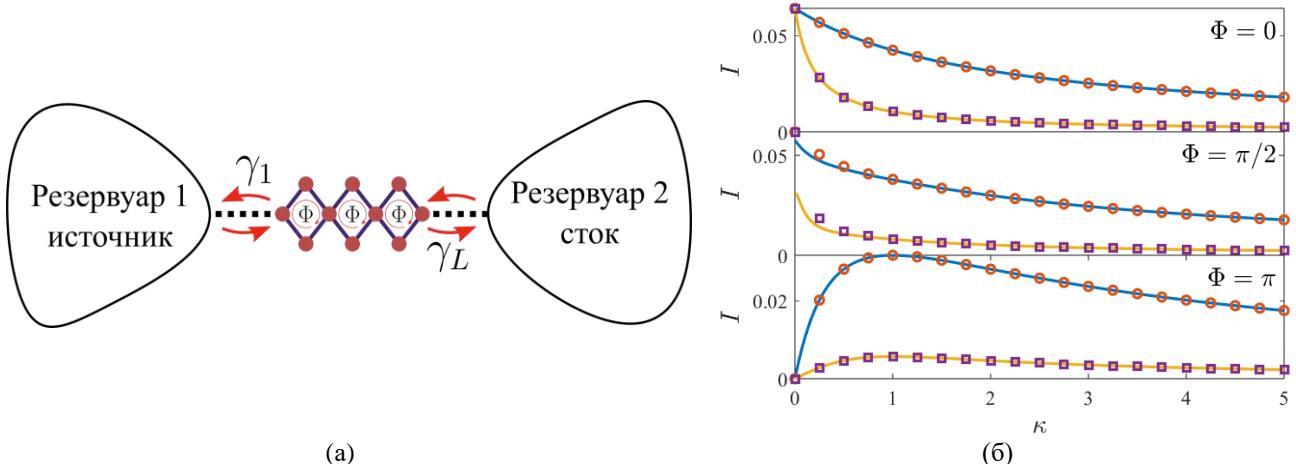


Рис. 1. Схематический рисунок рассматриваемой модели – ромбической цепочки под действием внешнего магнитного поля (а). Зависимость стационарного тока от скорости дефазировки κ для разных значений фазы Пайерлса (б). Сплошные линии – численный результат, маркеры – аналитический. Синие линии и маркеры кружки соответствуют результату для двух ромбов в цепочке, желтые линии и маркеры квадраты – результат для одиннадцати ромбов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №25-12-00268.

[1] P.S. Muraev and A. R. Kolovsky, Quantum Electronics **51**, 502 (2021).

[2] A.R. Kolovsky, P.S. Muraev and S. Flach, Physical Review A **108**, L010201 (2023).

[3] M. Žnidarič, Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment **2010**, L05002 (2010).

Кулоновские кристаллы микро- и наноразмерных частиц в гибридных ловушках

А.В. Романова¹, Ю.В. Рождественский¹

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: anromanna98@gmail.com

В настоящее время инструменты для локализации частиц обладают ограничениями, препятствующими их распространению в фундаментальных и прикладных исследованиях. Так, например, одно из перспективных направлений применения электродинамических ловушек – квантовая информатика – требует высокой степени пространственной локализации для индивидуальной адресации кубитов. Электродинамические ловушки не позволяют достичь желаемой пространственной локализации исследуемых объектов, а альтернативный способ локализации отдельных частиц – оптические пинцеты – включает использование мощного лазерного излучения, что может приводить к фотоповреждению исследуемых частиц. Кроме того, оба типа локализации ограничены в выборе материалов для исследования, что существенно сужает круг возможных для изучения микро- и наноразмерных объектов [1,2].

Также в последние годы возрастает интерес к исследованию многочастичной локализации [3,4]. При многочастичной локализации в результате кулоновского взаимодействия между заряженными частицами будут формироваться устойчивые квазипериодические структуры, называемые кулоновскими кристаллами. Изменение свойств удерживающего потенциала или локализация дополнительных частиц в кулоновский кристалл будет приводить к фазовым переходам между различными возможными устойчивыми конфигурациями: одно-, двух- или трёхмерными [5]. По своей природе кулоновские кристаллы являются идеальными кандидатами для экспериментального моделирования сложных многочастичных систем и твёрдых тел. Изучение их свойств может привести к прорыву в современных фундаментальных и прикладных науках, таких как физика твёрдого тела и квантовая информатика [5,6]. Для полной реализации использования кулоновских кристаллов в этих областях физики необходимо понимать ограничения и возможности управления их структурой.

Одним из вариантов управления динамикой кулоновских кристаллов является их локализация в гибридных ловушках. Гибридные ловушки представляют собой комбинацию электродинамической ловушки Пауля и оптического пинцета [3,4]. Главное преимущество такого типа устройств – создание комбинированного потенциала для удерживаемых частиц, что позволяет не только уменьшить область локализации, но и значительно расширить список материалов для локализации и последующего изучения [3].

В настоящей работе рассматривается удержание кулоновских кристаллов из микро- и наноразмерных частиц в гибридных ловушках. Гибридная ловушка в рамках настоящего исследования представляет собой квадрупольную ловушку с плоскими запирающими электродами, оптическая ловушка – гауссов пучок. Проведено численное моделирование фазовых переходов в кулоновских кристаллах из микро- и наноразмерных частиц при изменении параметров удерживающего потенциала, а также определены точки фазовых переходов.

- [1] I. Alda, et al, Appl. Phys. Lett. **109**, 16 (2016).
- [2] V. Jain, et al, Phys. Rev. Lett. **116**, 24 (2016).
- [3] G. Conangla, et al. Nano Lett. **20**, 8 (2020).
- [4] A. Härtel, J. H. Denschlag, Contemp. Phys. **55**, 1 (2014).
- [5] M. Drewsen, Phys. B: Cond. Matt. **460** (2015).
- [6] P. Sierant et al, Rep. on Progr. in Phys. **88**, 2 (2025).

Транспорт через сетку топологических каналов в HgTe квантовых ямах критической толщины

З.Д. Квон¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия
e-mail: kvon@isp.nsc.ru

В данной работе рассказывается о транспорте бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовых ямах с толщинами 6.3 нм - 6.4 нм, близкими к критической, соответствующей переходу от прямого к инверсному спектру. Установлено, что он хорошо описывается в точке зарядовой нейтральности (ТЗН) моделью сетки топологических каналов. Как недавно показано в работах [1,2], подобная сетка может возникать в указанных системах из-за наличия флуктуаций толщины квантовой ямы. Измерения неровностей поверхности HgCdTe, на которой выращивается HgTe квантовая яма, показывают, что их высота может достигать нескольких межплоскостных расстояний. Тот факт, что подобные неровности сохраняются и на границе HgTe/HgCdTe подтверждается измерениями подвижности при концентрациях электронов $N_s > 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, когда ее поведение определяется именно рассеянием на неровностях. Тогда флуктуации потенциала, вызванные указанными неровностями, могут привести к весьма своеобразному результату для HgTe квантовых ям с критической толщиной: возникновению сетки топологических каналов, являющихся границей между областями обычного и топологического изоляторов.

Подобная сетка уже давно является предметом теоретических исследований, однако до настоящей работы ее экспериментальная реализация отсутствовала. В частности, теоретический анализ показывает, что обсуждаемая сетка должна иметь удельное сопротивление $\rho = (0.2 - 0.4)e^2/h$. И проведенные нами эксперименты с целым набором различных образцов, изготовленных на основе квантовых ям толщиной 6.3 нм и 6.4 нм подтверждают данное предсказание. В представляемой работе также теоретически показано, что при транспорте через сетку топологических каналов эффект Холла должен быть подавлен, и эксперимент, также осуществленный в данной работе, подтверждает это.

В заключительной части доклада излагаются результаты исследования микроволновой фотопроводимости сетки топологических каналов. Обнаружено, что в окрестности дираковской точки она имеет флуктуационный характер в зависимости от затворного напряжения, а амплитуда флуктуаций растет с увеличением размера проводника и при уменьшении температуры. Предложено теоретическое объяснение микроволнового отклика. Оно базируется на предположении о существовании переколяционной двумерной фрактальной сетки геликоидальных краевых токовых состояний, возникающей в результате флуктуаций толщины ямы вблизи критического значения. Показано, что микроволновая фотопроводимость такой сетки флуктуирует при изменении энергии Ферми, причем поведение амплитуды флуктуаций качественно согласуется с наблюдаемым в эксперименте.

- [1] M.M. Mahmoodian and M.V. Entin., Physica Status Solidi b (2019).
- [2] M.M. Mahmoodian and M.V. Entin, Phys. Rev. B **101**, 125415 (2020).

Охлаждение и локализация атомов рубидия с помощью оптического чипа

Д.В. Быкова^{1,2}, А.А. Идрисова^{1,2}, А.С. Калмыков¹, А.Е. Афанасьев¹, В.И. Балыкин¹

1. Институт спектроскопии Российской академии наук, Троицк, Москва, Россия

2. Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

e-mail: aa'idrisova@edu.hse.ru

Лазерное охлаждение атомов лежит в основе многих подходов современной физики к решению как фундаментальных, так и прикладных задач. В последние годы активно развивается атомная интерферометрия с использованием ансамблей ультрахолодных атомов. Атомные интерферометры позволяют производить прецизионные измерения. В первую очередь они интересны для измерения инерциальных сил и построения атомных часов.

Точность и стабильность атомных интерферометров определяются количеством атомов в атомном ансамбле. По этой причине важным аспектом создания атомных интерферометров является стабильный и эффективный источник холодных атомов. Другим фактором в развитии атомных интерферометров стоит выделить подходы к их компактизации. Сочетание этих обстоятельств диктует необходимость рассмотрения новых схем получения ансамблей ультрахолодных атомов.

Одним из направлений оптимизации источников ультрахолодных атомов является использование атомных чипов [1]. В основе этого подхода лежит использование планарной технологии для создания пространственного распределения магнитного поля, требуемого для охлаждения и локализации атомов. Атомный чип позволяет формировать квадрупольные поля для магнито-оптической ловушки (МОЛ) вблизи его поверхности в условиях малого энергопотребления.

Для охлаждения и локализации атомов в МОЛ требуется не только магнитное поле, но и определенная конфигурация лазерного поля, обеспечивающая эффективное охлаждение вдоль всех возможных направлений движения атома в трёхмерном пространстве. Для увеличения стабильности компактных устройств оптимальным подходом является замена шестилучевой МОЛ на систему с меньшим количеством оптических элементов. Наиболее распространённым методом в настоящее время является использование пирамидальной МОЛ [2]. Такой подход использует отражение лазерного излучения от специально изготовленной пирамиды. Другим активно развивающимся направлением является использование планарных технологий на основе дифракционных оптических чипов [3]. В таком подходе требуемое распределение лазерного поля формируется при дифракции лазерного излучения на трёх дифракционных решётках. Использование планарной технологии позволяет совместное использование атомных и оптических чипов. Это открывает новые возможности по компактизации устройств на базе ультрахолодных атомов.

В Институте спектроскопии РАН создана магнитооптическая ловушка на основе оптического чипа, проводятся работы по её оптимизации. Целью таких работ является создание эффективного источника ультрахолодных атомов для квантовой сенсорики на основе атомной интерферометрии.

1. А.Е. Афанасьев, П.И. Скауненко, Д.В. Быкова, А.С. Калмыков, В.И. Балыкин, "Атомный чип", УФН, **194**, 1146 (2024)
2. K.I. Lee, J.A. Kim, H.R. Noh, W. Jhe, "Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror", Optics letters, **21**, 1177 (1996).
3. J.P. Cotter, et al., "Design and fabrication of diffractive atom chips for laser cooling and trapping", Applied Physics B, **122**, 172 (2016).

Динамика населённости магнитных подуровней атома туния в основном состоянии

**А.Е. Руднев^{1,2}, И.А. Пырх^{1,2}, Д.А. Першин¹, Д.А. Кумпилов^{1,2}, Г.В. Субботин^{1,3},
А.М. Ибрагимов^{1,2}, И.С. Кожокару^{1,4}, В.А. Хлебников¹, П.А. Аксенцев^{1,2}, С.А. Кузьмин^{1,2},
К.О. Фролов^{1,2}, В.В. Цыганок¹, А.К. Зыкова¹, А.В. Акимов^{1,4}**

¹ Российский квантовый центр, г. Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
г. Москва, Россия

³ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

⁴ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва, Россия
e-mail: rudnev.arjuna@yandex.ru

Ультрахолодные атомы с большим магнитным моментом, в частности лантаноиды, широко используются для изучения сильно коррелированных систем [1]. Однако наличие магнитного диполь-дипольного взаимодействия приводит к диполярной релаксации и изменению населенности магнитных подуровней системы [2], что ограничивает возможности экспериментов.

В докладе приведены экспериментальные результаты измерения скорости деполяризации и потерь атомов туния-169 на магнитном подуровне с $m_F = -3$ основного состояния в диапазоне магнитных полей 0,5–5 Гс. Предварительное охлаждение атомов производилось в зеемановском замедлителе и поляризованной магнитооптической ловушке. Затем облако атомов перегружалось в оптическую дипольную ловушку на длине волн 1064 нм, где происходило испарительное охлаждение до температуры 2,5 мК. После приготовления облака атомов осуществлялось изменение магнитного поля при помощи компенсационных катушек. Переселение атомов на зеемановский подуровень $|F = 4, m_F = -3\rangle$ реализовалось последовательностью из радиочастотных π -импульсов [2]. Населённость магнитных подуровней с $m_F = -4, -3, -2$ в начальный момент после π -импульсов описывается системой:

$$\begin{cases} \dot{N}_3 = -\alpha(\beta_{loss} + \beta_{depol})N_3^2 \\ \dot{N}_2 = \dot{N}_4 = \alpha \frac{\beta_{depol}}{2} N_3^2, \end{cases}, \quad (1)$$

где $\alpha = \frac{\bar{\omega}^3}{(2\pi)^3} \left(\frac{\pi m}{kT} \right)^{\frac{3}{2}}$, $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{\frac{1}{3}}$ - средняя частота ловушки, T - температура атомного облака, m - масса атома туния. N_4 , N_3 и N_2 населенности уровней $|F = 4, m_F = -4\rangle$, $|F = 4, m_F = -3\rangle$ и $|F = 4, m_F = -2\rangle$ соответственно. β_{depol} - скорость деполяризации, приводящей к переходу атомов на подуровни $m_F = -4, -2$. β_{loss} - скорость дипольной релаксации, приводящей к потерям атомов из ловушки. Данное приближение описывает данную систему в начальный момент времени, поскольку в $N_3 \ll N_4, N_2$.

В результате получена зависимость коэффициентов β_{loss} и β_{depol} от магнитного поля. Обнаружено, что в магнитном поле 0,9 Гс процесс деполяризации подавлен на три порядка, процесс дипольной релаксации подавлен более чем в 50 раз. Это открывает возможность для использования зеемановских подуровней основного состояния туния для квантовых симуляций.

Работа была поддержана государственной корпорацией «Росатом» в рамках Дорожной карты для Квантовых вычислений (Контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 5 октября 2021 года)

- [1] L. Chomaz et al., Dipolar physics: a review of experiments with magnetic quantum gases, Reports on Progress in Physics **86**, 026401 (2022).
- [2] S. Hensler et al., Dipolar Relaxation in an ultra-cold Gas of magnetically trapped chromium atoms, Appl. Phys. B **77**, 765–772 (2003).
- [3] D. A. Pershin et al., Microwave coherent spectroscopy of ultracold thulium atoms, Phys Rev A (Coll Park) **102**, 043114 (2020).

Реализация оптической дипольной ловушки на магической длине волн 1012 нм для ультрахолодных атомов рубидия

Т.А. Воронова^{1,2}, К.О. Бабичев^{1,2,3}, К.А. Лискова^{1,4}, Н.Д. Матюхин^{1,5}, А.Д. Легошин¹,
Д.О. Трегубов^{2,3}, Г.В. Осипенко^{1,6}, М.С. Алейников⁶, Г.А. Вишнякова^{1,2,3}

¹*Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия.*

²*ФГБУН Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия.*

³*Российский Квантовый Центр, Москва, Россия*

⁴*Национальный исследовательский университет электронной техники МИЭТ, Зеленоград, Россия*

⁵*Институт спектроскопии Российской академии наук, Троицк, Россия*

⁶*ФГУП "ВНИИФТРИ", Солнечногорск, Россия*

e-mail: voronova.ta@phystech.edu

Ультрахолодные атомы представляют собой перспективную платформу для реализации квантовых вычислений, прецизионных метрологических стандартов частоты и высокочувствительных сенсоров. Ключевым требованием для манипуляции такими ансамблями является их пространственная локализация, эффективно обеспечиваемая методами оптического дипольного захвата. Данный метод, основанный на динамическом эффекте Штарка, использует интенсивное лазерное излучение с большой отстройкой от атомных резонансов. Это позволяет минимизировать процессы переизлучения фотонов и исключает необходимость применения магнитных полей, что обеспечивает универсальность конфигурации ловушек и применимость к атомам в основном состоянии. Указанные преимущества обуславливают широкое применение оптических дипольных ловушек в исследованиях бозе-эйнштейновской конденсации и вырожденных ферми-газов, а также для моделирования в рамках квантовых симуляций в конденсированных средах. Кроме того, подобные системы демонстрируют рекордные времена удержания атомов, превышающие сотни секунд [1].

Излучение с длиной волны 1012 нм возможно использовать в разных приложениях в эксперименте. Во-первых, оно выступает в качестве одной из ступеней в двухфотонной схеме возбуждения высоколежащих ридберговских состояний атомов рубидия ($5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow nS/nD$). Во-вторых, данная длина волны является магической для основного и ридберговского состояний, что означает равенство их динамических поляризуемостей. Ключевым следствием является идентичность создаваемых оптических потенциалов для обоих состояний, что приводит к компенсации световых сдвигов и сохранению когерентности квантовой системы. Это обеспечивает независимость резонансной частоты возбуждения от пространственного распределения интенсивности в ловушке, открывая возможность исследования дальнодействующих взаимодействий в ридберговских ансамблях без дестабилизирующего влияния световых сдвигов. Перспективным направлением в развитии ИК-сенсорики является создание квантового сенсора на основе ридберговских состояний ультрахолодных атомов Rb-87. Данный подход позволит исследовать электрическую однородность гетероструктур методами прецизионной лазерной спектроскопии. Исключительная чувствительность ридберговских атомов к внешним полям, обусловленная их сильными дальнодействующими взаимодействиями, в сочетании с эффектом дипольной блокады открывает новые возможности для создания высокочувствительных сенсоров и масштабируемых квантовых технологий.

В нашем эксперименте мы реализовали перезахват в оптическую дипольную решетку холода атомов Rb-87 на длине волны 1012 нм с эффективностью 0,6% и временем жизни порядка 300 мс.

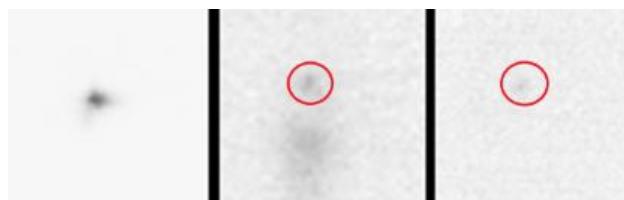


Рис. 1. Стадии перезахвата, слева направо: МОЛ (сигнал ослаблен в 8 раз); оптическая решетка (красный кружок) через 50 мс, внизу видна начальная стадия формирования подсвечивающим излучением облака МОЛ из разлетевшихся атомов; оптическая решетка (красный кружок) через 100 мс.

Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от «21» августа 2025 года.

[1] M. J. Gibbons et al. Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics, 4, 78 (2008)

Сравнение EMCCD и sCMOS видеокамер для регистрации одиночных атомов в дипольной ловушке

С.А.Спирин^{1,2}, Е.А.Якшина^{1,2,3},

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³ Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: s.spirin@g.nsu.ru

Квантовые компьютеры на основе нейтральных атомов являются одной из перспективных платформ для квантовых вычислений, ключевой особенностью которой является возможность масштабирования. Типичная экспериментальная установка представляет собой магнитооптическую ловушку, в которой атомы охлаждаются до субдоплеровских температур, а затем захватываются в массив дипольных ловушек, формирующих квантовый регистр.

Регистрация в подобных экспериментах может производиться двумя способами – лавинными фотодиодами или видеокамерами. Основным недостатком ЛФ является отсутствие какого-либо пространственного разрешения. Использование видеокамер, обладающих различными матрицами, лишено этого недостатка. При выборе видеокамер некоторое время лидировали EMCCD камеры, ввиду их высокой чувствительности к слабым сигналам. Однако электронное усиление как дополнительный источник шума и невозможность работать со слишком малыми экспозициями препятствовали получению качественных данных.

В статье [1] авторы показали, что в их текущем состоянии sCMOS видеокамеры способны конкурировать с EMCCD камерами. Однако в статье [1] авторы не провели прямое сравнение камер в полевых условиях на одной оптической установке. Они получили результаты с sCMOS камеры и во время сравнения с EMCCD они лишь сослались на работу других авторов, проводивших похожий эксперимент с другой камерой.

Целью нашей работы был поиск оптимальных условий для регистрации сигнала одиночного атома в экспериментах с атомами ^{87}Rb . Для этого в одну и ту же оптическую систему устанавливались EMCCD и sCMOS видеокамеры и записывались гистограммы на основе телеграфного сигнала от одиночного атома в дипольной ловушке. В качестве характеристики сигнала использовалась величина «сигнал/шум» - способность разделять изображения с камеры в случае, когда атома в ловушке нет, и в случае, когда в ловушке ровно один атом. Помимо этого, также было оценено время жизни атома в дипольной ловушке при различных параметрах эксперимента и подобраны оптимальные параметры (мощность лазера дипольной ловушки и мощность охлаждающего лазера), при которых наблюдается баланс между продолжительным временем жизни атома и высоким соотношением «сигнал/шум».

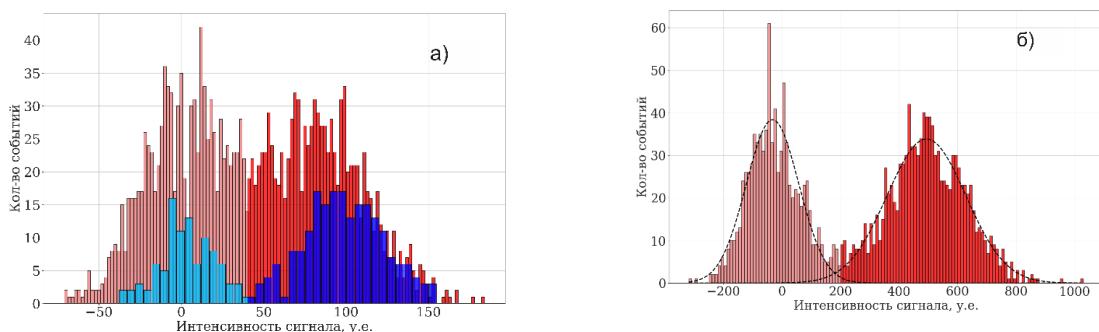


Рис. 1. а) Сравнение сигнала с EMCCD камеры (красный) с sCMOS камерой (синий) на снимках со временем экспозиции порядка 120 мс. б) Сигнал с EMCCD камеры со временем экспозиции 80 мс и большим усилением.

На Рис. 1. видно, что в случае малого уровня сигнала sCMOS камеры предпочтительнее, они показывают меньший уровень шумов, в отличие от EMCCD камеры, которые оказываются более требовательны к числу фотонов, попадающих в оптическую систему. Также были получены оптимальные условия, при которых атомы не покидают ловушку в течение 750 мс, а также «сигнал/шум» достигает пикового значения 7,76.

Работа выполнена за счет гранта РНФ 23-42-00031.

[1] Picken C. J., Legaie R., Pritchard J. D. Single atom imaging with an sCMOS camera //Applied Physics Letters. – 2017. – Т. 111. – №. 16.

Адаптивный многокритериальный метод оптимизации волнового фронта лазерного излучения по морфологическим метрикам пятна рассеяния

В.В. Громыко^{1,2}, И.В. Хорсова^{1,3}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

²Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: vgromyko0@yandex.ru

Адаптивные оптические и лазерные системы - исключительные по своим возможностям инструменты для множества приложений. Задача адаптивной оптики заключается в тонкой настройке множества параметров оптической системы, позволяющих получить в конечном итоге уникальные целевые характеристики. Данный подход находит применение в фундаментальных исследованиях, например, в создании квантовых регистров с ультрахолодными нейтральными атомами. С другой стороны, многие современные оптические комплексы с протяженным атмосферным оптическим трактом, например, телескопы, также требуют динамической коррекции параметров волнового фронта. Аберрации волнового фронта критически сказываются на работоспособности лазерных комплексов для множества применений, поэтому важно иметь универсальное средство борьбы с искажениями.

В оптических системах в качестве элементов, способных менять форму волнового фронта лазерного излучения, как правило, используются фазовые преобразователи, такие как цифровые голограммы, выводимые на пространственные модуляторы света, и подвижные микрозеркала. При этом искаженная форма волнового фронта корректируется добавочной фазой корректирующего элемента. Фазовая глубина пикселя голограммы или наклон микрозеркала кодируются величиной электрического напряжения, прикладываемого к нематическому кристаллу или актоатору микрозеркала, соответственно. Задача оптимизации, таким образом, сводится к поиску распределения электрического напряжения на воздействующих элементах.

Обычно при оптимизации волнового фронта для получения острой фокусировки в качестве функции - критерия оптимизации используют признаки, которые не описывают качество формирования пучка напрямую.



Рис. 1. Экспериментальная оптимизация волнового фронта лазерного излучения: распределение интенсивности до (слева) и после (справа) оптимизации.

В нашей работе реализованы механизмы оптимизации в лазерной системе, в которой роль корректирующего элемента выполняет пространственный модулятор света. В качестве функции-оптимизатора выбрана аддитивная скаляризация метрик, отвечающих за интегральную плотность, размер, и форму пучка. Ядро оптимизатора соответствует известному алгоритму семейства Adam (Adaptive Momentum), применяемого в задачах оптимизации нулевого порядка, то есть, без явного использования производных функций-метрики, и для обучения глубоких нейронных сетей.

Мы продемонстрировали экспериментальное и модельное подтверждение состоятельности полученного алгоритма оптимизации в задаче многокритериальной морфологической фокусировки лазерного излучения. На Рис. 1 продемонстрирована коррекция лазерного пучка на экспериментальной установке. Морфологический анализ пятна может претендовать на новую метрику оптимизации в адаптивных оптических системах.

Работа выполнена за счет гранта РНФ 23-42-00031.

Квантовый симулятор на основе атома тулия

А.В. Акимов¹

Российский квантовый центр, Москва, Россия.
e-mail: a.akimov@rqc.ru

Конденсация Бозе-Эйнштейна (ВЕС) является мощным инструментом для широкого спектра исследовательских работ, значительная часть которых связана с квантовым моделированием. Различные виды атомов могут быть полезны для решения различных задач. Атомы тулия в основном состоянии обладают дипольным моментом, равным 4 магнетонам Бора, что обеспечивает долговременные взаимодействия. Он также обладает рядом не хаотических резонансов.

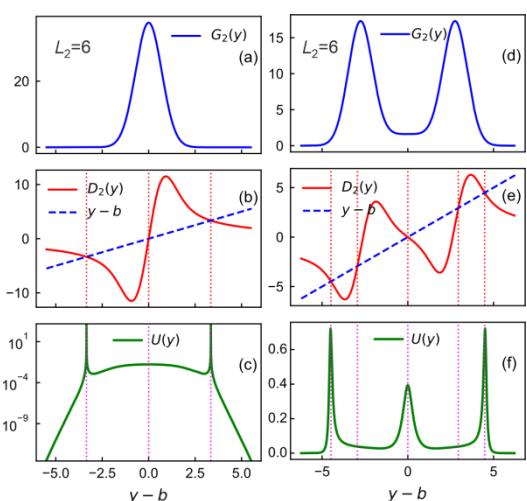
Мой доклад будет обзором наших усилий за последние годы, направленных на создание квантового симуляторов на основе атома тулия. Я расскажу о наших усилиях по охлаждению, атома тулия и получению конденсата Бозе-Эйнштейна с ним. Коснувшись наших экспериментов по контролю столкновительных свойств атома тулия с помощью резонансов Фешбха и использования микроволновых импульсов для контроля его внутреннего состояния, а также текущем статусе использования атома тулия для моделирования задач модели Хаббарда.

Эволюция населенности верхнего состояния трансмона взаимодействующего с непрерывными модами одномерного открытого волновода

Я.С. Гринберг^{1*}, А.А. Штыгашев¹, О.В. Кибис¹

¹Новосибирский государственный технический университет, пр-т К. Маркса 20, Новосибирск, 630073
*yakovgreenberg@yahoo.com

В настоящей работе исследуется распад третьего уровня трансмона, а именно, вероятность того, что будучи в начальный момент в состоянии $|f\rangle$, трансмон через время t останется в этом же состоянии [1]. Взаимодействие трансмона с волноводными модами описывалось с помощью многомодового гамильтониана Джейнеса-Камингшса, в котором учитывалось взаимодействие только между соседними уровнями. То есть, уровень $|e\rangle$ взаимодействует с уровнями $|f\rangle$ и $|g\rangle$, тогда как уровни $|f\rangle$ и $|g\rangle$ между собой не взаимодействуют. Искомая амплитуда вероятности $P_{ff}(t)$ выражается через спектральную функцию $U_{ff}(E)$: $P_{ff}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dE U_{ff}(E) e^{-iEt}$, где



локализовано в узкой области δ вблизи энергии уровня: $g^2(\omega) = \Lambda P(\omega)$, где $\Lambda = \int_0^\infty d\omega g^2(\omega)$, $\int_0^\infty d\omega P(\omega) = 1$. Для численного расчета мы взяли $P(\omega)$ в виде Гауссова распределения

$P(\omega) = (2/(\delta\sqrt{\pi}))e^{-\frac{(\omega-E_c)^2}{\delta^2}}$. Величина взаимодействия трансмона с модами электромагнитного поля определялась безразмерным параметром $L = \Lambda/\delta^2$. При $L \ll 1$ взаимодействие слабое, при $L \gg 1$ сильное. Результаты расчета для $L=6$ показаны на Рисунке. Все графики даны в безразмерных единицах. По оси абсцисс отложена расстройка $(E-E_f)/\delta$. На верхних панелях этого рисунка изображена зависимость $\Gamma(E)/\delta$, на средних панелях зависимость $\Delta(E)/\delta$ и на нижних панелях – безразмерная величина $U_{ff}(E)\delta$. Точки пересечения штрихпунктирной линии со сплошной на средней панели являются точками резонанса, то есть, решением уравнения $E - E_f - \Delta(E) = 0$. Этим точкам соответствуют пики величины $U_{ff}(E)\delta$ на нижней панели. В левой колонке изображен распад третьего уровня трансмона в том случае когда выключено взаимодействие между вторым и первым уровнем. По существу это распад двухуровневой системы в которой нижний уровень (в данном случае второй) является стационарным. Видно, что на графике $U_{ff}(E)\delta$ появляются два узких долгоживущих пика, соответствующих слабо затухающим Рabi колебаниям. Включение взаимодействия между вторым и нижним уровнем полностью меняют картину распада третьего уровня: высота пиков значительно уменьшается и их ширины становятся большими, что в итоге не позволяет наблюдать Рabi осцилляции при этих условиях.

Таким образом, распад третьего уровня трансмона существенным образом отличается от распада верхнего уровня в двухуровневой системе.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ по проекту FSUN-2023-0006, а также Фонда развития теоретической физики и математики БАЗИС.

[1] Ya.S. Greenberg, A.A. Shtygashhev, O.V. Kibis, e-print ArXive quant-ph 2511.02350v1 (2025).

$$U_{ff}(E) = \frac{2}{\pi} \frac{\Gamma(E)}{(E - E_f - \Delta(E))^2 + \frac{\Gamma^2(E)}{4}} \quad (1)$$

Здесь и далее $\hbar=1$, так что все энергии имеют размерность частоты. В (1) $\Delta(E)$ определяет смещение энергии третьего уровня трансмона из-за его взаимодействия с модами электромагнитного поля, $\Gamma(E)$ – ширина резонанса. Отметим, что обе эти величины зависят от энергии E и при сильном взаимодействии форма $U_{ff}(E)$ значительно отличается от Лоренциана. Аналитические выражения для $\Delta(E)$ и $\Gamma(E)$, которые мы здесь не приводим из-за их громоздкости, были получены с помощью функций Грина и метода проекционных операторов. При численном расчете величин $\Delta(E)$ и $\Gamma(E)$ мы предполагали, что взаимодействие $g(\omega)$ между трансмоном и полем

вблизи энергии уровня: $g^2(\omega) = \Lambda P(\omega)$, где

$\Lambda = \int_0^\infty d\omega g^2(\omega)$, $\int_0^\infty d\omega P(\omega) = 1$. Для численного расчета мы взяли $P(\omega)$ в виде Гауссова распределения

$P(\omega) = (2/(\delta\sqrt{\pi}))e^{-\frac{(\omega-E_c)^2}{\delta^2}}$. Величина взаимодействия трансмона с модами электромагнитного поля

определялась безразмерным параметром $L = \Lambda/\delta^2$. При $L \ll 1$ взаимодействие слабое, при $L \gg 1$ сильное. Результаты расчета для $L=6$ показаны на Рисунке. Все графики даны в безразмерных единицах. По оси абсцисс отложена расстройка $(E-E_f)/\delta$. На верхних панелях этого рисунка изображена зависимость $\Gamma(E)/\delta$, на средних панелях зависимость $\Delta(E)/\delta$ и на нижних панелях – безразмерная величина $U_{ff}(E)\delta$. Точки пересечения штрихпунктирной линии со сплошной на средней панели являются точками резонанса, то есть, решением уравнения $E - E_f - \Delta(E) = 0$. Этим

точкам соответствуют пики величины $U_{ff}(E)\delta$ на нижней панели. В левой колонке изображен распад

третьего уровня трансмона в том случае когда выключено взаимодействие между вторым и первым

уровнем. По существу это распад двухуровневой системы в которой нижний уровень (в данном

случае второй) является стационарным. Видно, что на графике $U_{ff}(E)\delta$ появляются два узких

долгоживущих пика, соответствующих слабо затухающим Рabi колебаниям. Включение

взаимодействия между вторым и нижним уровнем полностью меняют картину распада третьего

уровня: высота пиков значительно уменьшается и их ширины становятся большими, что в итоге не

позволяет наблюдать Рabi осцилляции при этих условиях.

Engineered frustration of Rydberg atom arrays for generating quantum spin liquids

Ahmed M. Farouk¹, I.I. Beterov^{1,2,3,4}, I.I.Ryabtsev^{1,2}

¹ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

² Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

³ Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

⁴ Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

e-mail: afarouk@isp.nsc.ru

Quantum spin liquid (QSL) [1] is one of the concepts that originally studied in condensed-matter physics and refers to a state of spins where the magnetic moment remains in liquid-like state. Liquid here refers to the disordered state which happens due to the quantum fluctuations despite the strong van der Waals (vdW) interactions among the spins even at absolute zero temperature ($T = 0$ K). QSLs emerge due to frustration [2], where competing interactions prevent spins from settling into an ordered state.

We studied QSL by studying the dynamics of exciting Rb alkali atoms to Rydberg states. Atoms are arranged on sites of Kagome lattice, see Fig. 1(a). The detuning of Rydberg state is swept on three different stages: (i) all atoms are equally swept from the negative value Δ_i to the quenching value Δ_q . (ii) Then quenching happened for time t_q . (iii) Then atoms are individually swept with different sweeping rate to the value Δ_f or Δ_m according to their position on the lattice. We solve the Hamiltonian in the blockade subspace where the subspace radius $R_s = 1.5a$, a is the spacing lattice constant to reduce the number of equations required to 2^N where N is the number of atoms in the system. In Fig 1(d), we can find the perfect dimer configuration where the system is in an ideal situation. The ideal situation is when each vertex of the hexagon is connected to only one atom excited to Rydberg state.

In Fig. 1(b), we plot the probability to find a system of $N = 30$ atoms on sites of Kagome lattice. We find that the probability of a monomer-dimer configuration (where the quantum state has one monomer configuration) – the solid blue curve in Fig. 1(b) is much higher compared with the perfect dimer covering – the dashed violet curve in Fig. 1(a) – for small and medium values of the detuning. But for large values of detuning, the perfect dimer configuration becomes almost equal or slightly higher [see the inset of Fig. 1(a)].

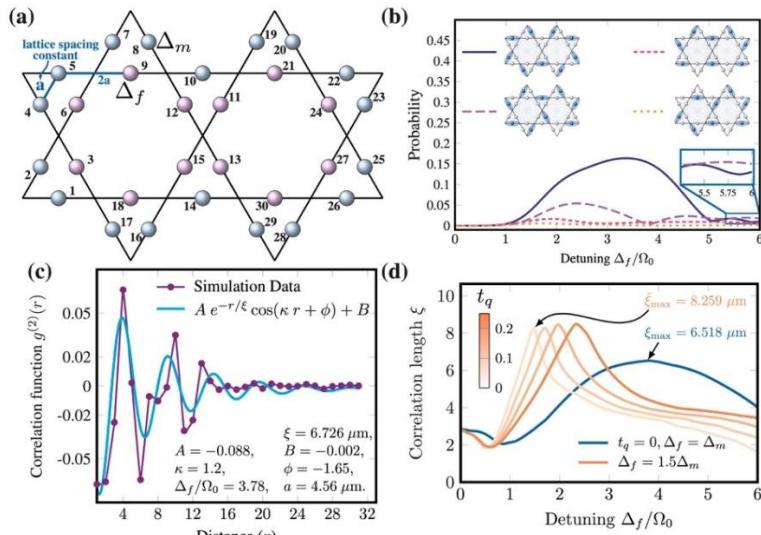


Fig. 1. (a) Kagome lattice with 30 sites. (b) The probability as a function of detuning. (c) the density-density correlation function $g^{(2)}(r)$ for pairs of atoms separated by distance r . (d) The evolution of correlation length ξ as a function of detuning for different values of quenching time t_q .

In Fig. 1(c), we have calculated the correlation function $g^{(2)}(r)$ which shows the effect of pairs of atoms separated from each other by a distance r . The figure shows a decay of the correlation which is a normal behavior and by fitting the data we calculated the correlation length ξ . In fig. 1(d), we plot the change of the correlation length ξ as a function of the detuning. We can see that the change in quench time t_q with the ratio Δ_m/Δ_f is enhancing the correlation length and shifts its maximum value for lower values of Δ_f .

This work is supported by Russian Science Foundation Grant No. 23-42-00031.

[1] G. Semeghini, et al., Science 374, 1242 (2021).

[2] G. Giudici, M.D. Lukin, and H. Pichler, Physical Review Letters 129, 090401 (2022).

Радиационное заселение $n' \ ^1P_1$ – состояний из ридберговских $n \ ^1S_0$ – состояний щелочноземельных атомов

А.А. Каменский¹, И.Л. Глухов¹, А.С. Корнев¹, В.Д. Овсянников¹
¹Воронежский государственный университет 394018, Воронеж, Россия
e-mail: san40@bk.ru

Макроскопические свойства ансамбля атомов, находящихся изначально в ридберговских $n \ ^1S_0$ состояниях, меняются под влиянием радиационных переходов, как спонтанных, так и индуцированных фотонами различных типов внешнего излучения, включая вездесущее тепловое излучение окружающей среды. Так, в атомах щелочноземельных металлов происходит изменение заселенности начального высоковозбужденного $n \ ^1S_0$ -состояния вследствие радиационных переходов в состояние противоположной чётности $n' \ ^1P_1$. При этом скорость спонтанного распада, $\Gamma_{nS}^{\text{sp}} = 1/\tau_{nS}^{\text{sp}}$, учитывает переходы на нижележащие уровни, $E_{n'P} < E_{nS}$, а радиационные переходы, индуцированные тепловым излучением, допускают не только распад, но и возбуждение уровня; $E_{n'P} > E_{nS}$. Скорость таких переходов $\Gamma_{nS}^{\text{BBR}}(T)$ в ближайшие ридберговские состояния с частотой $|\omega| \ll k_B T$ оказывается значительно выше, чем для спонтанных, поскольку содержит множитель

$$N_{\text{ph}}(\omega, T) = [\exp(|\omega|/k_B T) - 1]^{-1}, \quad (1)$$

где k_B — постоянная Больцмана. Спонтанные и индуцированные процессы неотделимы друг от друга. Следовательно, скорость конкретного радиационного перехода есть

$$\Gamma_{nS \rightarrow n'P}^{\text{sp}} + \Gamma_{nS \rightarrow n'P}^{\text{BBR}}(T) = \frac{4}{3c^3} \tilde{N}(\omega_{nn'}, T) |\omega_{nn'}|^3 |\langle n' \ ^1P_1 | r | n \ ^1S_0 \rangle|^2. \quad (2)$$

Здесь

$$\tilde{N}(\omega_{nn'}, T) = \begin{cases} N_{\text{ph}}(\omega_{nn'}, T) + 1, & \text{при } E_{n'P} < E_{nS}, \\ N_{\text{ph}}(\omega_{nn'}, T), & \text{при } E_{n'P} > E_{nS}. \end{cases}$$

Тогда естественная ширина уровня ($\text{Im } E_{nS} = -\Gamma_{nS}^{\text{tot}}/2$) может быть представлена в виде

$$\Gamma_{nS}^{\text{tot}}(T) = \sum_{n'} [\Gamma_{nS \rightarrow n'P}^{\text{sp}} + \Gamma_{nS \rightarrow n'P}^{\text{BBR}}(T)], \quad (3)$$

где суммирование проводится по всем синглетным состояниям $n' \ ^1P_1$, а также включает состояния непрерывного спектра. Разложение экспоненциального множителя в выражении (1) с учётом правил сумм для сил осцилляторов приводит при $n > 20$ к асимптотическому виду $\Gamma_{nS}^{\text{tot}}(T) \approx \Gamma_0(n, T) = 4k_B T/(3c^3 n^2) = 10795.8 T/n^2$ (Гц) в широком диапазоне температур [1], что дает возможность представить результат в виде асимптотической формулы

$$\Gamma_{nS}^{\text{tot}}(T) \approx g_0(T) \frac{T}{n^2} \left[1 + \frac{g_1(T)}{n} + \frac{g_2(T)}{n^2} \right]. \quad (4)$$

Коэффициенты $g_0(T)$, $g_1(T)$, $g_2(T)$ в разложении (4) плавно зависят от температуры и также представляются в виде полиномов по степеням $1/T$. Численные значения матричных элементов получены с помощью одноэлектронных приближений МПФ и ТКД.

С учётом соотношений (2) и (3) за макроскопическое время один из атомов окажется в $n' \ ^1P_1$ -состоянии с вероятностью

$$W_{nS}(n'P, T) = \frac{\Gamma_{nS \rightarrow n'P}^{\text{sp}} + \Gamma_{nS \rightarrow n'P}^{\text{BBR}}(T)}{\Gamma_{nS}^{\text{tot}}(T)}. \quad (5)$$

Например, численные расчеты для атомов Sr в рамках одноэлектронных методов дают: $W_{50S}(5P, 600K) = 14.1\%$, $W_{50S}(6P, 600K) = 10.6\%$, $W_{50S}(7P, 600K) = 7.54\%$. С ростом температуры окружающей среды значения этих вероятностей уменьшаются.

Заселение $n' \ ^1P_1$ -состояний приводит, в частности, к изменению структуры взаимодействия между атомами, например, к вандерваальсовому взаимодействию $\Delta E_{\text{vdW}} = -C_6/R^6$ добавляется диполь-дипольное взаимодействие $\Delta E_{d-d}(T) = -C_3(T)/R^3$ [2].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания по проекту FZGU-2023-0007.

[1] W. Farley and W.H. Wing, Phys. Rev. A, **23**, 2397–2424 (1981).

[2] J. de Hond *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **53**, 084007 (2020).

Классический гравиметр против квантовых: чем больше, тем точнее

А.С. Лещев¹, Ю.В. Рождественский¹

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Российская федерация
e-mail: 19Leshal@gmail.com

Измерение силы тяжести является важной практической задачей, необходимой в геологических задачах, исследовании космических объектов и измерении гравитационной постоянной. На данный момент существует множество различных гравиметров[1], общей чертой которых является падение некоего тела (груза массой порядка 10 кг, зеркала, одиночного атома, облака атомов) в поле силы тяжести. Потенциально, точность квантовых гравиметров может достигать 10^{-13} Гал [2], но из-за сложностей при практической реализации, реальные точности оказываются на уровне 10^{-6} Гал [1]. При этом влияние гравитации значительно больше на массивные объекты, поэтому увеличение массы тела потенциально может привести к увеличению точности измерения [3].

В данной работе мы исследуем динамику сферической диэлектрической микрочастицы в поле оптического излучения с гауссовым профилем пучка в условиях вакуума и возможность применения динамики частицы для измерения силы тяжести. Уравнения движения частицы примут вид:

$$m\ddot{z} = F_s - F_g, \quad m\ddot{x} = F_{grad}^x, \quad m\ddot{y} = F_{grad}^y, \quad (1)$$

где F_s — продольная оптическая сила, направленная по распространению оптического пучка; F_{grad} — градиентная сила, направленная к оси пучка; $F_g = g_0 - W_{zz}z$ — сила тяжести, g_0 — сила тяжести в фокусе оптического пучка, W_{zz} — градиент силы тяжести. Под действием представленных сил частица будет совершать колебательные движения по спирали, радиус которой увеличивается при удалении от фокуса пучка.

Для измерения силы тяжести рассмотрим случай, когда амплитуда поперечных колебаний частицы пренебрежимо мала. Тогда колебания частицы по оси OZ в первом приближении могут быть описаны в приближении гармонического маятника

$$z(t) = Z(g) \left(\frac{1}{2} (1 + \sin(\omega(g)t)) \right), \quad (2)$$

где, при известных параметрах лазерного излучения, амплитуда Z и частота ω колебаний частицы зависят только от силы тяжести. Тогда для измерения силы тяжести необходимо измерить параметры колебаний частицы на двух разных высотах, не меняя широту и долготу точки измерения, а затем, используя g_0 и W_{zz} как подгоночные параметры в уравнении (1) добиться наилучшего совпадения между теоретическими и экспериментальными параметрами колебания частицы.

Таким образом, по динамике сферической микрочастицы в поле оптического излучения можно измерять силу тяжести. При этом наш гравиметр по принципу работы похож на классические баллистические гравиметры, где микрочастица выступает в качестве падающего объекта, а оптическое излучение в качестве возвратного механизма. При этом благодаря непрерывному движению и измерению как на подъём, так и на спуск частицы, становится возможным измерить большее количество падений за то же время. Теоретическая точность предложенного гравиметра, как минимум, не уступает квантовым аналогам. Кроме того, измерение полностью классического эффекта и относительная простота конструкции предрасполагают к более высокой точности реального гравиметра. Настолько высокоточные измерения открывают не только новые перспективы в георазведке и исследовании Земли, но и дают возможность исследовать объекты Солнечной системы. При достижении предельной теоретической точности станет возможным исследование тёмной материи и сверхтяжёлой чёрной дыры в центре Млечного пути.

[1] Fang J. et al., Remote Sensing B **16**, 2634 (2024).

[2] S. Qvarfort, A. Serafini, P.F. Barker, S. Bose, Nature communications, B **9**, 3690 (2018).

[3] M. Rademacher, J. Millen, Y.L. Li, Advanced Optical Technologies, B **9**, 227 (2020).

Оптические магнитометры. Перспективы. Применение в околонулевом и земном поле

А.О. Макаров^{1,2}, К.С. Козлова^{1,2}, Д.В. Бражников^{1,2}, А.Н. Гончаров^{1,2,3}

¹*Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия*

²*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

³*Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

e-mail: werklore@mail.ru

Высокочувствительные атомные магнитометры (AM) на основе оптической накачки щелочных атомов сегодня востребованы как в фундаментальных исследованиях (поиск аксионов и скрытых полей, тёмной материи; измерения фундаментальных констант и симметрий; исследования квантовых спиновых систем и квантовой динамики; прецизионная метрология и тесты фундаментальных ограничений; фундаментальные исследования в физике плазмы и астрофизике; ультрахолодные атомы, бозе–эйнштейновские конденсаты; прецизионные гравитационные и инерциальные сенсоры), так и в прикладных областях — геологии (поиск магнитных аномалий и полезных ископаемых), навигации (магнитное картирование, аэрогеофизическая съемка), медицине (магнитная энцефалография, магнитная кардиография, магнитная нейромиография, магнитно-резонансная томография), биологии (биомагнетизм растений) и космических миссиях (кубаты, космическая погода, магнитные поля других планет). Современные миниатюрные AM обычно работают в SERF-режиме, требующем высоких температур и сильного экранирования, что ограничивает их практическое использование.

В представленной работе, помимо широкого обзора оптических магнитометров, предложены два подхода к регистрации магнитооптических резонансов (MOP) в миниатюрных ячейках объёмом $\approx 0,125 \text{ см}^3$ при температурах $\leq 85 \text{ }^\circ\text{C}$. Использованные методы позволяют создать компактный магнитный сенсор с низким энергопотреблением и умеренными требованиями к экранированию.

Модификация метода Белла–Блума

Первый предложенный подход – вариант скалярной магнитометрии Белла–Блума [1] с использованием эллиптически поляризованного света и регистрацией резонанса по изменению эллиптичности световой волны [2]. Использование поляриметрии позволило повысить отношение сигнал/шум. Эксперименты проводились с ячейкой с ^{87}Rb и буферным газом N_2 ($\approx 300 \text{ Тор}$).

Полученная оценка чувствительности составила $\sim 130 \text{ фТл}/\sqrt{\text{Гц}}$ при полосе $\sim 750 \text{ Гц}$, что уже соответствует требованиям, например, магнитной кардиографии. Потенциально, после оптимизации экранировки и электроники, чувствительность может приблизиться к дробовому пределу ($\sim 10 \text{ фТл}/\sqrt{\text{Гц}}$), открывая путь к применению в МЭГ. Метод остаётся абсолютным и работоспособным в земном поле, что делает его перспективным для навигации и полевых исследований. Возможная замена AM-модуляции на ЧМ упростит конструкцию и снизит энергопотребление.

Модификация метода Ханле

Второй подход основан на регистрации МОР типа Ханле [3] по изменению эллиптичности световой волны при сканировании поперечной компоненты магнитного поля в экранированной среде. Эксперименты проводились с ячейкой с ^{133}Cs и буферной смесью N_2+Ar ($\approx 200 \text{ Тор}$).

Достигнутая оценка чувствительности составила $\sim 100 \text{ фТл}/\sqrt{\text{Гц}}$, ограниченная главным образом техническими шумами от нагревателей. В пределе фотонного дробового шума она может достигнуть $\sim 10 \text{ фТл}/\sqrt{\text{Гц}}$, что соответствует уровню современных миниатюрных SERF-магнитометров — но без необходимости использования высокой температуры ячейки, что улучшает энергоэффективность потенциального устройства. Предложенная схема наблюдения МОР является достаточно простой в реализации, не требует оптических фильтров и дополнительных каналов отсечки накачки, что делает её удобной для дальнейшей миниатюризации и создания автономных низкотемпературных сенсоров, востребованных в медицине, геологии, навигации и других областях.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00195).

[1] W.E. Bell and A.L. Bloom. Phys. Rev. Lett., **6** (6), 280–281, (1961).

[2] A. Makarov, K. Kozlova D. Brazhnikov, V. Vishnyakov, A. Goncharov, Optics Communications, **577**, 131369 (2025).

[3] Е.Б. Александров, А.М. Бонч-Бруевич, В.А. Ходовой, Оптика и спектроскопия, **XXIII**, 282–286, (1967).

Атомная магнитометрия на основе эффекта Ханле в основном состоянии атомов щелочных металлов в поле эллиптически поляризованной световой волны

К.С. Козлова^{1,2}, А.О. Макаров^{1,2}, Д.В. Бражников^{1,2}, А.Н. Гончаров^{1,2,3}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

²Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

e-mail: k.kozlova1@g.nsu.ru

В настоящее время магнитометры с оптической накачкой (МОН) используются в самых различных областях: от биологии и медицины до фундаментальных и космических исследований. МОН обладают рядом преимуществ по сравнению со сверхпроводящими квантовыми интерференционными датчиками (СКВИД), ранее считавшихся самыми чувствительными магнитометрами. К достоинствам МОН относятся малые размеры, низкое энергопотребление, работа при температурах около комнатной, высокая чувствительность.

В работе исследовались магнитооптические резонансы (МОР), возникающие благодаря эффекту Ханле в основном состоянии атома [1]. Использовалась стеклянная ячейка с размерами $5 \times 5 \times 5$ мм³, наполненная парами ¹³³Cs и буферным газом (Ar+N₂ с давлением 200 Torr) и излучение с длиной волны ≈ 895 нм (D₁ линия). В ячейке сканировалось магнитное поле, поперечное направлению распространения излучения.

В классической схеме резонансы Ханле наблюдаются в поглощении световой волны с круговой поляризацией. В предложенной модифицированной схеме используется эллиптически поляризованная волна, а МОР регистрируются в изменении параметра эллиптичности с помощью поляриметра [2]. На Рис. 1(а) показано, что такой способ регистрации позволяет вычесть шум интенсивности излучения на балансном выходе фотодетектора, присутствующий на каждом из его каналов по отдельности.

Произведено измерение ширины полосы для модифицированной схемы, она составила ≈ 200 Гц, что примерно в 1,5 раза выше, чем у коммерческих аналогов (QZFM Gen-1 от QuSpin, США). МОР исследовались на переходах F_g=3→F_e=3,4 и F_g=4→F_e=3,4 при разных температурах ячейки (T_{cell}), оптической мощности (P) и эллиптичности поляризации (ε).

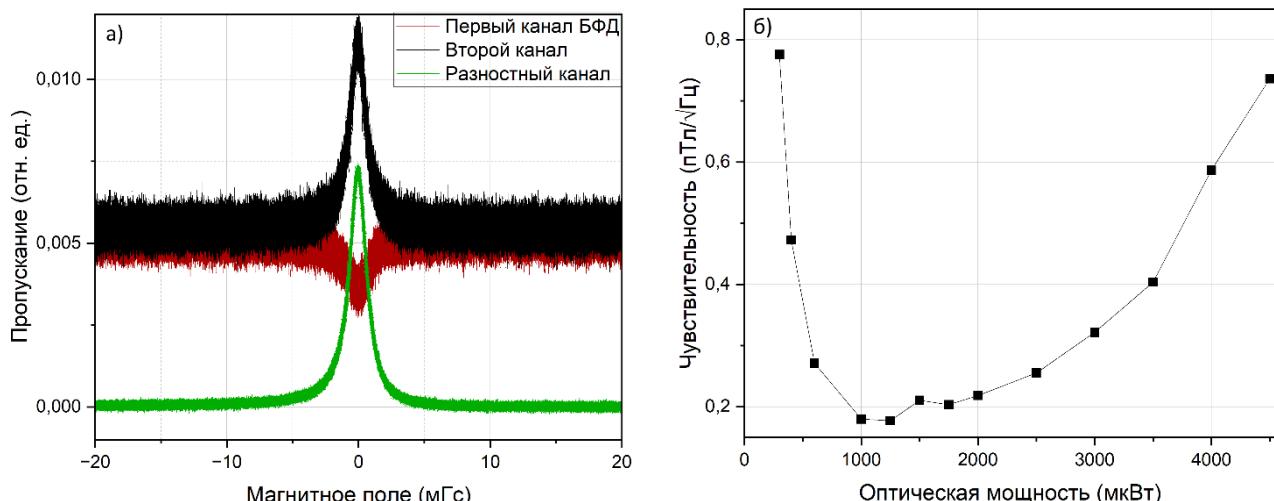


Рис. 1. T_{cell} ≈ 85°C, ε ≈ 10°, переход F_g = 4→F_e = 3,4; а) МОР в модифицированной схеме Ханле, зарегистрированные на трёх каналах БФД при P ≈ 0,6 мВт; б) Зависимость оценки чувствительности модифицированной схемы от оптической мощности.

Наилучшая оценка чувствительности измерений магнитного поля составила ≈ 200 фТл/√Гц (см. Рис. 1(б)). Показано, что в текущих условиях эксперимента чувствительность ограничена техническими шумами и может быть улучшена на порядок при их устранении.

Работа поддержана РНФ (грант № 23-12-00195).

[1] Александров Е. Б. и др., Опт. Спектр. **XXIII**, 282 (1967).

[2] Makarov A. O. et al., Opt. Commun. **577**, 131369 (2025).

Гиперполяризованный ксенон для задач ядерного магнитного резонанса

Д.Б. Буруева¹, П.Л. Чаповский^{1,2,3}

¹*Международный томографический центр СО РАН, Новосибирск, Россия*

²*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия*

³*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*

e-mail: chapovsky@iae.nsk.su

Методы ядерного магнитного резонанса (ЯМР) имеют исключительно важные научные и практические применения. Например, ЯМР является основой современной медицинской диагностики, магнитно-резонансной томографии (МРТ). Подавляющее большинство современных методов ЯМР использует термическую поляризацию ядерных магнитных моментов в сверхсильных магнитных полях. При этом доля поляризованных ядер оказывается очень малой. Например, для ядер ^{129}Xe она составляет только 6.7×10^{-6} в магнитном поле 7 Тл и комнатной температуре. Сложность создания сверхсильных магнитных полей и малая доля поляризованных ядер существенно ограничивают применения ЯМР.

В настоящее время интенсивно развиваются методы создания гиперполяризации ядер. Гиперполяризацию ядер можно представить себе, как создание низкой спиновой температуры в образце. Так для изотопов ^{129}Xe (спин ядра $\frac{1}{2}$), который является предметом настоящего исследования, создание 90% избыточной населенности нижнего зеемановского уровня в магнитном поле 100 Гаусс эквивалентно достижению спиновой температуры ядер ксенона равной 2 мК. Таким образом, с гиперполяризованными ядрами можно реализовывать ЯМР при низких (или даже нулевых) магнитных полях, имея при этом усиление сигнала на несколько порядков по сравнению с ЯМР на основе термической поляризации в сильном магнитном поле современных ЯМР спектрометров. Ксенон имеет уникальные характеристики, важные для медицинских применений ЯМР: отсутствие токсичности, высокую растворимость в жидкостях организма человека, большой диапазон химических сдвигов и продолжительное время жизни спиновой поляризации. В основном, поляризованный ксенон в настоящее время применяется для МРТ диагностики легких человека.

Установки (довольно сложные) для получения поляризованного ксенона созданы в настоящее время во многих странах. Метод гиперполяризации ксенона основан на оптической поляризации щелочных атомов (как правило, рубидия), открытой Кацлером, и последующей передаче поляризации от щелочных атомов на ядра ксенона (Spin Exchange Optical Pumping, SEOP). Основные работы выполнены в группе W.Happer (Princeton, USA) [1,2]. В России работы в этом направлении также выполняются в настоящее время [3-5].

Установка, которую мы создаем, также использует метод поляризации ядер ^{129}Xe при столкновениях с поляризованными атомами рубидия. В установке мощное лазерное излучение (до 70 Вт) с круговой поляризацией на длине волн D_1 линии рубидия направляется в кювету, содержащую пары рубидия, ксенон, азот и гелий с общим давлением ~ 1 атм. Полученная гиперполяризация ядер ксенона детектируется затем в стандартном ЯМР спектрометре.

В настоящее время достигнуто усиление ЯМР сигнала на ядрах ^{129}Xe в 10^4 раз по сравнению с ЯМР сигналом термически поляризованного ксенона в магнитном поле 16,4 Тл – поле самого «мощного» из доступных нам ЯМР спектрометров. Время жизни поляризации ядер ксенона в газовой фазе при давлении 1 атм составило примерно 1 час.

- [1] W. Happer, Rev. Mod. Phys., **44**, 169 (1972).
- [2] T.G. Walker, W. Happer. Rev. Mod. Phys., **69**, 629 (1997).
- [3] D. Radnatarov, S. Koltsev, Proc. SPIE, Semiconductor Lasers and Applications XIII, **12761**, 1276112 (2023).
- [4] Г.Ю. Григорьев и др., Физика элементарных частиц и атомного ядра, **55**, 761 (2024).
- [5] G.Y. Grigoriev, A.S. Lagutin, Tech. Phys., **69**, 555 (2024).

Когерентные эффекты при насыщении переходов полем волны линейной поляризации в атомах с вырожденной структурой уровней

А.А. Черненко

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия
e-mail: chernen@isp.nsc.ru

На основе аналитических и численных решений уравнений для матрицы плотности исследуются процессы, формирующие населенности уровней магнитной структуры на переходах с полными моментами уровней $J_n=1-J_m=1$, $J_n=1-J_m=2$ и $J_n=2-J_m=1$ в резонансном поле электромагнитной (ЭМ) волны линейной поляризации и произвольной интенсивности.

Установлено, что при формировании населеностей подуровней магнитной структуры на рассматриваемых переходах наряду с некогерентным эффектом насыщения значительный вклад вносят и когерентные эффекты, обусловленные магнитной когерентностью (МК), индуцируемой ЭМ полем линейной поляризации между магнитными подуровнями состояний атомов с изменением магнитного квантового числа $\Delta M=\pm 2$ и $\Delta M=\pm 4$ (когерентность более высокого порядка), а также процессом спонтанного переноса этих когерентностей с подуровней верхнего состояния на подуровни нижнего состояния.

Исследованы зависимости вкладов некогерентного и когерентных эффектов в населенности магнитных подуровней рассматриваемых переходов от значений констант релаксации уровней, степени открытости переходов (значения параметра ветвления a_0), величины расщепления уровней и интенсивности ЭМ волны.

Показано, что при изменении степени открытости переходов в диапазоне значений параметра ветвления $a_0 \leq 1$ происходит инвертирование формы некогерентных добавок (из пиковой формы в провал) в населенностях на ряде нижних магнитных подуровнях и уменьшение амплитуд пиковой формы добавок на всех верхних подуровнях рассматриваемых переходов.

Вклады эффектов МК различны по знакам вкладов некогерентных эффектов и могут как увеличивать, так и уменьшать населенности магнитных подуровней переходов. Вклады эффектов МК максимальны по величине на закрытых типах переходов (при $a_0 = 1$), они растут с ростом интенсивности ЭМ поля и уменьшаются с ростом открытости переходов. При этом вклады эффекта МК с $\Delta M = \pm 4$ всегда меньше по величине и противоположны по знаку вкладам эффекта МК с $\Delta M = \pm 2$. Вклады эффектов переноса МК противоположны по знаку вкладам эффектов МК, они малы по величине и максимальны также на закрытых типах переходов.

Определены условия, при которых эффекты МК будут определяющими при формировании населеностей на ряде магнитных подуровней рассматриваемых переходов.

Расщепление подуровней переходов (магнитным полем) приводит к подавлению вкладов когерентных эффектов в населенность подуровней, при этом вклады эффектов МК проявляются при расщеплении $\leq (4 \div 5)\Gamma_n$, а вклады эффектов переноса МК при меньших расщеплениях ($\sim 2.5\Gamma_n$), причем области проявления эффектов МК с $\Delta M = \pm 4$ меньше, чем эффектов МК с $\Delta M = \pm 2$.

Отметим, что добавки эффектов МК в населенность уровней на рассматриваемых атомных переходах формируют в спектрах магнитного сканирования узкие (с шириной нижнего уровня Γ_n) резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности [1,2].

[1] Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко, ЖЭТФ, **166**, 460 (2025).

[2] А.А. Черненко, ЖЭТФ, **168**, 34 (2025).

**Когерентное управление состояниями нейтральных атомов с помощью
микроволнового и оптического излучения в задачах квантовых
вычислений и стандартов частоты**

А.А. Головизин^{1,2}, Д.А. Мишин¹, Д.И. Проворченко¹, Д.О. Трегубов¹, Н.Н. Колачевский^{1,2}

¹ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Ленинский пр-т, 53, 119991, Россия

²РКЦ, Москва, Сколково, Большой б-р, 30, стр.1, 121205, Россия

e-mail: artem.golovizin@gmail.com

Нейтральные атомы являются одной из наиболее перспективных платформ для создания универсальных квантовых вычислителей с числом кубит до нескольких тысяч или даже десятков тысяч. Дивалентные атомы и атомы из группы лантаноидов обладают рядом потенциальных преимуществ перед щелочноземельными атомами вследствие более богатой энергетической структуры [1-4]: наличие переходов с шириной линии порядка МГц, кГц и Гц, позволяющих выполнять глубокое лазерное охлаждение, перевод кубитной населенности в метастабильное состояние, удержание ридберговских атомов в оптических пинцетах, и др.

В настоящей работе мы приводим результаты характеризации когерентных манипуляций в микроволновом и оптическом диапазоне. Последнее особенно важно для расширения кубитного подпространства для выполнения кодирования кубитов, а также возможности детектирования ошибок квантовых операций вследствие выхода из кубитных состояний. Мы провели измерение времени когерентности кубита в схеме Рамси, а также в схеме с применением динамического декаплинга, и показали возможность достижения времени когерентности более секунды.

Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от «21» августа 2025 года.

- [1] Norcia M. A. et al. Midcircuit qubit measurement and rearrangement in a Yb 171 atomic array //Physical Review X. – 2023. – Т. 13. – №. 4. – С. 041034.
- [2] Saskin S. et al. Narrow-line cooling and imaging of ytterbium atoms in an optical tweezer array //Physical review letters. – 2019. – Т. 122. – №. 14. – С. 143002.
- [3] Jia Z. et al. An architecture for two-qubit encoding in neutral ytterbium-171 atoms //npj Quantum Information. – 2024. – Т. 10. – №. 1. – С. 106.
- [4] Mishin D. et al. Coherence of Microwave and Optical Qubit Levels in Neutral Thulium //PRX Quantum. – 2025. – Т. 6. – №. 4. – С. 040329.

Численное моделирование CZ вентиля для трехфотонной схемы лазерного возбуждения ультрахолодных атомов

К.В. Козенко^{1,2}, И.И. Бетеров

¹*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

²*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия*

³*Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

⁴*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*

e-mail: k.kozenko@g.nsu.ru

В последние годы квантовые вычисления на ультрахолодных нейтральных атомах демонстрируют заметный прогресс, что позволяет им постепенно закрепиться среди перспективных платформ для реализации квантовых регистров [1,2]. Одной из ключевых и наиболее сложных задач остаётся создание высокоточных двухкубитовых операций, в частности вентиля CZ. Традиционные схемы основаны на кратковременном возбуждении атомов в ридберговские состояния и эффекте дипольной блокады, однако для их работы требуется освещение всего массива атомов, что существенно усложняет индивидуальную адресацию из-за чувствительности двухфотонного возбуждения к пространственным флуктуациям интенсивности.

Одним из способов преодоления этого ограничения является использование трёхфотонного лазерного возбуждения. В этом случае эффективная трёхфотонная частота Раби оказывается существенно менее чувствительной к смещению атомов в оптической дипольной ловушке, что делает возможной индивидуальную адресацию с помощью сфокусированных лазерных пучков [3]. В связи с этим растёт интерес к реализации двухкубитовых вентилей на нейтральных атомах, основанных на трёхфотонном возбуждении ридберговских состояний.

В представленной работе выполнено численное моделирование двухкубитового фазового вентиля CZ, использующего фазовую модуляцию частоты Раби в виде резкого фазового скачка в центре управляющего импульса [3]. Такой тип модуляции позволяет эффективно компенсировать динамическую фазу и минимизировать ошибки, возникающие при неполной блокаде и спонтанной релаксации. В расчётах оптимизированы параметры лазерного излучения, профиль импульса и величина дипольной блокады для достижения максимальной точности вентиля.

Полученная точность CZ-операции, определённая по качеству генерации белловского состояния, составила 99.2%, что превышает порог 99%, необходимый для применения квантовой коррекции ошибок, и тем самым свидетельствует о реальной возможности экспериментальной реализации предложенной схемы.

Исследование выполнено за счёт гранта "БАЗИС".

[1] H. Levine et al., Phys. Rev. Lett. **123**, 170503 (2019)

[2] Z. Fu et al., Phys. Rev. A **105**, 042430 (2022)

[3] N.N. Bezuglov et al. High-Fidelity Individual Addressing of Single Atoms in Quantum Registers at Three-Photon Laser Excitation of Rydberg States //arXiv preprint arXiv:2411.06607. – 2024.

Моделирование химической связи с помощью охлажденных атомов-бозонов в оптических решетках

Н.А. Мороз^{1,5}, К.С. Тихонов^{1,3,4,5}, Л.В. Герасимов^{2,5} А.Д. Манухова⁶, И.Б. Бобров^{2,4},
С.С. Страупе^{2,4}, Д.В. Куприянов^{2,5}

¹Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²Центр квантовых технологий, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

⁴Российский квантовый центр, Москва, Россия

⁵Центр междисциплинарных фундаментальных исследований, ВШЭ, Санкт-Петербург, Россия

⁶Department of Optics, Palacký University, 17 Listopadu 12, 771 46 Olomouc, Czech Republic

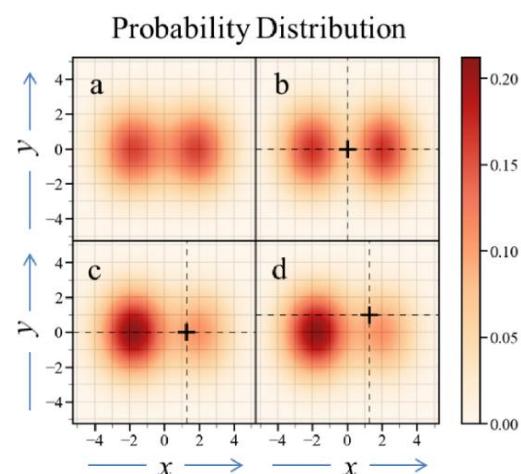
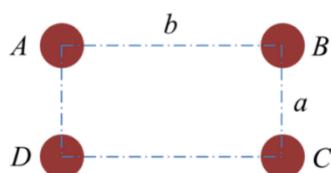
e-mail: kupriyanov@quantum.msu.ru

Квантовая химия предоставляет наиболее строгий теоретический инструмент для исследования молекулярных систем, однако расчет органических макромолекул представляет собой вычислительно сложную задачу. В докладе представлен новый подход к моделированию химических процессов с помощью атомов-бозонов, помещенных в оптическую решётку. Нами показывается, что в случае двух, трех или четырех неразличимых частиц специфическое сопряжение их спиновых и пространственных подсистем позволяет моделировать атомами-бозонами химическую связь, сформированную электронами [1].

В случае щелочных атомов, элементарное состояние спина $\frac{1}{2}$ выполняет энергетический псевдо-спин, сформированный состояниями его «часового перехода». Благодаря уникальному свойству диаграмм Юнга, описывающих коллективные с минимальным полным спиновым моментом, возможно установить однозначное соответствие между поведением системы щелочных атомов-бозонов в оптических ловушках и поведением системы электронов в потенциале ядер. Таким образом, экспериментальная техника пространственного управления ультрахолодными атомами с помощью оптических микроловушек может использоваться для качественного воспроизведения физических деталей ковалентной связи, обусловленных внутренним и внешним взаимодействиями.

Основная концепция протокола заключается в подготовке начального запутанного состояния разделенных атомных псевдо-спинов и отслеживании эволюции состояния путем пространственного перемещения микроловушек. После реализации внутренних взаимодействий ловушки могут быть разделены для удаленных и независимых измерений. Измеренное конечное состояние предоставит информацию о процессах, произошедших во время взаимодействия.

В качестве примера, на Рисунке слева показано положение ядер, моделируемое прямоугольной конфигурацией ловушек для четырех атомов, а справа соответствующие плотности одночастичной вероятности $\rho(\mathbf{r}) \equiv \rho(x, y)$ (a) и условной вероятности $\rho(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) = \rho(x, y|x_0, y_0)$ (b-d). Условные положения одного из атомов (x_0, y_0) отмечены маркером.



Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от «21» августа 2025 года.

[1] Moroz N.A., Tikhonov K.S., Gerasimov L.V. et al. Spin versus position conjugation in quantum simulations with atoms: Application to quantum chemistry // Phys. Rev. A. 2025. Vol. 111. Art. no. 062823.

Измерение и компенсация одночастичных фаз в гейте Мольмера-Соренсена на ионных кудитах

П.А. Каменских¹, Н.В. Семенин¹, И.В. Заливако¹, А.С. Борисенко¹,
И.А. Семериков^{1,2}, К.Ю. Хабарова^{1,2}, Н.Н. Колачевский^{1,2}

¹ Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.

² Российский квантовый центр, Москва, Россия.

e-mail: kamenskikh.pa@gmail.com

Использование многоуровневых квантовых систем, или кудитов, представляет собой перспективный подход для масштабирования квантовых компьютеров. Хотя большинство методов управления кудитами, таких как одно- и двухкудитные операции, очень похожи на аналогичные методы для кубитов, существуют важные особенности. Ключевое различие, отмеченное в [1], заключается в том, что уровни кудита, не участвующие напрямую в операции (Рис. 1а), приобретают дополнительные фазовые сдвиги (так называемые одночастичные фазы) в процессе выполнения запускающих гейтов. В отличие от кубитов, где таких уровней-наблюдателей нет, в кудитах данные фазы нельзя игнорировать. Компенсация одночастичных фаз необходима, поскольку они могут существенно влиять на результаты измерений в квантовых цепочках.

В данной работе проведен анализ накопления одночастичных фаз на ионных кудитах в гейте Мольмера-Соренсена [2], широко используемом в квантовых вычислениях. Возникновение одночастичных фаз обусловлено двумя эффектами: штарковским сдвигом уровней-наблюдателей и одночастичной фазой гейта Мольмера-Соренсена. Измерения выполнялись на цепочке из 10 ионов [3], а в качестве кудита использовались четыре электронных состояния. Для измерения одночастичных фаз была проведена серия экспериментов, вдохновленных методом Рэмси. Исследована зависимость фаз от мощности лазера, создающего бихроматическое поле, а также предложены методы компенсации и стабилизации фаз относительно дрейфов экспериментальных параметров.

Полученные результаты позволяют проводить калибровку для уточнения параметров гейта. Это открывает путь к реализации высокоточных запускающих операций на ионных кудитах.

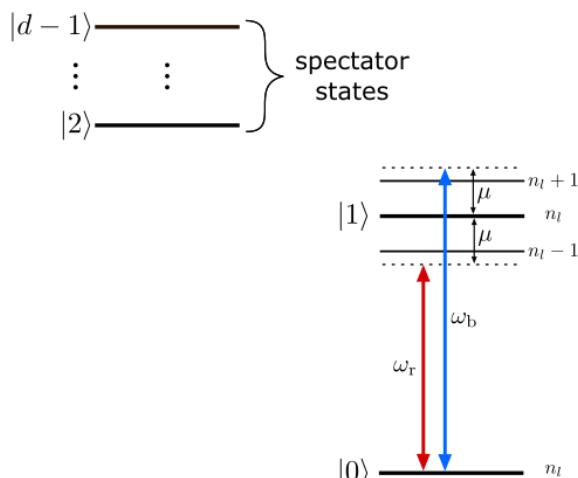


Рис. 1. Схематическое представление гейта Мольмера-Соренсена. Красная и синяя линии представляют собой спектральные компоненты бихроматического поля.

Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от «21» августа 2025 года.

[1] Ringbauer, Martin, et al. Nature Physics 18.9 (2022): 1053-1057.

[2] Mølmer, Klaus, and Anders Sørensen. Physical Review Letters 82.9 (1999): 1835.

[3] Zalivako I. V. et al. Quantum Reports. – 2025. – Т. 7. – №. 2. – С. 19.

Спектроскопия квадрупольного перехода $^{171}\text{Yb}^+$, захваченного в поверхностную ловушку Пауля

А.М. Русских^{1,3}, И.С. Герасин^{1,2}, Н.О. Жаднов^{1,2}, О.В. Хронусова^{1,3}, И.В. Заливако^{1,2},
А.С. Борисенко^{1,2}, К.Ю. Хабарова^{1,2}, И.А. Семериков^{1,2}, Н.Н. Колачевский^{1,2}

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

² Российский квантовый центр, Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

e-mail: russkikh.am@phystech.edu

Использование ультрахолодных ионов, удерживаемых в радиочастотных ловушках, представляет собой одну из наиболее перспективных платформ для создания эффективного квантового процессора [1]. Для масштабирования таких систем применяется архитектура QCCD, состоящая из множества соединенных ловушек, обеспечивающих управляемое перемещение ионов. Наиболее эффективной реализацией данного подхода считаются поверхностные ловушки Пауля, состоящие из системы плоских электродов, создающих удерживающий псевдопотенциал. Такая конструкция позволяет точечно перемещать как отдельные ионы, так и цепочки из нескольких, осуществлять их транспортировку между зонами, а также проводить ионы через «перекрестки» между различными ловушками [2].

В ФИАН реализован квантовый вычислитель на основе ионов $^{171}\text{Yb}^+$ в объемной ловушке Пауля. Для дальнейшего масштабирования ведутся работы по реализации квантовой логики на планарной системе. Первым шагом на пути к этому является спектроскопия квадрупольного перехода $^2\text{S}_{1/2}$ ($F=0$) - $^2\text{D}_{3/2}$ ($F=2$), который представляет собой оптический кубит. Данная работа посвящена спектроскопии квадрупольного перехода иона, захваченного в поверхностную ловушку Пауля. Были оптимизированы параметры считывания, в том числе, проведена компенсация микродвижений. Измерена достоверность накачки на необходимый сверхтонкий подуровень. Зарегистрированы осцилляции Раби. Также исследованы дрейфы положения иона из-за наличия шумовых полей.

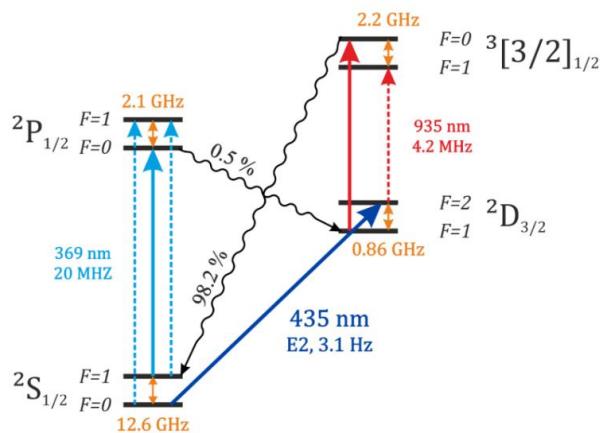


Рис. 1. Схема уровней $^{171}\text{Yb}^+$.

[1] Ransford A. et al. Helios: A 98-qubit trapped-ion quantum computer //arXiv preprint arXiv:2511.05465. – 2025.

[2] Burton W. et al. Scalable transport of trapped-ion qubits in a surface-electrode RF Paul trap //SMT 2025. – 2025.

Solving Maximum-Cut problem using Neutral atom quantum computer

Ch. Junxi^{1,2} and I.I. Beterov^{1,2,3,4}

¹*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

²*Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

³*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

⁴*Institute of Laser Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

e-mail:875709591@qq.com

Both the traveling salesman problem and the Max-cut belong to nondeterministic polynomial hard (NP-hard) optimization problems and can be mapped to Ising problem. Recently, the interest in such optimization problems has grown considerably due to the significant progress in the experimental implementation of quantum processors and the demonstration of the so-called quantum supremacy, which means the ability of quantum computers to solve problems that cannot be solved by classical computers. This class of NP-hard problems is of interest both for demonstrating quantum supremacy in various physical systems and for practical applications, such as routing. Elementary problems of this kind can be useful for demonstrating the advantages of alternative physical systems for quantum computing, for example, the systems based on ultra-cold ions or ultra-cold atoms.

Prior to this, in our research work [1] a quantum algorithm for solving the traveling salesman problem by the quantum phase estimation and quantum search method was considered. Then we considered the Max-cut problem with Quantum Approximate Optical Algorithm (QAOA). In Ref. [2], the authors demonstrate results of theoretical simulations using QAOA for the Max-cut problem of the four-atom model and of the simulations using the neutral atom platform for the respective conditions $p = 1,2,3$ (here p is the number of repeated layers of cost and the mixing Hamiltonians are acting on an N qubit initial state $|s\rangle = (|0\rangle + |1\rangle)^{\otimes N}$). We simulated this algorithm using Qiskit library to obtain simulation results for the respective conditions $p = 1,2,3$. The results were scored through the approximation ratio $R_a = \frac{1}{S_{max}} \sum_i p_i S_i$, by which we made a comparison between the best simulation result. Not only that, we also simulated the model proposed in Ref. [2] with numerical simulations the Python library Pulser based on the Neutral Atom platform. Partial simulation results are demonstrated in Fig. 1.

This work is supported by Russian Science Foundation grant No. 23-42-00031.

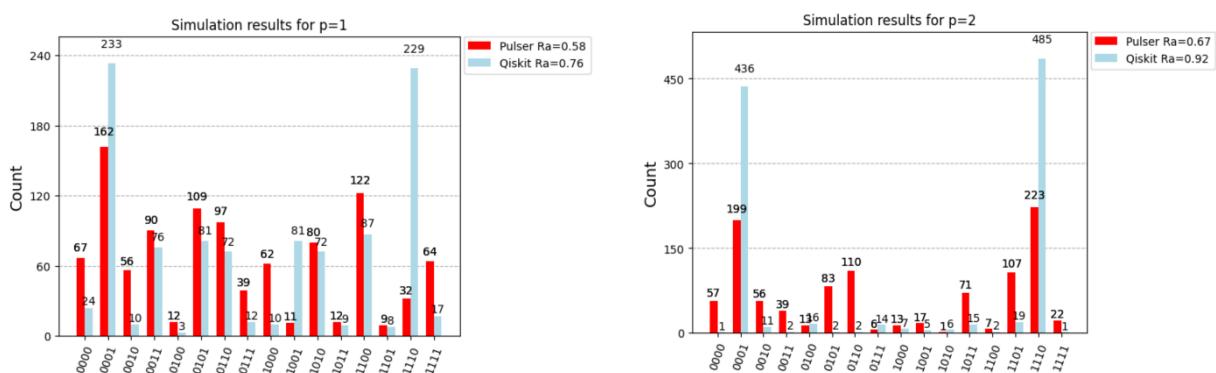


Fig. 1. Comparison between simulation results when $p=1,2$ respectively.

[1] A Quantum Algorithm for Solving the Travelling Salesman Problem by Quantum Phase Estimation and Quantum Search / Ch. Tszyunsi, I. I. Beterov. // ISSN 1063-7761, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2023, Vol. 137, No. 2, pp. 210–215.

[2] Rydberg mediated entanglement in a two-dimensional neutral atom qubit array / T. M. Graham, M. Saffman, et al. // arXiv:2112.14589v3 [quant-ph] 11 Feb 2022

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЭКЗОПЛАНЕТ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕОРИИ АТОМНОГО ВЫСТРАИВАНИЯ

М.С. Руменских¹, А.В. Тайченачев^{1,2}, И.Ф. Шайхисламов¹, В.И. Юдин^{1,2,3}

¹ Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

Определение физико-химических параметров атмосфер экзопланет возможно только путем анализа транзитных поглощений в атомных спектральных линиях, получаемых телескопами при прохождении планеты перед диском звезды. Для получения характеристик атмосфер далеких планет решается обратная задача нахождения параметров по интерпретации спектров поглощения сопоставлением наблюдаемых и численно смоделированных спектров поглощения. Однако без знания о наличии у планеты магнитного поля корректная «расшифровка» численными моделями атмосфер горячих экзопланет данных крайне затруднительна: собственные магнитные поля планет существенно влияют на формирование атмосферы, и это отражается на наблюдательных проявлениях.

В ансамбле атомов верхних атмосфер экзопланет основным зависящим от магнитного поля эффектом, проявляющимся в анизотропном поле излучения, является атомное выстраивание – селекция атомов с определенным значением проекции углового момента за счет выборочного поглощения фотонов, соответствующих определенным магнитным подуровням при накачке излучением звезды. Этот эффект может давать вклад в оптическую толщину среды в мультиплетных линиях тяжелых элементов и гелия при оптимальных свойствах поглащающего вещества и значении угла между вектором магнитной индукции и осью наблюдения.

Данное исследование посвящено анализу эффекта атомного выстраивания на наблюдательные проявления транзитных поглощений горячих экзопланет в мультиплетных линиях и определению магнитных полей экзопланет в конкретных планетарных системах. Показано, что применение теоретического аппарата нелинейной спектроскопии, в частности расчета заселенности уровней тонкой структуры с учетом взаимодействия с магнитным полем и направленным излучением, позволяет объяснить отклонение значений статвесов некоторых наблюдаемых транзитных мультиплетов от равновесных. Развитие этого метода в перспективе привнесет существенный вклад в теорию планетарного магнетизма и физику атмосфер экзопланет.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 25-72-10080.

- [1] Zhilkin, A., & Bisikalo, D. (2021). Multi-Component MHD Model of Hot Jupiter Envelopes. Universe, **7**(11), 422.
- [2] Khodachenko, M. L., Shaikhislamov, I. F., Lammer, H., Miroshnichenko, I. B., Rumenskikh, M. S., Berezutsky, A. G., & Fossati, L. (2021). The impact of intrinsic magnetic field on the absorption signatures of elements probing the upper atmosphere of HD209458b. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **507**(3), 3626-3637.
- [3] Varshalovich, D. A. (1971). Spin states of atoms and molecules in the cosmic medium. Soviet Physics Uspekhi, **13**(4), 429.

Основной принцип квантовой механики

П.Л. Чаповский

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Международный томографический центр СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: chapovsky@iae.nsk.su

Современная квантовая механика основана на принципе неопределенности, открытом Гейзенбергом в 1927 году. Принцип неопределенности устанавливает законы взаимодействия квантовых систем с объектами классического мира. Такое объединение квантовых и классических систем порождает проблемы, плохо совместимые с самой квантовой механикой. Например, коллапсы волновых функций и проблемы причинности.

Со времени создания квантовой механики и открытия принципа неопределенности прошло сто лет. Этот период принес нам огромное количество достижений в квантовой области. Поэтому, целесообразно выяснить, нет ли среди этих достижений таких новых знаний, которые бы позволили подойти к проблеме взаимодействия квантовых и классических объектов по-другому, не так, как это было сделано сто лет назад. Эти новые обстоятельства, их значение для квантовой механики и составляют тему настоящего доклада.

Новым обстоятельством, которого не было во время рождения квантовой механики, стало появление экспериментальных методов генерирования (клонирования) множественных копий квантовых систем, находящихся в одинаковых квантовых состояниях. В докладе будут обсуждаться экспериментальные методы из следующих областей:

- Бозе-Эйнштейновская конденсация разреженных газов.
- Лазеры, особенно оптические стандарты частоты.
- Стимулированное испускание электромагнитного излучения.
- Интерферометр Маха-Цендера с оптическим усилителем.
- Квантовая информатика.
- Другие методы из физики ультрахолодных атомов.

Методы клонирования квантовых систем позволяют подойти к проблеме взаимодействия квантового и классического миров по-новому. Теперь стало возможным выполнить измерения параметров квантовых состояний с высокой точностью, используя доступные для исследования ансамбли частиц, находящиеся в одинаковых квантовых состояниях. Проблема возмущения квантового объекта при взаимодействии с классическим прибором перестает быть в таком подходе существенной проблемой.

Таким образом, методы клонирования квантовых систем позволяют избавиться от противоречивого объединения классической и квантовой теорий, диктуемого принципом неопределенности. По-видимому, с помощью нового подхода возникают основания считать волновую функцию объективной реальностью, доступной прецизионным измерениям классическими приборами.

Пределы лазерного охлаждения атомов ^{199}Hg в бихроматической трехуровневой схеме в сравнении с монохроматической двухуровневой

Р.Я. Ильенков, А.А. Кирпичникова, О.Н. Прудников

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: KirpichnikovaAA@gmail.com

На данный момент ртуть является самым тяжелым стабильным атомом, для которого разработаны рабочие схемы лазерного охлаждения и захвата в ловушку. Наличие высокого зарядового числа атомов ртути имеет определённые преимущества при создании оптических стандартов частоты, среди которых: высокий порог ионизации [1], малая частота отдачи – $\omega_R \approx 14$ кГц для часового перехода $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ в отличие от лёгких элементов (где $\hbar\omega_R$ – кинетическая энергия, получаемая неподвижным атомом при поглощении/излучении фотона поля); а также малая чувствительность к излучению чёрного тела – сдвиг уровней часового перехода при комнатной температуре составляет $\Delta\nu_{\text{BBR}}/\nu \approx -1.6 \cdot 10^{-16}$ [2].

В нашей работе мы представляем альтернативный магнитооптической ловушке подход для охлаждения и захвата атомов ртути, не предполагающий наличия магнитного поля: глубокий диссипативный потенциал макроскопических размеров создается бихроматическим полем световых волн. Компоненты такого поля резонансны различным оптическим переходам, формируя макроскопическую чисто оптическую ловушку с относительно низкими интенсивностями световых полей по сравнению со световыми полями в стандартной схеме магнитооптической ловушки. [3].

На примере атомов лития было показано, что использование бихроматической схемы позволяет создать макроскопический потенциал, сравнимый с глубиной магнитооптической ловушки, при этом температуры лазерного охлаждения могут достигать субдоплеровских значений [4]. В рамках задачи охлаждения атомов ртути возможна схожая бихроматическая схема охлаждения на переходе $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$, так как в сверхтонкой структуре расстояние между подуровнями возбуждённого состояния ($F = 1/2$ и $F=3/2$) достаточно велико для этого и составляет ~ 22 кГц. Макроскопический потенциал может позволить одновременно охлаждать и захватывать атомы без использования магнитооптической ловушки.

Для приближенного описания лазерного охлаждения атомов нередко используется простейшая двухуровневая схема. Она позволяет подобрать оптимальные параметры лазерного охлаждения и с некоторой точностью определить минимальные достижимые температуры. Использование второго поля существенно влияет на схему лазерного охлаждения и приводит к значительным различиям как в определении оптимальных параметров, так и в достижимых температурах лазерного охлаждения (см. Рис. 1). В данной работе в рамках общего исследования бихроматического потенциала был проведен сравнительный анализ охлаждения атомов ртути Hg^{199} в двухуровневой монохроматической схеме и в бихроматической схеме.

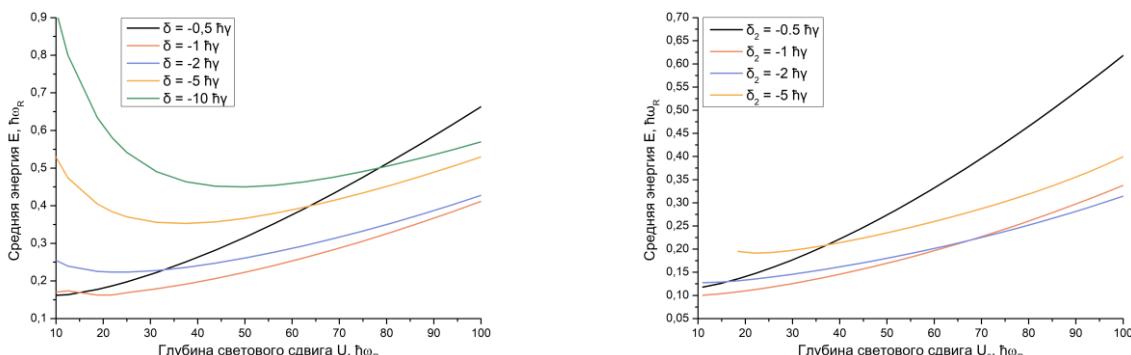


Рис. 1. Средняя энергия ансамбля атома в зависимости от глубины светового сдвига для (а) монохроматической двухуровневой схемы и (б) бихроматической трехуровневой схеме.

Работа была поддержана грантом РНФ № 25-22-00314.

- [1] Q. Lavigne, T. Groh, S. Stellmer, Phys. Revi. A **105**, 033106 (2022).
- [2] H. Hachisu, K. Miyagishi, S.G. Porsev et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 053001 (2008).
- [3] А.П. Кзанцев, И.В. Краснов, Письма в ЖЭТФ **46**, 264 (1987).
- [4] O.N. Prudnikov, R.Ya. Il'ienkov, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, S.N. Bagaev, PRA **108**, 043107 (2023).

Масс-селективная дестабилизация захваченных ионов в поверхностной ловушке переменным двухчастотным полем

А.П. Чуев¹, А. Подлесный¹, А.О. Кадыков¹, К.Е. Лахманский¹

¹Российский квантовый центр, Москва, Россия

e-mail: chuev.ap@phystech.edu

Квантовый компьютер на ионах кальция – одна из наиболее перспективных платформ для квантовых вычислений. К ее преимуществам можно отнести высокое время когерентности кубитов, а также высокую достоверность квантовых операций. Но увеличение количества кубитов в этой системе всё ещё требует дальнейшей работы [1]. Чтобы разрешить проблему увеличения количества ионов в ловушке Паули, где нагрев из-за шумов электрического поля затрудняет поддержание стабильности ионных цепочек с большим количеством частиц, были придуманы поверхностные ловушки.

Чтобы надёжно проводить квантовые алгоритмы важно селективно удалять ионы и ионизированные молекулы из ловушки. Но современные методы требуют удаление всей ионной цепи из ловушки чтобы оставить только один тип ионов, что в последствии требует повторный захват ионов. Чтобы избавиться от этой проблемы мы предлагаем метод селективно удалять ионы одного типа, добавляя к переменному полю ловушки ещё одну частоту.

В 3D и 2D ионных ловушках частицы ловятся с помощью зависящего от времени радиочастотного потенциала с частотой ω . Движение иона описывается уравнениями Маттье. Радиочастотное поле с двумя частотами изменяет эффективный потенциал и сдвигает зоны его стабильности. Изменяя частоту дополнительного поля $\tilde{\omega}$ и его амплитуду, ненужные ионы могут выборочно дестабилизированы, что приведет к тому, что они покинут ловушку.

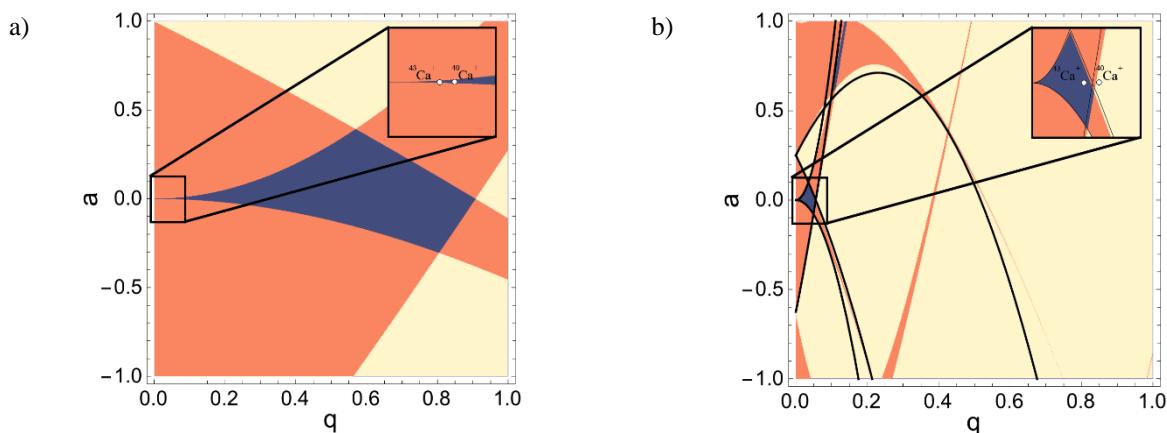


Рис. 1. Диаграмма стабильности уравнения движения иона в переменном поле с (а) одной частотой (б) двумя частотами ($\frac{\omega}{\tilde{\omega}} = 0.5$). Синий участок соответствует стабильной зоне, оранжевый – нестабильной по одной координате, желтый – нестабильной. Чёрные линии описывают теоретически рассчитанные границы первой зоны стабильности. Белые точки представляют захватывающие параметры для $^{40}\text{Ca}^+$ и $^{43}\text{Ca}^+$, соответственно.

Были численно вычислены модифицированные зоны стабильности уравнения движения иона в переменном радиочастотном поле с одной (Рис. 1а) и двумя (Рис. 1б) частотами. Первая зона стабильности в случае двухчастотного поля уменьшается в размерах по сравнению со случаем монохроматического поля, следовательно, напряжение необходимое для дестабилизации иона становится ниже. Были выведены приблизительные выражения для границ первой зоны стабильности [2] (результаты применимы при $q \ll 1$). На Рис. 1б видно, что выведенные теоретические формулы достаточно точно приближают границы первой зоны стабильности.

Предложенный метод позволяет эффективно определять параметры поля, чтобы дестабилизировать ненужные ионы. Эта работа предоставляет практическую ценность для научного сообщества, работающего с захваченными ионами. В будущем планируется экспериментальная реализация, чтобы подтвердить применимость метода.

[1] C.D. Bruzewicz, et al., Appl. Phys. Rev. **62**, 21314, (2019).

[2] F.A. Shaikh and A. Ozakin, J. Appl. Phys. **112**, 074904 (2012).

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА НА ОСНОВЕ АТОМНОГО ЧИПА КАК ПОДСИСТЕМА МОБИЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ НА АТОМАХ ИТТЕРБИЯ

М.Р. Шабанова^{1,2}, А.В. Коханов^{1,2}, А.П. Вяльых^{1,2}, Е.В. Дмитриева^{1,2}, А.В. Семенко¹,
Г.С. Белотелов¹

¹ ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл., Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия
e-mail: shabanovami18@gmail.com

Оптические стандарты частоты (ОСЧ) могут находить применение как важнейший инструмент для повышения точности измерений в спутниковой навигации, при формировании международной и национальных шкал времени, а также для составления гравитационных карт Земли, исследования временной стабильности фундаментальных констант [1]. Однако для некоторых из этих целей не подходит использование лабораторных ОСЧ, что дает повод для создания транспортируемых ОСЧ.

В настоящее время активно развивается направление разработки транспортируемых оптических стандартов частоты, которые позволяют проводить измерения с относительной неопределенностью 10^{-17} [2].

Транспортируемая система должна быть компактной, надежной и обладающей низким энергопотреблением, поэтому для реализации транспортируемого ОСЧ был выбран изотоп иттербия-171. Использование иттербия позволяет уменьшить количество лазерных систем, необходимых для корректной работы установки, следовательно, уменьшаются габариты и потребляемая мощность.

Существенную часть объема установки занимает вакуумная камера, одним из способов уменьшения ее габаритов является внедрение атомного чипа в систему охлаждения атомов иттербия вместо магнитных катушек, которые используются для создания квадрупольного поля в магнитооптической ловушке (МОЛ). Эти катушки изначально имеют достаточно большой размер и энергопотребление, так как для охлаждения требуются высокие градиенты магнитных полей (до 50 Гс/см). Кроме того, атомный чип выполняет функцию зеркала, с помощью которого можно реализовать МОЛ в четырёхлучевой V-образной конфигурации. Использование атомного чипа позволяет уменьшить габариты МОЛ и снизить энергопотребление по сравнению с классической шестилучевой МОЛ, где магнитное поле формируется магнитными катушками.

Атомы охлаждаются и локализуются в МОЛ, образованной атомным чипом, причем данная ловушка является аналогом классической шестилучевой МОЛ. Конфигурация, используемая в этом случае, называется зеркальной МОЛ (V-МОЛ). Оптическое поле образуется с помощью пары лучей, распространяющихся навстречу друг к другу, параллельно поверхности атомного чипа, а пара других, падающих под углом к атомному чипу, отражается от него [3].

- [1] Г.С. Белотелов, Д.В. Сутырин, С.Н. Слюсарев, Альманах современной метрологии, 4(28), 100-108 (2019).
- [2] Transportable optical atomic clocks for use in out-of-the-lab environments / Markus Gellesch, Jonathan Jones, Richard Barron [и др.] // Advanced Optical Technologies. 2020. Т. 9, № 5. С. 313–325.
- [3] Атомный чип / Антон Евгеньевич Афанасьев, Петр Игоревич Скакуненко, Дарья Владимировна Быкова [и др.] // Успехи физических наук. 2024. Т. 194, № 11. С. 1146–1158.

Сравнение способов генерации лазерного излучения на длине волны 148.4 нм для ядерных оптических часов

О.В. Хронусова^{1,2}, Н.О. Жаднов¹, А.М. Русских^{1,2}, А.В. Масалов^{1,3}, Н.Н. Колачевский^{1,3}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт, Москва, Россия

³Российский квантовый центр, Москва, Россия

e-mail: olya.hronusova@gmail.com

В ядре тория ^{229}Tm вблизи основного состояния существует низколежащий уровень с энергией 8.4 эВ ($\lambda = 148.4$ нм) [1], что является аномально низким значением для ядер, где типичные значения составляют десятки и сотни кэВ. Аномально низкая энергия перехода позволяет возбуждать его при помощи лазера, и в перспективе создать ядерные оптические часы, в которых частота часового перехода будет зависеть от внешних факторов на порядки слабее, чем в оптических часах, реализованных на электронных переходах. Однако для достижения этой цели необходим непрерывный лазер на длине волны 148,4 нм с узкой спектральной линией и достаточно высокой интенсивностью излучения. Создание такого лазера является ключевой задачей на пути к ториевым ядерным часам.

Поскольку прямая генерация непрерывного лазерного излучения с $\lambda = 148.4$ нм на настоящий момент недостижима, необходимо использование методов нелинейно-оптического преобразования. В настоящее время уже создано несколько источников лазерного излучения на необходимой длине волны, использующих различные методы. К ним относятся генерация 7-й гармоники инфракрасной фемтосекундной оптической гребенки в струе ксенона [1], генерация в процессе четырехвольнового смешения в парах кадмия [2], генерация в нелинейных кристаллах [3]. Первые два подхода ведут к громоздкости системы часов, а реализованная на данный момент генерация в нелинейных кристаллах имеет крайне низкую эффективность.

Несмотря на сложности с созданием нелинейных кристаллов в области вакуумного ультрафиолета, использование таких сред является перспективным с точки зрения компактности и уменьшения сложности системы. В данной работе проведено сравнение эффективностей генерации излучения на 148,4 нм для случая непрерывного одномодового лазера и одиночного зуба гребенки. В фемтосекундном режиме после генерации старшей гармоники для спектроскопии перехода в ^{229}Tm из получившейся ультрафиолетовой фемтосекундной гребенки выделяется одна мода, резонансная ядерному переходу. Показано, что в приближении отсутствия истощения волны накачки для процессов генерации третьей гармоники и выше использование фемтосекундной гребенки является предпочтительным, даже с учетом распределения мощности по множеству мод гребенки и влияния условия фазового синхронизма. Связано это с большой интенсивностью излучения в фемтосекундном импульсе.

Важным аспектом для генерации гармоник старших порядков является фазовый синхронизм, однако существует крайне мало нелинейных кристаллов, прозрачных на длине волны 148,4 нм. Достижение точного фазового синхронизма практически невозможно, но можно использовать методы квазифазового синхронизма (quasi-phase matching) и случайного квазифазового синхронизма (random quasi-phase matching). Также важно отметить, что в фемтосекундном режиме играет роль не только фазовый синхронизм, но и совпадение групповых скоростей для излучений на основной и на генерируемой гармонике: импульсы не должны сильно расходиться в кристалле. Учитывая всё вышеизложенное, в данной работе мы теоретически показали, что можно получить желаемое излучение.

Кроме того, в работе обсуждается вопрос уширения спектральной линии часового лазера в процессе генерации старших гармоник. Проведены расчеты спектров мощности старших гармоник для реальных часов лазеров, которые могут быть использованы в качестве задающих для формирования 148,4 нм. Для проверки возможности их использования был выполнен расчет критериев для лазера, при которых наблюдаются осцилляции Раби для перехода в ядре тория ^{229}Tm .

[1] C. Zhang, T. Ooi, J.S. Higgins et al., Nature **633**, 63–70 (2024).

[2] Q. Xiao, G. Penyazkov, X. Li et al., arXiv:2507.19449 (2025).

[3] V. Lal, M.V. Okhapkin, J. Tiedauar et al., arXiv:2507.17719 (2025).

Формирование лазерных пучков с заданными профилем интенсивности с помощью тонких полимерных фазовых масок

Д.А. Раднаторов, И.В. Громов, С.М. Кобцев

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: d.radnatarov@nsu.ru

Метрологические характеристики атомных стандартов частоты с оптическим возбуждением критическим образом зависят от параметров используемого в них лазерного излучения. При этом не только мощность, длина волны и ширина спектра могут влиять на параметры спектроскопических сигналов, но и профиль интенсивности излучения. Так, в работе [1] показано, что даже пучок излучения с гауссовым профилем приводит к асимметрии формы реперного резонанса и полевым сдвигам в стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населеностей (КПН). Реализация новых импульсных спектроскопических схем в атомных стандартах частоты на основе эффекта КПН для подавления световых сдвигов также показывают, что стандартная гауссова форма распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка является не оптимальной и сильно ограничивает метрологические характеристики [2].

В связи с этим становится актуальным преобразование формы пучков в стандартах частоты, однако стандартные способы на основе дифракционных оптических элементов или пространственных модуляторов света плохо применимы в данной области, поскольку делают волновой фронт неоднородным. Другой подход на основе оптики со свободной формой поверхности – где форма гладкого элемента специально рассчитывается, и изготавливается такими методами как лазерная абляция, фотолитография или сверхпрецзионная обработка малодоступен ввиду сложности и дороговизны.

В рамках данной работы предложен и реализован подход для изготовления оптики со свободной формой поверхности из оргстекла методом направленного травления узким пучком холодной атмосферной плазмы. Показано, что метод позволяет изготавливать элементы с оптически гладкой поверхностью сложной заданной формы с глубиной профиля несколько десятков микрон, чего достаточно для эффективного преобразования лазерных пучков и формирования заданного профиля интенсивности в целевой плоскости. Экспериментально продемонстрировано изготовление элементов для преобразования Гауссового пучка радиусом 2 мм в пучки с различной геометрией (см. Рис. 1).

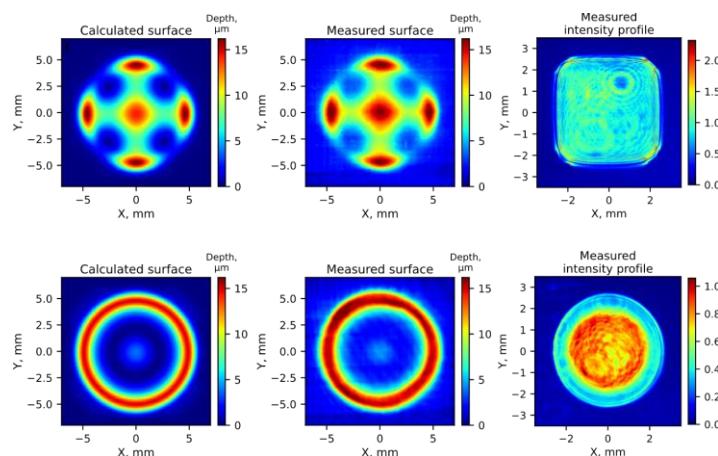


Рис. 1. Примеры рассчитанных и изготовленных фазовых масок для преобразования гауссового пучка в квадрат и топ-хэт.

В работе обсуждаются ограничения метода, а также перспективы расширения метода для изготовления элементов из оптических стекол.

- [1] V. Yudin, M. Basalaev, A. Taichenachev, O. Prudnikov, D. Radnatarov, S. Koptsev, M. Ignatovich, M. Skvortsov. Frequency shift caused by the line-shape asymmetry of the resonance of coherent population trapping. Phys. Rev. A, **108**, 013103 (2023).
- [2] D. Radnatarov, I. Gromov, S. Koptsev, Improving long-term stability of pulsed CPT atomic clocks using a modified combined error signal method, SPIE/COS Photonics Asia, 12 - 14 October 2025, Beijin, China.

Двухтерминальный транспорт в наклонённых решётках: от баллистического режима Ландауэра к диффузионному режиму Исаки—Цу

А. Р. Коловский^{1,2}, Л. А. Ким^{1,2}

¹ Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

e-mail: kimleonid8462@mail.ru

Исследуется транспорт невзаимодействующих Ферми-частиц через конечную одномерную решётку, присоединенную к резервуарам с разными химическими потенциалами. Для заряженных частиц разность потенциалов индуцирует статическое поле, “наклоняющему” решётку. Показан переход от баллистического режима Ландауэра[1,2] к диффузионному режиму Исаки – Цу[3], когда локализационная длина Ванье – Штарка становится соизмеримой с длиной решётки. Ток частиц в решётке длины L описывается гамильтонианом в приближении сильной связи с туннелированием J и наклоном F ; резервуары моделируются кольцами; связь с решёткой задается ϵ . Диссипативные процессы: термализация со скоростью γ в резервуаре и дефазировка в решётке со скоростью κ . Ключевой пространственный масштаб – локализационная длина Ванье - Штарка $L_{ws} = 2J/F$, которая определяет безразмерный наклон $z = FL/J = 2L/L_{ws}$. Ключевой временной масштаб – константа релаксации $\Gamma = \epsilon^2/\gamma$.

В рамках приближения Маркова проведено сравнение двух случаев $\kappa = 0$ и $\kappa \neq 0$. Первый случай: $\kappa = 0$ при $z \lesssim 1$ ($L_{ws} \gtrsim L$) перенос баллистический; при $z \gtrsim 2$ ($L_{ws} \ll L$) когерентная локализация подавляет ток. Второй случай: при $\kappa \ll \Gamma/L$ реализуется баллистический режим при $z \lesssim 2$. При $z \gtrsim 2$ дефазировка ($\kappa > 0$) разрушает локализацию и переводит систему в диффузионный режим с отрицательной дифференциальной проводимостью Исаки—Цу. Граница кроссовера задаётся условием $L_{ws} \approx L$, т. е. $F_{cr} \approx 2J/L$.

В немарковском режиме (малые γ и ϵ) картина сохраняется, однако наблюдается более крутой стационарный градиент населённостей и, как следствие, больший диффузионный ток, что согласуется с анализом стационарной плотностной матрицы. Описанные режимы и кроссовер доступны для наблюдения на платформах с холодными атомами в оптических решётках, где наклон и «контакты» управляются независимо [4,3].

Участие в работе конференции осуществлялось за счет гранта Российского научного фонда № 25-12-00268.

- [1] R. Landauer, IBM J. Res. Develop. **1**, 223 (1957).
- [2] S. Datta, Electronic Transport in Mesoscopic Systems, CUP (1995).
- [3] L. Esaki, R. Tsu, IBM J. Res. Develop. **14**, 61 (1970).
- [3] J.M.A. Pinho et al., Phys. Rev. B **108**, 075402 (2023).
- [4] A.R. Kolovsky, Effects of internal and external decoherence on the resonant transport and Anderson localization of fermionic particles in disordered tight-binding chains, Phys. Rev. B **110**, 035410 (2024).

Оптический транспорт атомов тулия в присутствии магнитного поля

**Г.В. Субботин^{1,2}, Д.А. Кумпилов^{1,3}, А.М. Ибрахимов^{1,3}, А.Е. Руднев^{1,3}, И.А. Пырх^{1,3},
И.С. Кожокару^{1,4}, В.А. Хлебников¹, П.А. Аксенцев^{1,3}, С.А. Кузьмин^{1,3}, А.Д. Раскатов^{1,3},**
Д.А. Першин¹, В.В. Цыганок¹, А.В. Акимов^{1,4}

¹Российский квантовый центр, г. Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

³Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
г. Москва, Россия

⁴Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва, Россия
e-mail: kumpilov@phystech.edu

Одна из платформ для реализации квантовых симуляций представляет из себя ансамбль ультрахолодных нейтральных атомов. Для реализации охлаждения атомов используется множество оптических элементов, ограничивающих оптических доступ к массиву атомов. Поэтому для экспериментов производят перенос атомов в отдельный вакуумный объём [1]. Одна из реализаций передвижения ультрахолодных атомов в пространстве основана на перемещении перетяжки лазерного пучка, образующей удерживающую атомы оптическую дипольную ловушку [2,3].

Атом тулия обладает значительным магнитным моментом $4\mu_B$ в основном состоянии, поэтому градиент магнитного поля создаёт дополнительную силу. Более того, магнитное поле влияет на контактные взаимодействия атомов тулия ввиду наличия спектра резонансов Фешбаха [4]. Поэтому пространственная структура магнитного поля в области движения атомов будет существенно на него влиять.

В докладе приведены экспериментальные результаты переноса атомов тулия между разделёнными вакуумными объёмами, находящимися на расстоянии 38 см друг от друга. Предварительное лазерное охлаждение осуществлялось в зеемановском замедлителе и магнитооптической ловушке, затем атомы захватывались в перетяжку лазерного света с длиной волны 1064 нм, сформированную жидкокристаллической линзой с управляемым фокусным расстоянием. Для повышения эффективности переноса атомов на компенсационные катушки подавалась последовательность тока такая, чтобы значение магнитного поля в области текущего нахождения атомов поддерживалось на заданном значении 3,8 Гс. Это значение выбрано как оптимальное с учётом спектра резонансов потерь атомов и деполяризации атомного ансамбля. Для выставления магнитного поля была проведена его калибровка от тока в катушках и положения в пространстве методом спектроскопии зеемановских подуровней, расщепление между которыми зависит от величины магнитного поля.

Траектория передвижения фокуса дипольной ловушки рассчитывалась с учётом заданного профиля ускорения движения атомов и магнитной силы, действующей со стороны градиента магнитного поля, созданного катушками. Такой подход позволяет довести эффективность транспорта до 85%, используя достаточно небольшую мощность пучка в 26 Вт и, таким образом, поддерживая достаточно низкую температуру. Показано, что поддержание магнитного поля сохраняет поляризацию атомов на нижнем магнитном подуровне. Более низкая температура и сохранение поляризации атомов увеличивают фазовую плотность атомов для дальнейшего испарительного охлаждения.

Работа была поддержана государственной корпорацией «Росатом» в рамках Дорожной карты для Квантовых вычислений (Контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 5 октября 2021 года)

- [1] L.W. Cheuk, M.A. Nichols, M. Okan, T. Gersdorf, V.v. Ramasesh, W.S. Bakr, T. Lompe, and M.W. Zwierlein, Quantum-Gas Microscope for Fermionic Atoms, Phys. Rev. Lett. **114**, 193001 (2015).
- [2] T. L. Gustavson, A.P. Chikkatur, A.E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D.E. Pritchard, and W. Ketterle, Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers, Phys. Rev. Lett. **88**, 020401 (2001).
- [3] S. Schmid, G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang, and J.H. Denschlag, Long distance transport of ultracold atoms using a 1D optical lattice, New J Phys **8**, 159 (2006).
- [4] V.A. Khlebnikov, D.A. Pershin, V.V. Tsyanok, E.T. Davletov, I.S. Cojocaru, E.S. Fedorova, A.A. Buchachenko, and A.V. Akimov, “Random to chaotic statistic transformation in low-field Fano-Feshbach resonances of cold thulium atoms,” Phys. Rev. Lett. 123(21), 213402 (2019).

Влияние эллиптичности поляризации на стабильность КПН стандартов частоты на Rb87 и Cs133

И.С. Месензова¹, С.М. Игнатович¹, М.Н. Скворцов¹, Н.Л. Квашнин²

¹*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, РФ*

²*Сколковский институт науки и технологий, Москва, РФ*

e-mail: mesensova.i@yandex.ru

Представлены результаты экспериментов по изменению степени эллиптичности поляризации лазерного излучения и поиск наилучшего режима для улучшения стабильности СВЧ стандартов частоты на базе КПН резонансов в атомах щелочных металлов Rb87 и Cs133. Были проведены измерения сдвигов и кратковременных стабильностей в часах на ячейках с Rb87 и Cs133.

Резонанс когерентного пленения населенностей (КПН) в щелочных атомах рубидия и цезия широко используется для создания миниатюрных атомных часов [1-3]. Эта технология позволяет существенно уменьшить размер, необходимую мощность потребления и стоимость атомных часов [4-7]. При создании КПН часов с использованием ячеек с буферным газом используют круговой поляризацией для возбуждения КПН резонанса. Для создания круговой поляризации используют $\lambda/4$ фазовую пластинку, характеристики которой зависят от типа изготовления и подвержены влиянию температуры окружающей среды. При получении предельной стабильности возникает вопрос о влиянии степени эллиптичности поляризации на итоговый результат.

Сложение ортогональных колебаний компонент светового вектора E на плоскости XY дает проекционную картину эллипса. Эллиптичность поляризации вычисляли как корень из отношения полуосей эллипса.

$$\gamma = \sqrt{\frac{b}{a}} \quad (1)$$

На Рис. 1 показаны графики сдвигов частоты от изменения эллиптичности поляризации с помощью $\lambda/4$ пластиинки. Слева показан график для установки с ячейкой с Rb87, справа график для установки с ячейкой с Cs133.

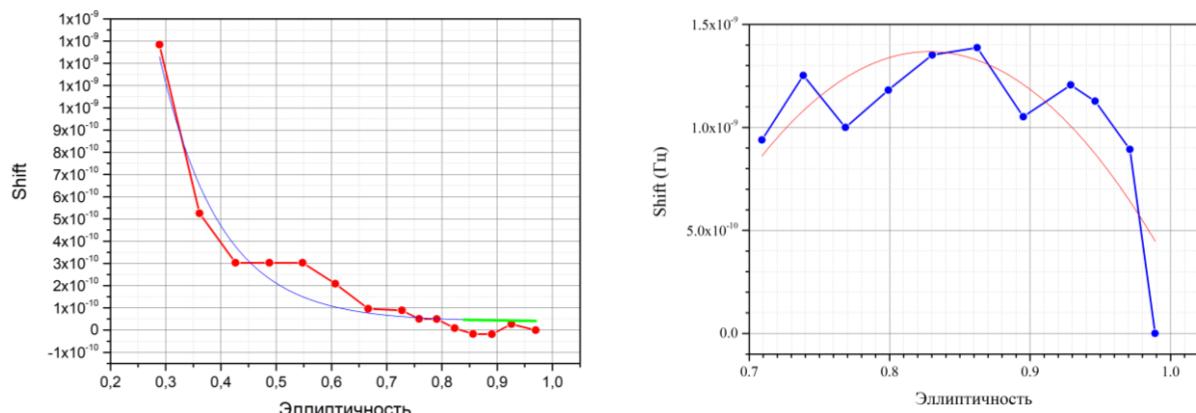


Рис. 1. Графики сдвигов частоты для установки с ячейкой с Rb87 слева, справа график для установки с ячейкой с Cs133.

Из графиков можно оценить критичность настройки круговой поляризации для получения предельной стабильности КПН стандартов частоты.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИЛФ СО РАН.

- [1] S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **18** (11), 1545 (2001).
- [2] В.С. Летохов, В.П. Чеботаев, Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, Наука, М. (1975).
- [3] J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005).
- [4] J. Kitching *J. Appl. Phys. Rev.*, **5**, 031302 (2018).
- [5] S. Knappe, P.D.D. Schwindt, V. Shah, et al. *Opt. Express*, **13** (4), 1249 (2005).
- [6] S. Knappe, V. Shah, P.D.D. Schwindt, et al. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (9), 1460 (2004).
- [7] S.A. Zibrov, I. Novikova, D.F. Phillips, et al. *Phys. Rev. A*, **81**, 013833 (2010).

Система автоподстройки частоты Nd:YAG-лазера на основе искусственной нейронной сети

Д.Н. Капуста¹, С.М. Игнатович¹, И.С. Месензова¹, М.Н. Скворцов¹

¹ Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: dmitriikapusta@mail.ru

Одной из самых распространенных задач лазерной спектроскопии является анализ и идентификация резонансов при сканировании длины волны лазера с её последующей стабилизацией. На практике такие процедуры нередко требуют сложной ручной настройки, что делает актуальной задачу полной автоматизации процесса стабилизации частоты. Одним из перспективных подходов к реализации таких систем является использование методов машинного обучения, в частности, нейронных сетей, способных распознавать спектроскопические сигналы и выполнять коррекцию в системах обратной связи [1]. Это открывает возможность создания адаптивных и высокостабильных систем автоподстройки частоты излучения лазеров, а также значительно расширяет область применения данных лазерных систем.

В данной работе продемонстрирована возможность стабилизации частоты Nd:YAG-лазера по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном йоде на основе использования искусственных нейронных сетей, реализованных в среде PyTorch. Разработанные нейронные модули применялись для поиска и распознавания сверхтонкой структуры линии R56.32-0 путём контролирования параметров лазера: температур оптического резонатора, внутрирезонаторного селектора длины волны и напряжения на пьезокерамике резонатора, используемых для перестройки частоты излучения. Линия R56.32-0 идентифицировалась по двум критериям: форме допплеровски уширенного контура на выходе фотоприемника и оптических резонансов сверхтонкой структуры, состоящих из 15 компонент, наблюдаемых методом синхронного детектирования. Обучение нейронных модулей осуществлялось на основе разработанного алгоритма формирования обучающего набора экспериментальных данных, устойчивого к дрейфам температур. В результате обучения нейронная сеть, перестраивая параметры лазера, успешно отличала линию R56.32-0 от соседних и стабилизировала частоту лазера по резонансу a1 в автоматическом режиме. Для стартовых отклонений от точки привязки, имитирующих полевые условия, среднее время выхода на захват частоты составило всего около 2 мин, что в основном ограничивалось скоростью стабилизации температуры резонатора.

Реализованный нами подход к автоматизации стабилизации частоты лазера показал высокую надёжность, быстродействие и возможность реализации автономных лазерных систем. Предложенная методика может быть адаптирована для стабилизации частоты и в других типах лазеров.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИЛФ СО РАН.

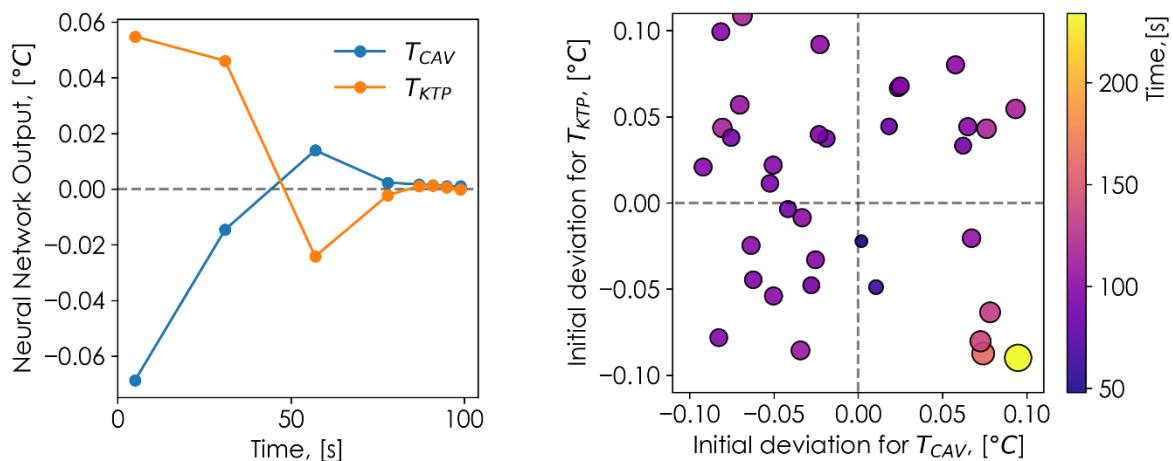


Рис. 1. Графики типичных зависимостей выходных значений нейронной сети от времени стабилизации (слева) и зависимости времени выхода на захват частоты от стартовых отклонений температур внутрирезонаторного селектора (КТР-кристалла) и резонатора относительно референсных значений (справа).

[1] L. Winkler, C. Nolleke, Opt. Exp. 31, 32188 (2023).

Влияние подавления квантовых ошибок методами машинного обучения на обучаемость вариационных квантовых алгоритмов

Н.Д. Королев¹, Д.С. Рабинович^{1,2,3}, К.Е. Лахманский¹

¹ Российский квантовый центр, Москва, Российская Федерация

² Сколковский институт науки и технологий, Москва, Российская Федерация

³ Московский физико-технический институт, Москва, Российская Федерация

e-mail: korolev.nd@gmail.com

Современные шумные квантовые процессоры промежуточного масштаба (NISQ) с их ограниченным количеством кубитов и уровнем шума не позволяют реализовать универсальный квантовый компьютер. В этих условиях перспективными кандидатами для демонстрации квантового превосходства являются гибридные квантово-классические вариационные алгоритмы, которые обладают повышенной устойчивостью к шуму, хотя и не свободны от ошибок полностью.

В отсутствие методов коррекции ошибок для NISQ устройств ключевое значение приобретает подавление ошибок — подход, направленный не на полное устранение шума, а на уменьшение его влияния на конечный результат. Одним из перспективных методов является использование моделей машинного обучения (МО), которые обучаются предсказывать «идеальные» значения наблюдаемых на основе зашумленных данных. Ключевой проблемой здесь является получение данных для обучения, где в качестве эталонных «истинных» значений выступают результаты бесшумных вычислений.

В данной работе мы предлагаем практический протокол использования классических моделей МО для подавления ошибок, в котором для генерации обучающих данных используются эффективно симулируемые на классическом компьютере Клиффордовы и около-Клиффордовы схемы [1,2]. Мы проводим сравнительный анализ различных моделей МО на данных, сгенерированных при различных моделях шума, и отбираем наиболее эффективные из них.

Основной целью работы является исследование влияния момента применения митигации: мы сравниваем эффективность встраивания подавления ошибок непосредственно в процесс оптимизации параметров вариационного алгоритма с применением подавления после его завершения.

Результаты нашего исследования показывают, что применение подавления ошибок методами МО в ходе оптимизации параметров не улучшает, а в ряде случаев даже ухудшает работу алгоритма. В то же время, применение предложенного нами метода подавления после оптимизации позволяет снизить ошибку на один-два порядка, что демонстрирует его высокую практическую эффективность и большую универсальность, чем предложенные ранее подходы применения машинного обучения для митигации ошибок на основе около-Клиффордовых схем.

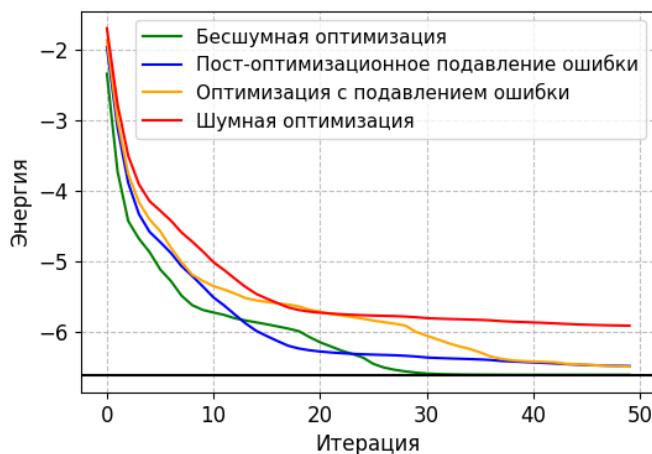


Рис. 1. Сравнение оптимизации с подавлением ошибки и пост-оптимизационного подавления для вариационного алгоритма поиска энергии основного состояния гамильтониана модели Шеррингтона-Киркпатрика с 6 кубитами с Т1-шумом силы 0.01. Модель МО обучена на данных около-Клиффордовых схем. Черная горизонтальная линия соответствует энергии основного состояния системы.

[1] D. Gottesman, arXiv:quant-ph/9807006 (1998).

[2] P. Czarnik, et al, Quantum **5**, 592 (2021).

Frequency locking of three lasers to a single ULE-glass cavity for three-photon Rydberg excitation of ultra-cold atoms

Ghadeer Suliman^{1,2}, I.I. Beterov^{1,2,3,4}

¹ Институт физики полупроводников имени А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

⁴ Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: gh.su.phy@gmail.com

When it comes to the field of quantum computation using neutral atoms excited to Rydberg states, the most common approach for atom excitation is using a two-photon laser excitation scheme [1]. Yet, even though, such schemes come with their downsides when it comes to individual addressing of atoms and the inability to completely eliminate the Doppler effect. A three-photon laser excitation scheme has promising advantages, when it comes to countering some of the issues that two-photon excitation schemes cannot avoid [2].

Although three-photon laser excitation schemes have been successfully implemented to produce coherent excitation of single neutral Rubidium atoms [3], the increase of the fidelity of Rydberg excitation and implementation of quantum gates requires an improvement to the locking scheme of the excitation lasers.

We use the following system for Rydberg excitation of Rb atoms: a 780 nm ECDL from Optica, a 1367 nm ECDL from Sacher Lasertechnik, and a 743 nm titanium sapphire laser. All beams are sent to a Stable Lasers Ultra Stable Cavity (Fig. 1). All three laser beams are modulated using phase electro-optic modulators, with a 4 MHz modulation frequency for the first and second step lasers, and a 5 MHz frequency for the third step laser.

All three lasers have been locked to the cavity using Pound-Drever-Hall (PDH) method. In Fig. 2., the PDH system for the third laser is shown. Similar scheme has been used for the other lasers, with the exception of the creation of additional sidebands for the third step of laser excitation. The first and second step lasers are locked exclusively to a single frequency, while the third step laser will be swept during excitation procedure to tune the exact excitation frequency, with the help of a frequency generator.

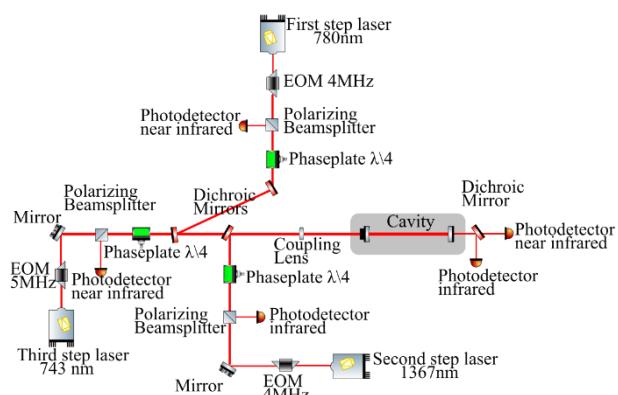


Fig. 1. The 3 lasers path into the cavity.

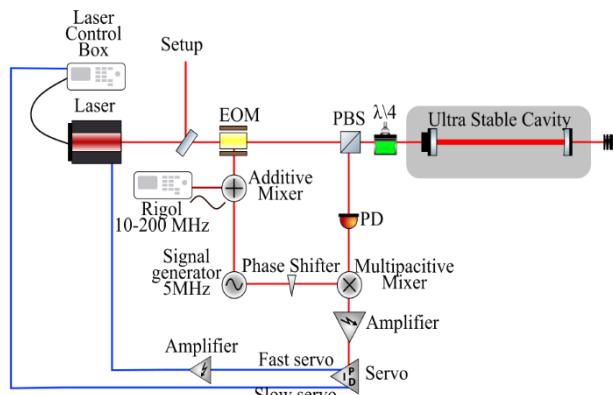


Fig. 2. PDH scheme for the 3rd step laser.

Using the setup in Fig. 1., it was possible to lock all three excitation lasers simultaneously for an extended period of time. Further improvements are expected in the near future, in aims to provide more stability in the system and to reduce the half-line width of the various lasers used.

This work was supported by RSF grant No 23-12-00067.

- [1] Probing the Kitaev honeycomb model on a neutral-atom quantum computer / S. Evered, M. Kalinowski, A. Geim [et al.] // Nature – 2025 – Vol. 645 – P. 341-347 – DOI 10.1038/s41586-025-09475-0.
- [2] High-Fidelity Individual Addressing of Single Atoms in Quantum Registers at Three-Photon Laser Excitation of Rydberg States / N.N.Bezuglov, I.I.Beterov, A.Cinins [et al.] // arXiv:2411.06607. – DOI 10.48550/arXiv.2411.06607.
- [3] Осцилляции Раби при трехфотонном лазерном возбуждении одиночного ридберговского атома рубидия в оптической дипольной ловушке / И.И. Бетеров, Е.А. Якшина, Г. Сулиман [и т.д.] // ЖЭТФ. – 2024 – Том 166, Вып. 4 – стр. 535 – DOI: 10.31857/S0044451024100109.

Моделирование электрического поля в экспериментах с ридберговскими атомами методом конечных элементов в QuickField

А.К. Сологуб^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

e-mail: a.sologub@g.nsu.ru

Ридберговскими называются состояния атомов, в которых один или несколько электронов находятся на высоких энергетических уровнях. Такие атомы с главным квантовым числом $n >> 1$ представляют интерес для реализации квантовых вычислений. Кратковременное лазерное возбуждение атомов в ридберговские состояния позволяет включать и выключать взаимодействия между кубитами, что необходимо для выполнения квантовых операций. Поскольку ридберговские состояния чрезвычайно чувствительны к электрическим полям, управление полями в экспериментах с одиночными ридберговскими атомами важны для достижения высокой точности квантовых вентилей и реализации оригинальных схем наблюдения взаимодействия атомов друг с другом.

В нашей экспериментальной установке атомы охлаждаются лазерным излучением, захватываются в оптические дипольные ловушки и затем возбуждаются в ридберговские состояния в высоковакуумной стеклянной ячейке. Для управления электрическим полем, в котором находятся атомы, на внутреннюю поверхность ячейки нанесено проводящее покрытие, формирующее систему электродов. Выбранная конфигурация кольцевых электродов с 8 сегментами в форме двух параллельных колец обеспечивает полное трехмерное управление электрическим полем. Для определения зависимости электрического поля от потенциала на каждом из электродов, необходимо провести численное моделирование. В работе использовался метод конечных элементов. Электростатические задачи описываются уравнением Пуассона:

$$\Delta u = f$$

с однородным краевым решением

$$u(x) = 0$$

Трехмерные модели электродов были разработаны в САПР Компас-3D и изображены на Рис. 1.



Рис. 1. Трехмерная модель электродов со сгенерированной сеткой.

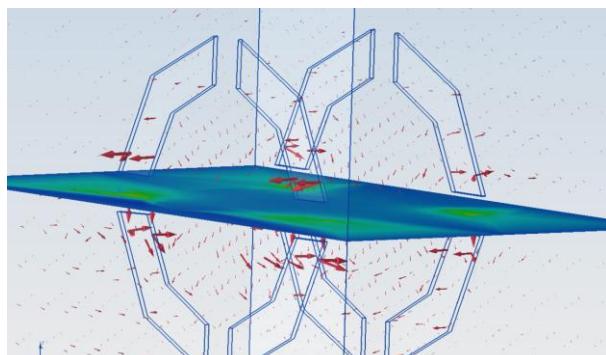


Рис. 2. Визуализация электрического поля.

Далее модели были импортированы в программный комплекс QuickField. На Рис. 2 представлено пространственное распределение электрического поля в ячейке для конфигурации, в которой для 4 верхних кольцевых сегментов задано напряжение 10 В, а нижние сегменты заземлены. С помощью численного моделирования в QuickField получено точное распределение электрического поля в ячейке. В частности, в центре ячейки электрическое поле $E = 178.031 \frac{B}{m}$.

Визуализация поля выполнена с помощью векторных стрелок, отражающих направление и относительную величину электрического поля в различных областях ячейки. Такая конфигурация создаёт асимметричный потенциал, приводящий к формированию поля с вертикальной компонентой.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ 23-42-00031.

Исследование удержания ультрахолодных высоковозбужденных атомов рубидия в оптической дипольной ловушке на длине волны 1012 нм

**Г.А. Вишнякова^{1,2}, Т.А. Воронова^{1,2}, К.О. Бабичев^{1,2}, К.А. Лискова¹, Н.Д. Матюхин^{1,3},
А.Д. Легошин¹, Д.О. Трегубов², Г.В. Осипенко¹**

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г.
Долгопрудный, Россия.

²ФГБУН Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия.

³Институт спектроскопии Российской академии наук, Троицк, Россия
e-mail: gulnarav7@gmail.com

Возбуждение ридберговских состояний в ультрахолодных атомных ансамблях представляет собой мощный инструмент для фундаментальных и прикладных исследований в области квантовых технологий. Большие дипольные моменты высоковозбужденных атомов и их сильное диполь-дипольное взаимодействие позволяют реализовывать высококогерентные двухуровневые системы, изучать сильно коррелированные состояния вещества. Данные свойства делают ридберговские ансамбли перспективной платформой для квантовых вычислений, в частности, для реализации квантовых симуляторов, моделирования сложных квантовых систем и создания кубитов с диполь-дипольным взаимодействием, пригодных для выполнения квантовых логических операций. Высокую чувствительность атомов к внешним электрическим полям и микроволновому излучению можно использовать для создания детекторов, позволяющих регистрировать слабые поля с большой точностью, что интересно в контексте прецизионной лазерной спектроскопии и сенсорики [1].

Одним из аспектов, ограничивающих применение ридберговских атомов в экспериментах, является проблема их эффективного удержания в оптических или магнитных ловушках. Процесс удержания осложняется тем, что при переходе в ридберговское состояние атом меняет свои свойства: его размер и поляризуемость возрастают на несколько порядков, что зачастую приводит к его потере из стандартных ловушек, рассчитанных для атомов в основном состоянии. Таким образом, исследование и разработка методов удержания, таких как использование оптических дипольных ловушек в качестве удерживающего потенциала, является актуальной задачей.

Лазерное излучение с длиной волны 1012 нм представляет значительный интерес для экспериментальных исследований холодных атомов. В двухфотонной схеме возбуждения атомов рубидия ($5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow nS/nD$) такое излучение выступает в качестве одной из ступеней для заселения высоколежащих ридберговских состояний [2]. Особую значимость эта длина волны приобретает благодаря своему "магическому" характеру, обеспечивающему равенство динамических поляризумостей основного и ридберговского состояний. Данное свойство приводит к формированию идентичных оптических потенциалов, что обеспечивает компенсацию световых сдвигов и сохранение когерентности системы. В контексте квантовых вычислений это критически важно для поддержания длительного времени когерентности кубитов и уменьшения ошибок при реализации гейтов. Пространственная независимость резонансной частоты возбуждения от распределения интенсивности в ловушке позволяет исследовать дальнодействующие взаимодействия в ридберговских ансамблях без влияния неоднородных световых сдвигов.

В рамках планируемой реализации эксперимента, ридберговские атомы будут возбуждаться с частотой Рabi до нескольких МГц, что соответствует критериям потенциального будущего использования атомного ансамбля в задачах сенсорики и квантовых вычислений.

Работа выполнена при поддержке Росатома в ходе выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» в рамках договора № 868/1653-Д от «21» августа 2025 года.

[1] Degen C. L. et al., Reviews of modern physics, 3, 89 (2017)

[2] Shao X. Q. et al. Applied Physics Reviews, 3, 11 (2024)

Стабилизация кубитного лазера для проведения квантовых операций на холодных ионах $^{40}\text{Ca}^+$

А. Кадыков¹, Н. Морозов^{1,2}, А. Чуев¹, Д. Донченко^{1,2}, А. Матвеев¹, К. Лахманский¹

¹Российский квантовый центр, Москва, Россия

²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

e-mail: a.kadykov@qpc.ru

Стабильность лазерного излучения играет ключевую роль во многих областях современной физики, таких как высокоточная спектроскопия, оптические часы и квантовые вычисления. Наша лаборатория специализируется на создании квантового компьютера на холодных ионах $^{40}\text{Ca}^+$. В качестве кубитного перехода используется долгоживущий переход $4^2\text{S}_{1/2} - 3^2\text{D}_{5/2}$ с длиной волны излучения 729 нм и собственной шириной линии около 1 Гц. Таким образом, для достижения высокой точности однокубитных и двухкубитных операций необходимо подавлять шумы лазерной системы, обеспечивая тем самым кратковременную и долговременную стабильность частоты. Одним из доминирующих шумов являются случайные флуктуации фазы оптического излучения. Данная работа посвящена созданию системы фазовой привязки лазера Precilasers 729 нм, подавлению фазовых шумов и исследованию их влияния на точность однокубитных операций и двухкубитного гейта Мольмера-Соренсена.

Существует несколько принципиальных способов стабилизации лазерного излучения до уровня нескольких герц и ниже. Например, использование ультрастабильных оптических резонаторов (ULE) [1], стабилизация по переходам в атомах и молекулах, трансфер стабильности при помощи оптической частотной гребенки [2]. Еще одним способом является получение сигнала биений двух близких по частоте лазеров, один из которых уже стабилизирован до необходимого уровня. Здесь мы используем именно этот подход. Схема системы стабилизации Precilasers 729 нм представлена на Рис. 1. Ti:Sa лазер привязывается к ULE-резонатору при помощи метода Паунда-Древера-Холла (не показано). Стабильность этого лазера подтверждается по измерениям на ионах.

Для стабилизируемого лазера был разработан «быстрый» PI-контроллер с характерным диапазоном усиления 2 МГц, сигнал с которого подается на VCO блока усиления лазера. Это обеспечивает появление характерного пьедестала фазовых шумов на спектроанализаторе. Для подавления высокочастотных шумов, появляющихся в результате увеличения пропорционального коэффициента, используется электрооптический модулятор.

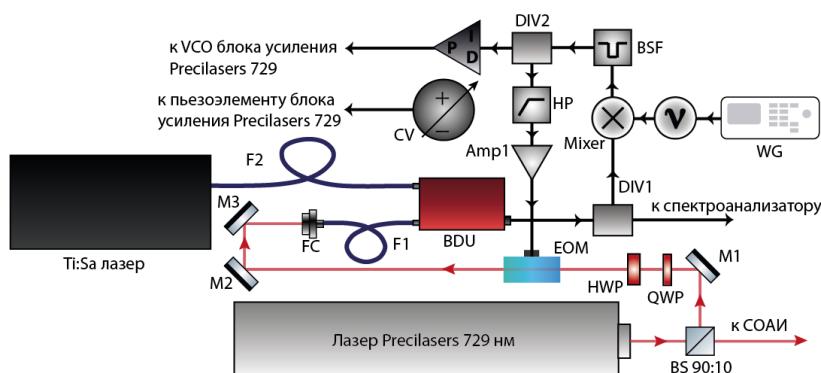


Рис. 1. Схема стабилизации Precilasers 729 nm.

Характерные фазовые шумы привязки стабилизируемого лазера определяются интегрированием под кривой пьедестала фазовых шумов и составляют 0,025 рад. Этого достаточно для достижения точности однокубитных операций 99.975% [3] и точности гейта Мольмера-Соренсена для двух ионов на уровне 99.4%.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации "Росатом" в рамках выполнения Дорожной карты "Квантовые вычисления" (Договор № 868-1.3- 15/15-2021).

- [1] Alnis J. et al., Sub-Hz line width diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ULE Fabry-Perot cavities, arXiv preprint arXiv:0801.4199 (2008).
- [2] Holzwarth R. et al., Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy, Physical review letters. – 2000. – Т. 85. – №. 11. – С. 2264.
- [3] Brandl M., Towards cryogenic scalable quantum computing with trapped ions, Leopold Franzens University of Innsbruck (2017).



О КОМПАНИИ

ООО «Специальные Системы. Фотоника» является специализированным поставщиком и интегратором лазерно-оптических и волоконно-оптических компонентов, измерительного, спектрального и технологического оборудования, источников излучения и лазерных систем различного назначения.

Специалисты компании обеспечивают высококвалифицированную техническую и информационную поддержку по продукции и оборудованию от ведущих мировых производителей для заказчиков из России и ЕАЭС.

Миссия компании - это внедрение передовых лазерно-оптических технологий и продукции в текущие и перспективные разработки российских научных и производственных центров. Активное участие в развитии фотоники в России, как наиболее перспективного направления науки и технологий.

НАПРАВЛЕНИЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ И УСЛУГИ

- Дистрибуция лазерно-оптических и волоконно-оптических компонентов и оборудования.
- Комплексное оснащение лабораторий и производств.
- Разработка и производство волоконно-оптических модулей и систем (ВОЛС, радиофотоника).
- Собственная лаборатория с передовым измерительным и технологическим оборудованием.
- Технический консалтинг, инженерный сервис и обучение специалистов заказчика.
- Подготовка документации для закупочных процедур на электронных торговых площадках (ФЗ 223 и ФЗ 44).
- Логистические услуги, таможенное оформление лабораторного оборудования и лазерных компонентов.

КОНТАКТЫ

Веб-сайт: www.sphotonics.ru

Адрес: 194044, Санкт-Петербург, Б. Сампсониевский пр., д. 64, лит. Е, пом. 2-Н

Телефон: 8 (800) 550-72-97

E-mail: info@sphotonics.ru