



18-я Всероссийская научная конференция
с международным участием

ФИЗИКА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМОВ – 2024

16 – 18 декабря 2024 г., Академгородок, Новосибирск

www.isp.nsc.ru/quantum24/

ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Новосибирск, 2024

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

N *Новосибирск
государственный университет
*НАСТОЯЩАЯ НАУКА
Новосибирский государственный университет

КОНФЕРЕНЦИЯ ПРОВОДИТСЯ ПРИ ФИНАНСОВОЙ ПОДДЕРЖКЕ



**специальные
СИСТЕМЫ**
ФОТОНИКА

ООО «Специальные Системы. Фотоника»
Санкт-Петербург



**НАУЧНОЕ
ОБОРУДОВАНИЕ**
ГРУППА КОМПАНИЙ

ООО «Научные приборы и системы»
Новосибирск



ЛЛС

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

ISBN 978-5-85957-226-7

DOI: 10.25205/978-5-85957-226-7

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

Отпечатано ООО «Офсет-ТМ»

630090, Новосибирская область, г. Новосибирск, ул. Терешковой 29, оф. 106

Тел: 8(383) 304-82-32

E-mail: ofsetn@yandex.ru

ПРОГРАММА

Понедельник, 16 декабря 2024 года

Квантовые информационные технологии – 1

Председатель Рябцев Игорь Ильич

09 ⁰⁰ – 09 ¹⁵	Открытие конференции
09 ¹⁵ – 09 ⁴⁵	<u>Л.А.Мажорина</u> ¹ , <u>Н.В.Морозов</u> ¹ , <u>Н.А.Стерлигов</u> ¹ , <u>И.О.Гриднев</u> ¹ , <u>Н.Д.Королев</u> ¹ , <u>А.Н.Матвеев</u> ¹ , <u>Е.А.Поляков</u> ¹ , <u>К.Е.Лахманский</u> ¹ , Экспериментальная реализация немарковской квантовой динамики на одиночном ионном кубите (стр. 1)
09 ⁴⁵ – 10 ¹⁵	<u>И.И.Бетеров</u> ^{2,3,4,5} , <u>Е.А.Якшина</u> ^{2,3,4} , <u>Г.Сулиман</u> ^{2,3} , <u>П.И.Бетлени</u> ^{2,3} , <u>А.А.Прилуцкая</u> ^{2,3} , <u>Д.А.Скворцова</u> ^{2,5} , <u>Т.Р.Загиров</u> ³ , <u>Д.Б.Третьяков</u> ² , <u>В.М.Энтин</u> ² , <u>Н.Н.Безуглов</u> ^{2,6} , <u>И.И.Рябцев</u> ^{1,2} , Осцилляции Раби при трёхфотонном лазерном возбуждении одиночного ридберговского атома рубидия в оптической дипольной ловушке (стр. 2)
10 ¹⁵ – 10 ⁴⁵	<u>Я.С.Гринберг</u> ⁵ , <u>О.А.Чуйкин</u> ⁵ , <u>А.Г.Моисеев</u> ⁵ , <u>А.А.Штыгашев</u> ⁵ , Квантовые корреляции фотонных амплитуд в одномерной квантовой электродинамике (стр. 3)
10 ⁴⁵ – 11 ⁰⁰	<u>А.Е.Корольков</u> ^{7,1} , <u>А.С.Борисенко</u> ^{7,1} , <u>И.В.Заливако</u> ^{7,1} , <u>И.А.Семериков</u> ^{7,1} , <u>Н.Н.Колачевский</u> ^{7,1} , <u>К.Ю.Хабарова</u> ^{7,1} , Подготовка многокубитных GHZ-состояний на ансамбле ультрахолодных ионов (стр. 4)
11 ⁰⁰ – 11 ³⁰	Кофе-брейк

Лазерное охлаждение – 1

Председатель Чаповский Павел Львович

11 ³⁰ – 12 ⁰⁰	<u>О.Н.Прудников</u> ⁴ , <u>Р.Я.Ильенков</u> ⁴ , <u>А.В.Тайченачев</u> ^{4,3} , <u>В.И.Юдин</u> ^{3,4,5} , Чисто оптическая макроскопическая ловушка для нейтральных атомов (стр. 5)
12 ⁰⁰ – 12 ³⁰	<u>С.А.Саакян</u> ⁸ , Оптическая пондеромоторная ловушка для ультрахолодной нейтральной плазмы (стр. 6)
12 ³⁰ – 12 ⁴⁵	<u>Т.А.Исаев</u> ⁹ , <u>А.В.Боченкова</u> ⁹ , <u>А.В.Зайцевский</u> ^{9,10} , Лазерно-охлаждаемые молекулярные катионы: трудности перехода (стр. 7)
12 ⁴⁵ – 13 ⁰⁵	<u>А.В.Петренко</u> ¹¹ , Лазерное охлаждение ультрарелятивистских ионов и проект Гамма-Фабрики в ЦЕРНе (стр. 8)
13 ⁰⁵ – 14 ³⁰	Обед

Квантовые Ферми- и Бозе-газы, волны материи

Председатель Турлапов Андрей Вадимович

14 ³⁰ – 14 ⁴⁵	<u>Д.А.Кумпилов</u> ^{1,12} , <u>В.В.Цыганок</u> ¹ , <u>Д.А.Першин</u> ¹ , <u>А.Е.Руднев</u> ^{1,12} , <u>И.А.Пырх</u> ^{1,12} , <u>И.С.Кожокару</u> ^{1,7} , <u>В.А.Хлебников</u> ¹ , <u>П.А.Аксенцев</u> ^{1,13} , <u>К.О.Фролов</u> ^{1,12} , <u>А.М.Ибрахимов</u> ^{1,12} , <u>С.А.Кузьмин</u> ^{1,12} , <u>А.В.Акимов</u> ^{1,7} , Получение конденсата Бозе-Эйнштейна атомов тулия после оптического транспорта (стр. 9)
14 ⁴⁵ – 15 ⁰⁰	<u>П.С.Мураев</u> ¹⁴ , <u>Д.Н.Максимов</u> ^{14,15} , <u>А.Р.Коловский</u> ^{14,15} , Некоторые особенности проводимости в двухтерминальном фермионном транспорте (стр. 10)
15 ³⁰ – 16 ⁰⁰	<u>G.Y.Chitov</u> ^{16,17} , Topological order, disentanglement, and Majorana modes in a quantum chain: Proposals for experiments (стр. 11)
16 ⁰⁰ – 16 ³⁰	<u>В.С.Мележик</u> ¹⁶ , <u>С.Шадмехри</u> ¹⁶ , Ускорение и закручивание нейтральных атомов сильными электромагнитными импульсами различной поляризации (стр. 12)
16 ³⁰ – 17 ⁰⁰	<u>В.А.Томилини</u> ^{18,3} , <u>А.М.Ростом</u> ^{18,3} , <u>Л.В.Ильичёв</u> ^{18,3,4} , Геометрическая фаза как основа квантовой акселерометрии (стр. 13)
17 ⁰⁰ – 17 ³⁰	Кофе-брейк

Квантовые сенсоры – 1

Председатель Тайченачев Алексей Владимирович

17 ³⁰ – 18 ⁰⁰	А.О.Макаров ^{4,3} , К.С.Козлова ^{4,3} , В.И.Вишняков ⁴ , Д.В.Бражников ^{4,3} , А.Н.Гончаров ^{4,3,5} , Наблюдение резонансов Ханле и Белла-Блума в парах щелочных металлов методами поляриметрии для приложений к атомной магнитометрии (стр. 14)
18 ⁰⁰ – 18 ³⁰	В.М.Энтин ² , Ю.Я.Печерский ² , Д.Б.Третьяков ² , И.И.Рябцев ^{2,3} , Регистрация пространственного распределения микроволнового поля при двухфотонном лазерном возбуждении ридберговских состояний атомов рубидия в оптической газовой ячейке (стр. 15)
18 ³⁰ – 18 ⁴⁵	Е.Б.Сердюк ¹⁹ , Д.В.Саченко ¹⁹ , Г.А.Михайловский ^{19,20} , Нордлэйз: российская разработка и производство лазерных систем. Перспективы использования в области физики холодных атомов (стр. 16)
18 ⁴⁵ – 19 ⁰⁰	Д.В.Саченко ¹⁹ , Обзор технологических решений для квантовых технологий: лазерные источники, системы стабилизации частоты и элементы управления лазерным излучением (стр. 17)

Вторник, 17 декабря 2024 года

Стандарты частоты на ультрахолодных атомах

Председатель Головизин Артем Алексеевич

09 ⁰⁰ – 09 ¹⁵	А.А.Каменский ²¹ , И.Л.Глухов ²¹ , А.С.Корнев ²¹ , В.Д.Овсянников ²¹ , В.Г.Пальчиков ^{22,23} , Вандерваальсово взаимодействие щелочноземельных атомов в ридберговских решетках (стр. 18)
09 ¹⁵ – 09 ³⁰	Д.С.Крысенко ^{4,5} , О.Н.Прудников ⁴ , А.В.Тайченачев ^{4,3} , В.И.Юдин ^{4,5,3} , С.В.Чепуров ⁴ , Минимизация сдвигов, обусловленных магнитным полем в оптическом стандарте частоты на основе иона ¹⁷¹Yb⁺ (стр. 19)
09 ³⁰ – 09 ⁴⁵	О.Н.Прудников ⁴ , Д.С.Крысенко ^{4,5} , А.В.Тайченачев ^{4,3} , В.И.Юдин ^{4,5,3} , С.В.Чепуров ⁴ , Н.С.Лапин ¹ , С.Н.Багаев ^{1,3} , Лазерное охлаждение иона иттербия-171 без использования магнитного поля (стр. 20)
09 ⁴⁵ – 10 ⁰⁰	А.В.Семенко ²² , А.П.Вялых ^{22,23} , Г.С.Белотелов ²² , Д.В.Сутырин ²² , С.Н.Слюсарев ²² , Корректировка частоты мобильных и транспортируемых оптических стандартов частоты в реальном времени (стр. 21)
10 ⁰⁰ – 10 ¹⁵	А.Е.Чупров ²⁴ , Современные лазерные решения для физики холодных атомов и оптических стандартов частоты
10 ¹⁵ – 10 ³⁰	А.Ю.Васильева ²⁴ , Компоненты, приборы и системы для реализации охлаждения атомов
10 ³⁰ – 11 ⁰⁰	Кофе-брейк

Квантовые информационные технологии – 2

Председатель Бетеров Илья Игоревич

11 ⁰⁰ – 11 ²⁰	И.И.Рябцев ^{2,3} , Н.Н.Безуглов ^{6,2} , И.И.Бетеров ^{2,3,4,5} , К.Місис ^{23,25} , А.Сінінс ²³ , Е.А.Якшина ^{2,3,4} , Д.Б.Третьяков ² , В.М.Энтин ² , Г.Сулиман ^{2,3} , П.И.Бетлени ^{2,3} , Высокоточная индивидуальная адресация одиночных атомов в квантовых регистрах при трехфотонном лазерном возбуждении ридберговских состояний (стр. 22)
11 ²⁰ – 11 ⁴⁰	А.С.Усольцев ²⁶ , Л.В.Герасимов ^{26,27} , И.Выборный ²⁸ , К.С.Тихонов ^{6,1} , С.С.Страупе ²⁶ , Д.В.Куприянов ^{26,27} , Оптимальное управление параметрами квантовых перепутывающих протоколов на основе эффекта Ридберговской блокады в системах нейтральных атомов (стр. 23)
11 ⁴⁰ – 11 ⁵⁵	А.Д.Розанов ²⁶ , Б.И.Бантыш ^{29,1} , И.Б.Бобров ²⁶ , Г.И.Стручалин ²⁶ , С.С.Страупе ^{26,1} , Бенчмаркинг квантовых операций на квантовом компьютере, основанном на применении холодных нейтральных атомов (стр. 24)

11 ⁵⁵ – 12 ²⁵	<u>A.M.Farouk</u> ^{3,2,30} , <u>I.I.Beterov</u> ^{2,3,4,5} , <u>Peng Xu</u> ^{31,32} , <u>I.I.Ryabtsev</u> ^{2,3} , Generation of quantum phases of matter and finding a maximum-weight independent set of unit-disk graphs using Rydberg atoms (стр. 25)
12 ²⁵ – 12 ⁴⁰	<u>Ю.П.Аносов</u> ^{7,1} , <u>А.С.Борисенко</u> ^{7,1} , <u>И.В.Заливако</u> ^{7,1} , <u>И.А.Семерилов</u> ^{7,1} , <u>К.Ю.Хабарова</u> ^{7,1} , <u>Н.Н. Колачевский</u> ^{7,1} , Улучшение достоверности считывания оптического кудита в ионе ¹⁷¹Yb⁺ (стр. 26)
12 ⁴⁰ – 13 ⁰⁰	<u>П.А.Каменских</u> ^{7,1} , <u>Н.В.Семенин</u> ^{7,1} , <u>И.В.Заливако</u> ^{7,1} , <u>И.А.Семерилов</u> ^{7,1} , <u>К.Ю.Хабарова</u> ^{7,1} , <u>Н.Н.Колачевский</u> ^{7,1} , Запутывающие операции на холодных ионах, устойчивые к ошибкам (стр. 27)
13 ⁰⁰ – 14 ³⁰	<i>Обед</i>
14 ³⁰ – 16 ³⁰	<i>Экскурсии по лабораториям</i>

Квантовые сенсоры – 2

Председатель Прудников Олег Николаевич

16 ³⁰ – 17 ⁰⁰	<u>А.Е.Афанасьев</u> ³³ , <u>Д.В.Быкова</u> ^{33,34} , <u>А.А.Идрисова</u> ^{33,34} , <u>А.Д.Саргсян</u> ³⁵ , <u>Д.Г.Саркисян</u> ³⁵ , <u>В.И.Балыкин</u> ^{33,34} , Квантовые сенсоры на основе атомных ячеек (стр. 28)
17 ⁰⁰ – 17 ¹⁵	<u>Д.Н.Капуста</u> ⁴ , <u>А.Э.Бонерт</u> ⁴ , <u>А.Н.Гончаров</u> ^{4,3,5} , <u>К.Н.Адамов</u> ^{4,3} , <u>О.Н.Прудников</u> ^{4,4} , <u>А.В.Тайченачев</u> ^{1,2} , Интерференция ультрахолодных атомов ⁸⁷Rb в квантовом гравиметре (стр. 29)
17 ¹⁵ – 17 ³⁰	<u>В.И.Вишняков</u> ⁴ , <u>Д.В.Бражников</u> ⁴ , <u>М.Н.Скворцов</u> ⁴ , Подавление сдвига частоты в атомных часах на основе явления когерентного пленения населённости, вызванного флуктуацией магнитного поля (стр. 30)
17 ³⁰ – 18 ⁰⁰	<u>З.Д.Квон</u> ^{2,3} , От принципа Паули к приемникам микроволнового и терагерцового излучения (стр. 31)
18 ⁰⁰ – 18 ³⁰	<u>П.Л.Чаповский</u> ^{18,4,36} , Сохранение энергии фотона при вынужденном испускании. Эксперимент. (стр. 32)
18 ³⁰ – 18 ⁵⁰	<u>А.А.Черненко</u> ² , Когерентные резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) в спектрах поглощения ЭМ волны линейной поляризации при магнитном сканировании в атомах с вырожденной структурой уровней (стр. 33)
18 ⁵⁰ – 19 ⁰⁵	<u>С.В.Гусев</u> ²² , <u>Л.Г.Горский</u> ²² , <u>К.А.Думчиков</u> ²² , <u>А.Н.Казакин</u> ²⁰ , <u>Я.Б.Эннс</u> ²⁰ , <u>С.В.Ермак</u> ²⁰ , <u>П.А.Карасев</u> ²⁰ , Газонаполненные МЭМС ячейки рубидиевых стандартов частоты нового поколения (стр. 34)
19 ⁰⁵ – 19 ¹⁵	<u>А.А.Школдина</u> ⁴⁰ , Научные приборы для экспериментальных исследований по лазерному охлаждению

Среда, 18 декабря 2024 года

Квантовые информационные технологии – 3

Председатель Ильичев Леонид Вениаминович

09 ⁰⁰ – 09 ³⁰	<u>А.В.Турлапов</u> ^{37,22} , Квантовые симуляторы и квантовый компьютер (стр. 35)
09 ³⁰ – 09 ⁴⁵	<u>Ch.Junxi</u> ^{3,2} , <u>I.I.Beterov</u> ^{2,3,4,5} , Solving Maximum-Cut problem using neutral atom quantum computer (стр. 36)
09 ⁴⁵ – 10 ⁰⁰	<u>В.В.Громыко</u> ^{2,4} , <u>И.В.Хорсова</u> ³ , <u>И.И.Бетеров</u> ^{2,3,4,5} , Контроль распределения интенсивности в массивах оптических дипольных ловушек, получаемых итерационным алгоритмом расчета фазовых голограмм (стр. 37)
10 ⁰⁰ – 10 ¹⁵	<u>M.A.Quispe Torres</u> ^{3,38} , <u>I.I.Beterov</u> ^{2,3,4,5} , Cross-entropy benchmarking using superconducting quantum processor (стр. 38)
10 ¹⁵ – 11 ¹⁵	<i>Кофе-брейк и Сессия стендовых докладов</i>

Лазерное охлаждение – 2

Председатель Юдин Валерий Иванович

11 ¹⁵ – 11 ⁴⁵	<u>А.А.Головизин</u> ^{7,1} , <u>Д.И.Проворченко</u> ⁷ , <u>Д.А.Мишин</u> ⁷ , <u>М.О.Яушев</u> ^{7,1} , <u>Д.О.Трегубов</u> ⁷ , <u>Н.Н.Колачевский</u> ^{7,1} , Прецизионная спектроскопия оптических и микроволновых переходов в атомах тулия (стр. 39)
11 ⁴⁵ – 12 ⁰⁰	<u>М.О.Яушев</u> ^{7,1} , <u>Д.А.Мишин</u> ^{7,1} , <u>Д.О.Трегубов</u> ^{7,1} , <u>Н.Н.Колачевский</u> ^{7,1} , <u>А.А.Головизин</u> ^{7,1} , Импульсная загрузка магнито-оптической ловушки на узком переходе из низкоскоростного потока атомов тулия (стр. 40)
12 ⁰⁰ – 12 ¹⁵	<u>А.С.Лешев</u> ³⁹ , <u>Ю.В.Рождественский</u> ³⁹ , Оптическое 2D управление динамикой микроганти (стр. 41)
12 ¹⁵ – 12 ³⁰	<u>В.А.Виноградов</u> ^{37,12,22} , <u>А.В.Турлапов</u> ^{37,22} , Наблюдение дифракции Капицы-Дирака в газе атомов лития при помощи рассеяния Брэгга (стр. 42)
12 ³⁰ – 12 ⁴⁵	<u>А.П.Вялых</u> ^{22,23} , <u>А.В.Семенко</u> ²² , <u>Г.С.Белотелов</u> ²² , <u>Д.В.Сутырин</u> ²² , Компактная конфигурация системы лазерного охлаждения атомов иттербия на основе френелевского отражателя (стр. 43)
12 ⁴⁵ – 13 ⁰⁰	<u>И.А.Пырь</u> ^{1,12} , <u>В.В.Цыганок</u> ¹ , <u>Д.А.Першин</u> ¹ , <u>Д.А.Кумпилов</u> ^{1,12} , <u>А.Е.Руднев</u> ^{1,12} , <u>И.С.Кожокару</u> ^{1,7} , <u>В.А.Хлебников</u> ¹ , <u>П.А.Аксенцев</u> ^{1,13} , <u>К.О.Фролов</u> ^{1,12} , <u>А.М.Ибрахимов</u> ^{1,12} , <u>С.А.Кузьмин</u> ^{1,12} , <u>А.В.Акимов</u> ^{1,7} , Моделирование коллективных процессов, происходящих в ультрахолодных атомах тулия в оптической дипольной ловушке (стр. 44)
13 ⁰⁰ – 13 ³⁰	ЗАКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ
17 ⁰⁰ – 20 ⁰⁰	Товарищеский ужин и подведение итогов конференции

Список стендовых докладов:

<u>А.М.Русских</u> ^{7,12} , <u>О.В.Хронузова</u> ^{7,12} , <u>И.С.Герасин</u> ^{7,1} , <u>Н.О.Жаднов</u> ^{7,1} , <u>К.С.Кудеяров</u> ^{7,1} , <u>К.Ю.Хабарова</u> ^{7,1} , <u>И.А.Семерилов</u> ^{7,1} , <u>Н.Н.Колачевский</u> ^{7,1}	Эксперимент по захвату ионов иттербия в планарную ловушку (стр. 45)
<u>М.И.Шакиров</u> ⁷ , <u>С.Ю.Стремоухов</u> ^{7,26} , <u>П.А.Форш</u> ^{7,26} , <u>К.Ю.Хабарова</u> ⁷ , <u>Н.Н.Колачевский</u> ⁷	Модели квантовых мемристоров на захваченных ионах Yb⁺ (стр. 46)
<u>О.В.Хронузова</u> ^{7,12} , <u>А.М.Русских</u> ^{7,12} , <u>К.С.Кудеяров</u> ⁷ , <u>Н.О.Жаднов</u> ⁷ , <u>Д.С.Крючков</u> ⁷ , <u>К.Ю.Хабарова</u> ⁷ , <u>Н.Н.Колачевский</u> ^{7,1}	Характеризация и подавление шумов в петле обратной связи ультрастабильного лазера (стр. 47)
<u>М.И.Нестеренко</u> ⁴ , <u>Н.С.Лапин</u> ⁴ , <u>С.В.Чепуров</u> ⁴ , <u>А.С.Дычков</u> ⁴ , <u>А.А.Луговой</u> ²²	Исследование частотных характеристик зондирующих лазеров для стандарта частоты на одиночном ионе иттербия (стр. 48)
<u>Р.Я.Ильенков</u> ⁴ , <u>О.Н.Прудников</u> ^{4,3} , <u>А.В.Тайченачев</u> ^{4,3} , <u>В.И.Юдин</u> ^{4,3}	Лазерное охлаждение и захват атомов рубидия 87 в чисто-оптический потенциал образованных бихроматическим световым полем (стр. 49)
<u>М.Д.Радченко</u> ^{3,5} , <u>В.И.Юдин</u> ^{3,4,5} , <u>М.Ю.Басалаев</u> ^{3,4,5} , <u>А.В.Тайченачев</u> ^{4,3} , <u>О.Н.Прудников</u> ^{3,3}	Исследование магнитооптических резонансов на D₁ линии атомов ⁸⁷Rb в чисто оптических схемах (стр. 50)
<u>О.Н.Прудников</u> ^{4,3} , <u>А.В.Тайченачев</u> ^{4,3} , <u>С.В.Чепуров</u> ⁴ , <u>В.И.Юдин</u> ^{4,3,5}	Нелинейные резонансы, возникающие при взаимодействии открытой вырожденной квантовой системы с двухчастотным полем излучения (стр. 51)
<u>И.В.Громов</u> ³ , <u>П.В.Жуланова</u> ³ , <u>Д.А.Раднатаров</u> ³ , <u>С.М.Кобцев</u> ³ , <u>М.Ю.Басалаев</u> ³ , <u>В.И.Юдин</u> ³	Подавление влияния световых сдвигов резонанса КРН при импульсном возбуждении в парах рубидия путем использования комбинированного сигнала ошибки (с.52)
<u>О.А.Чуйкин</u> ⁵ , <u>Я.С.Гринберг</u> ⁵ , <u>А.А.Штыгашев</u> ⁵ , <u>А.Г.Моисеев</u> ⁵	Однофотонное индуцированное излучение в системе кубит-волновод (стр. 53)

Аффилиции участников конференции

- 1 Российский квантовый центр, Москва, Россия
- 2 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия
- 3 Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
- 4 Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия
- 5 Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия
- 6 Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
- 7 Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия
- 8 Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
- 9 Химический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
- 10 НИЦ КИ – ПИЯФ, Гатчина, Россия
- 11 Институт ядерной физики СО РАН им. Г. И. Будкера, Новосибирск, Россия
- 12 Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия
- 13 Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия
- 14 Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
- 15 Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия
- 16 Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., Россия
- 17 Department of Physics, University of Sherbrooke, Quebec, Canada
- 18 Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия
- 19 АО «ЛЛС», ООО «Нордлэйз», Санкт-Петербург, Российская Федерация
- 20 Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия
- 21 Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия
- 22 Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ), Менделеево, Московская обл., Россия
- 23 Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия
- 24 ООО "Специальные Системы. Фотоника", Санкт-Петербург, Россия
- 25 Institute of Atomic Physics and Spectroscopy, University of Latvia, Riga, Latvia
- 26 Центр квантовых технологий, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия
- 27 Центр междисциплинарных фундаментальных исследований, ВШЭ, Санкт-Петербург, Россия
- 28 Институт теоретической физики, Ганноверский университет им. Лейбница, Ганновер, Германия
- 29 НИЦ «Курчатовский институт» – ФТИАН им. К.А. Валиева, Москва, Россия
- 30 Department of Mathematics, Faculty of Science, Al-Azhar University, Cairo, Egypt
- 31 Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan, China
- 32 Department of Quantum Computing, Wuhan Institute of Quantum Technology, Wuhan, China
- 33 Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия
- 34 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия
- 35 Институт физических исследований Национальной академии наук Армении, Аштарак, Армения
- 36 Международный томографический центр СО РАН, Новосибирск, Россия
- 37 Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
- 38 State University of Campinas, São Paulo, Brazil
- 39 Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
- 40 ООО «Научные приборы и системы», Новосибирск, Россия

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Экспериментальная реализация немарковской квантовой динамики на одиночном ионном кубите

Л.А. Мажорина¹, Н.В. Морозов¹, Н.А. Стерлигов¹, И.О. Гриднев¹, Н.Д. Королев¹, А.Н. Матвеев¹,
Е.А. Поляков¹, К.Е. Лахманский¹

¹Российский Квантовый Центр, Москва, Россия
e-mail: l.akopyan@rqc.ru

Для описания открытых квантовых систем существует формализм master equation в форме Линдблада, вывод которого содержит приближение Маркова (отсутствие памяти у системы и окружения), приближение Борна (сепарабельность начального состояния и малость взаимодействия системы и окружения) и приближение вращающейся волны (пренебрежение членами в гамильтониане, осциллирующими на высоких частотах). Разработка формализма для описания процессов, происходящих в квантовых системах вне указанных приближений (немарковость), а также проведение экспериментов с наблюдением немарковских эффектов в настоящее время представляет большой интерес [1].

Для количественного описания эффектов немарковости в квантовой динамике открытых систем предложена мера Бройера-Лейне-Пийо (BLP) [2]. Для введения меры немарковости определим следовое расстояние между двумя различными состояниями системы ρ_1 и ρ_2 :

$$d(\rho_1, \rho_2) = \frac{1}{2} \|\rho_1 - \rho_2\|, \quad \|A\| = \text{Tr}[\sqrt{A^\dagger A}]. \quad (1)$$

Тогда BLP-мера немарковости определена следующим образом:

$$\chi = \max_{\rho_1, \rho_2} \int_0^t dt \sigma_{12}(t) \theta(\sigma_{12}(t)), \quad \sigma_{12}(t) = \frac{d}{dt} d(\rho_1(t), \rho_2(t)), \quad (2)$$

где $\theta(x)$ – функция Хевисайда, а интеграл по времени берется по начальным состояниям, максимизирующим меру. В формуле (2) интегрирование ведется по тем моментам времени, на которых следовое расстояние между двумя состояниями возрастает. Для марковских систем мера немарковости χ строго равна нулю. Возрастание следового расстояния приводит к отличию меры χ от нуля и означает возврат информации из окружения обратно в систему, чего не может быть в марковских системах.

В данной работе проведен эксперимент по наблюдению немарковской квантовой динамики на одиночном ионе кальция, представляющем собой кубит [3]. Проведено измерение немарковских Раби осцилляций на одиночном ионном кубите для произвольных начальных состояний, вычислено следовое расстояние в зависимости от времени для каждой пары измеренных траекторий. Пример измеренной траектории и измеренного следового расстояния представлен на Рис. 1. Проведен анализ влияния экспериментальных ошибок на меру немарковости BLP.

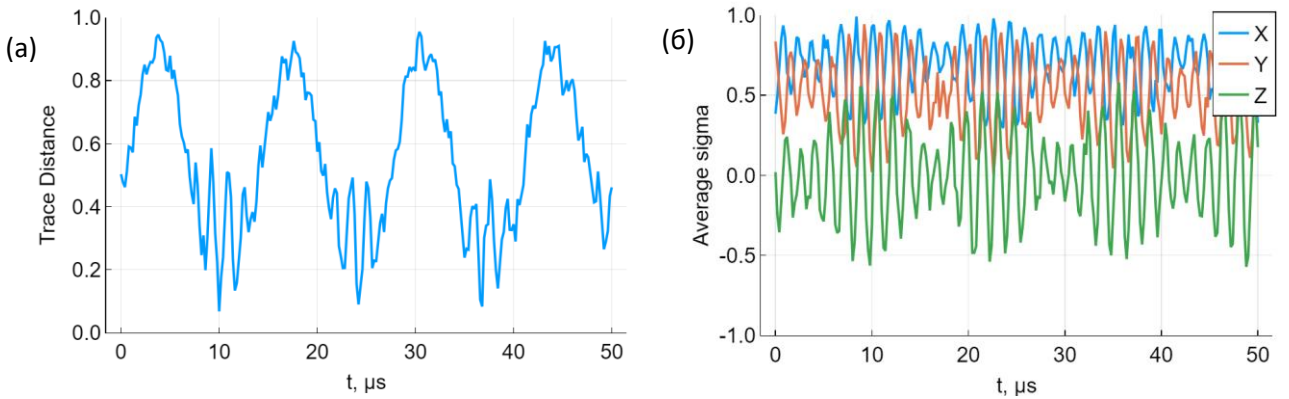


Рис. 1. Результаты экспериментов на одиночном ионе кальция. (а) Следовое расстояние для некоторых начальных состояний и (б) средние значения матриц Паули в зависимости от времени для одного из начальных состояний.

- [1] I. de Vega, D. Alonso, Rev. Mod. Phys. **89**, 015001 (2017).
[2] H.-P. Breuer, E.-M. Laine, J. Piilo, Phys. Rev. Lett. **103**, 210401 (2009).
[3] B.-W. Li, et al., Phys. Rev. Lett. **129**, 140501 (2022).

Осцилляции Раби при трёхфотонном лазерном возбуждении одиночного ридберговского атома рубидия в оптической дипольной ловушке

И.И. Бетеров^{1,2,3,4}, Е.А. Якшина^{1,2,4}, Г. Сулиман^{1,2}, П.И. Бетлени^{1,2}, А.А. Прилуцкая^{1,2}, Д.А. Скворцова^{1,3}, Т.Р. Загиров², Д.Б. Третьяков^{1,2}, В.М. Энтин¹, Н.Н. Безуглов^{1,5}, И.И. Рябцев^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. 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

⁵ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: yakshina@isp.nsc.ru

Лазерное возбуждение одиночных атомов в дипольной ловушке в ридберговские nL состояния требуется для выполнения двухкубитовых логических вентилях, которые необходимы для реализации универсальных квантовых вычислений. Чаще всего применяется двухфотонная схема, при которой возбуждаются nS или nD состояния атомов рубидия или цезия. В нашей работе [1] мы впервые экспериментально продемонстрировали лазерное возбуждение ридберговских nP состояний одиночных атомов ^{87}Rb в оптических дипольных ловушках по схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$. Такие состояния необходимы для наблюдения трёхчастичных резонансов Фёрстера нового типа [2], которые могут быть использованы для реализации трёхкубитовых вентилях [3].

На первой и второй ступенях возбуждения использовались полупроводниковые лазеры с длинами волн 780 нм и 1367 нм, синей отстройкой 30 МГц и красной 60 МГц соответственно. На третьей ступени использовался перестраиваемый одночастотный титан-сапфировый лазер на длине волны 743 нм. Ширина записанного спектра составила 2 МГц, однако в этой работе [1] не удалось пронаблюдать осцилляции населенностей Раби между основным и ридберговским состоянием, необходимые для последующей реализации квантовых операций.

В настоящей работе представлены результаты нашего нового эксперимента по трёхфотонному лазерному возбуждению по той же схеме. Благодаря сужению ширин линий лазеров второй и третьей ступеней впервые удалось наблюдать трёхфотонные осцилляции населенностей Раби с частотами от 1 до 5 МГц в зависимости от интенсивности лазерных импульсов первой и второй ступеней возбуждения [4]. Особенностью эксперимента было использование интенсивного лазерного излучения с длиной волны 1367 нм на второй ступени возбуждения, обеспечивающего однофотонную частоту Раби до 2 ГГц.

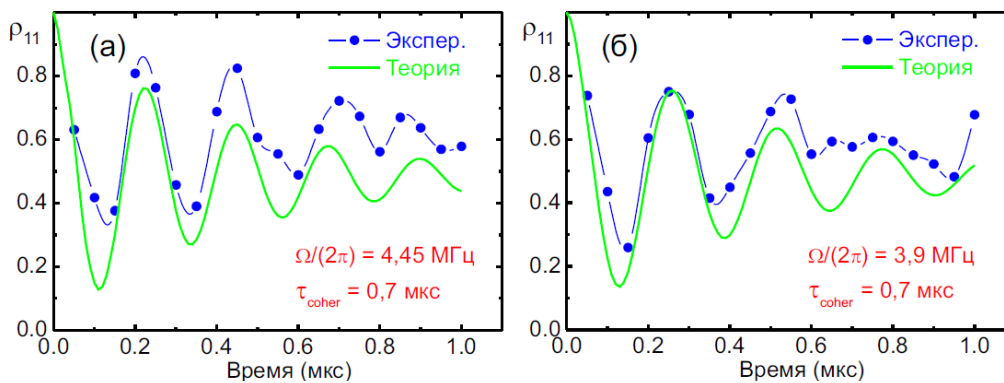


Рис. 1. Экспериментальные данные и расчет осцилляций Раби при различных значениях мощности лазера второй ступени, на рисунке (б) она была увеличена $\sim 1,3$ раза по сравнению с (а).

На Рис. 1 показано, что, варьируя мощность 2 ступени, можно управлять параметрами трёхфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний. Это существенно отличает трёхфотонное возбуждение от обычно используемых двухфотонных схем, предоставляя дополнительные возможности для увеличения контраста осцилляций Раби и, в конечном итоге, увеличения точности квантовых операций с ридберговскими атомами.

Исследование было поддержано грантом Российского научного фонда № 23-12-00067.

[1] I.I. Beterov et al., J. Exp. Theor. Phys. **137**, 246–253 (2023).

[2] P. Cheinet et al., Quantum Electronics **50**, 3 (2020).

[3] I.N. Ashkarin et al., Phys. Rev. A **106**, 3 (2022).

[4] И.И. Бетеров и др., ЖЭТФ **166**(4), 535 (2024).

Квантовые корреляции фотонных амплитуд в одномерной квантовой электродинамике

Я.С. Гринберг¹, О.А. Чуйкин¹, А.Г. Моисеев¹, А.А. Штыгашев¹,

¹Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия
e-mail: yakovgreenberg@yahoo.com

В настоящей работе [1] исследовалась задача рассеяния однофотонного импульса на возбужденном двухуровневом атоме (кубите), взаимодействующего с континуумом полевых мод одномерного волновода. Показано, что фотонные амплитуды выражаются через недиагональные матричные элементы оператора положительно частотного электрического поля, учитывающего взаимодействие с кубитом. Рассмотрение проводилось в рамках гамильтониана Джейнса-Камингса, сохраняющего число возбуждений системы кубит+поле. Для начального состояния $|e,1\rangle$, при котором в волноводе имеется один фотон и возбужденный кубит, получено выражение для корреляционной функции второго порядка

$$G^{(2)}(x_1, t_1; x_2, t_2) = \left| \langle g, 0 | E^+(x_2, t_2) | g, 1 \rangle \langle g, 1 | E^+(x_1, t_1) | e, 1 \rangle + \langle g, 0 | E^+(x_2, t_2) | e, 0 \rangle \langle e, 0 | E^+(x_1, t_1) | e, 1 \rangle \right|^2 \quad (1)$$

Этот коррелятор описывает измерение электрического поля двумя детекторами в моменты t_1 и t_2 в точках x_1 и x_2 , соответственно. В отличие от свободного поля, положительно частотные операторы электрического поля в разных пространственно-временных точках не коммутируют, вследствие чего измерения двух детекторов являются коррелированными. Эта корреляция проявляется в наличии интерференционного члена в (1). Причем, измерения первого детектора влияют на измерения второго детектора, поскольку при измерении первым детектором из системы убирается одно возбуждение и второй детектор измеряет поле в системе с одним возбуждением.

При эволюции начального состояния $|e,1\rangle$ образуется два фотона: один спонтанно излученный фотон и другой фотон, являющийся результатом рассеяния начального фотона на кубите. Эти два фотона могут попасть на детекторы двумя разными путями (Рис. 1). Одна возможность это когда первый детектор регистрирует спонтанно излученный фотон (*sp*), а второй детектор рассеянный фотон (*sc*). Этому процессу соответствует фотонная амплитуда, описываемая первым слагаемым справа в (1). Вторая возможность когда первый детектор регистрирует рассеянный фотон (*sc*), а второй детектор- спонтанно излученный фотон (*sp*). Этому процессу соответствует фотонная амплитуда, описываемая вторым слагаемым в правой части (1). Интерференционный член как раз и описывает интерференцию амплитуд между этими двумя путями.

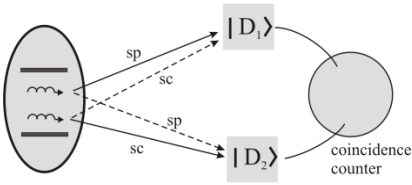


Рис. 1. Схема интерференции между двумя путями.

На Рис. 2 показана зависимость коррелятора второго порядка от величины задержки ΔT между моментами измерения первым и вторым детектором при различных положениях детекторов относительно начала координат, где расположен кубит. Красным цветом показан вклад интерференционного члена.

Синяя штриховая - это вклад в коррелятор без учета интерференции, черная сплошная это полный результат с учетом интерференционного члена. Из Рис. 2 следует, что интерференция может быть как конструктивная (Рис. 2а), так и деструктивная (Рис. 2с). При некоторых расположениях детектора интерференция отсутствует (Рис. 2b, d).

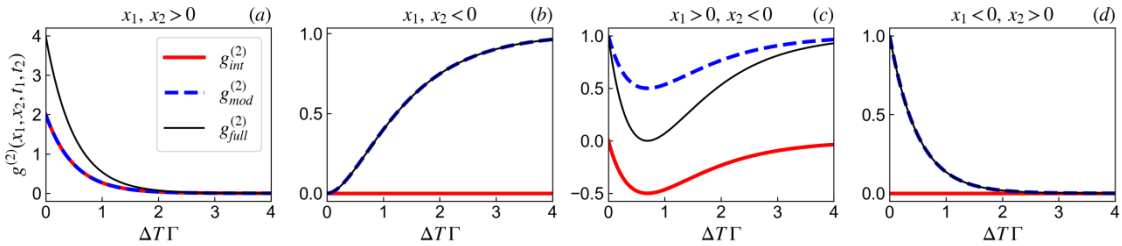


Рис. 2. Вклад интерференционного члена.

Рассмотренный здесь интерференционный эффект аналогичен Hanbury Brown and Twiss эффекту при детектировании двух неразличимых фотонов двумя детекторами.

Работа поддержана Минобрнауки РФ по проекту FSUN-2023-0006.

[1] Ya.S. Greenberg, O.A. Chuikin, A.G. Moiseev, A.A. Shtygashv, e-print ArXive quant-ph 2410.17710v1 (2024).

Подготовка многокубитных GHZ-состояний на ансамбле ультрахолодных ионов

**А.Е. Корольков^{1,2}, А.С. Борисенко^{1,2}, И.В. Заливако^{1,2},
И.А. Семериков^{1,2}, Н.Н. Колачевский^{1,2}, К.Ю. Хабарова^{1,2}**

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

² Российский квантовый центр, Сколково, Россия

e-mail: korolkov@phystech.edu

Относительная стабильность – одна из основных характеристик стандартов частоты, определяющая их применимость в различных областях науки и техники. К примеру, стандарты частоты с высокой стабильностью позволяют осуществлять поиск отклонений от предсказаний фундаментальных теорий, таких как теория относительности или квантовая электродинамика, а также обеспечивают функционирование спутниковых систем навигации. Оптические стандарты частоты на основе ионов в ловушках отличаются высокой точностью, однако уступают, например, системам на основе нейтральных атомов в стабильности, так как обычно задействуют лишь один ион во избежание возмущения их энергетических уровней из-за кулоновского взаимодействия частиц друг с другом. В последние годы развитие данной области привело к созданию систем на основе ионных ансамблей [1], что открывает путь к существенному увеличению стабильности таких стандартов. Особенный интерес вызывает возможность преодоления стандартного квантового предела шумов, ограничивающего стабильность стандартов частоты, за счет создания квантовой запутанности между частицами в ансамбле [2].

В данном докладе будут представлены результаты по созданию полностью перепутанного состояния Гринбергера — Хорна — Цайлингера (GHZ) из пяти ионов $^{171}\text{Yb}^+$, обладающего пятикратно большей чувствительностью к отклонению фазы часового лазера от частоты опорного перехода в ионе по сравнению с одиночной частицей, что является важным шагом к реализации многоионных оптических часов, работающих в режиме стабильности за пределами стандартного квантового предела.

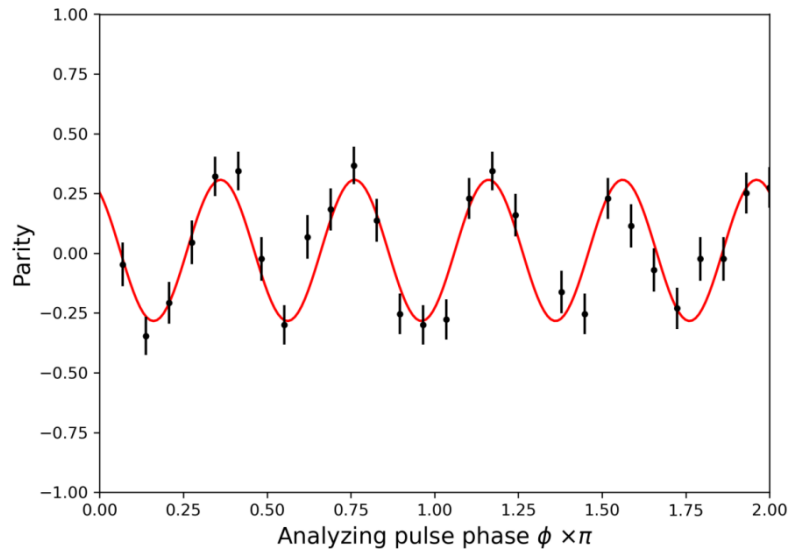


Рис. 1. Зависимость четности ансамбля из пяти ионов (вероятность найти четное количество частиц в возбужденном состоянии минус вероятность найти нечетное количество частиц в возбужденном состоянии) от фазы анализирующего $\pi/2$ -импульса, приложенного к подготовленному GHZ-состоянию.

[1] H.N. Hausser et al., An $^{115}\text{In}^+ - ^{172}\text{Yb}^+$ coulomb crystal clock with 2.5×10^{-18} systematic uncertainty, arXiv preprint arXiv:2402.16807 (2024).

[2] D. Leibfried et al., Toward Heisenberg-limited spectroscopy with multiparticle entangled states, Science **304**(5676), 1476-1478 (2004).

Чисто оптическая макроскопическая ловушка для нейтральных атомов

О.Н. Прудников¹, Р.Я. Ильенков¹, А.В. Тайченачев^{1,2}, В.И. Юдин^{1,2,3}

¹Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

e-mail: oleg.nsu@gmail.com

Наиболее удачное решение задачи лазерного охлаждения и захвата атомов представляет собой магнитооптическая ловушка (МОЛ), которая была предложена и экспериментально реализована в конце 80-ых годов [1]. Уникальное сочетание неоднородного магнитного поля и встречных световых волн круговой поляризации формирует глубокий магнитооптический потенциал, позволяющий охлаждать и захватывать атомы. В настоящее время МОЛ стала основным инструментом физики холодных атомов, что, однако, практически полностью остановило альтернативные поисковые исследования в данном направлении. С другой стороны, при создании современных высокоточных квантовых устройств на основе холодных атомов (таких как атомные часы, элементы квантовой логики, атомные интерферометры, гравиметры, гироскопы и др.) возникают новые требования, которые могут вызывать существенные сложности при использовании стандартной МОЛ. Одним из таких требований является прецизионный контроль магнитного поля в области опроса квантовой системы - холодных атомов. Поэтому поиск новых физических механизмов для охлаждения и захвата атомов, не требующих наличия магнитного поля, приобретает особую актуальность, особенно в компактных устройствах.

В настоящей работе мы предлагаем к анализу концепцию «ячейки холодных атомов» - глубокой макроскопической чисто оптической ловушки, не требующей для захвата и охлаждения нейтральных атомов магнитного поля. Действие ловушки основано на использовании бихроматических световых полей, имеющих некоторое различие в частотах. В таких полях, как показано в пионерских работах [2,3], возникает эффект локального выпрямления дипольной силы. При этом сила может достигать значений, на порядки превосходящих силу, возникающую в результате спонтанного светового давления в монохроматическом поле. Данный эффект связан с эффектами отдачи в результате вынужденного поглощения фотона из одной моды поля с импульсом $\hbar k_1$ и его вынужденным излучением в другую моду поля с импульсом $-\hbar k_2$ и находит применение для эффективного замедления атомного пучка при загрузке в МОЛ [4]. При выборе разности частот в интервале 5-30 ГГц бихроматическое поле может формировать макроскопическую ловушку с периодом сантиметрового масштаба. Тем не менее, возможность лазерного охлаждения в ней оставалась открытой, поскольку возникающие значительной величины силы на атом могут иметь и существенные флуктуации, вызванные их квантовой природой, что могло бы ограничить возможности лазерного охлаждения.

В работе нами показано, что для щелочноземельных и им подобных атомов (Ca, Sr, Ba, Hg, Mg, Yb), представляющих интерес для оптических стандартов частоты, элементов квантовой логики и атомных интерферометров [5-10], может быть создан глубокий диссипативный макроскопический потенциал, формируемый бихроматическим полем, способный захватывать и охлаждать атомы непосредственно из горячей фракции, что создает альтернативу МОЛ. На примере атомов ^{171}Yb продемонстрирована возможность реализации диссипативного макроскопического потенциала в поле двойной $\text{lin}\perp\text{lin}$ конфигурации. При этом, в рассматриваемом поле возможно достижение субдоплеровских температур лазерного охлаждения атомов ≈ 130 мкК, недостижимых для атома ^{171}Yb при охлаждении в МОЛ, а область локализации захваченных атомов, также как и в МОЛ, достигает субмиллиметровых величин.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00198, <https://rscf.ru/project/23-22-00198/>

- [1] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1997).
- [2] A.P. Kazantzev, I.V. Krasnov, JETP Lett. **46**, 420 (1987).
- [3] R. Grimm, Y.B. Ovchinnikov, A.I. Sidorov, V.S. Letokhov, Phys. Rev. Lett. **65**, 1415 (1990).
- [4] Tanaporn Na Narong, TianMin Liu, Nikhil Raghuram, Leo Hollberg Phys. Rev. A **104**, 053117 (2021).
- [5] S. Falke et. al, Metrologia **48**, 399–407 (2011).
- [6] A.D. Ludlow, M.M. Boyd, J. Ye, E. Peik, P.O. Schmidt, Rev. Mod. Phys. **87**, 637 (2015).
- [7] A.N. Goncharov et al., Quantum Electron. **48**, 410 (2018).
- [8] M. Takamoto et. al., Nat. Photonics **14**, 411–415 (2020).
- [9] F. Riehle, A. Witte, Th. Kisters, J. Helmcke, Appl. Phys. B **54**, 333-340 (1992).
- [10] A.V. Taichenachev et al., J. Phys.: Conf. Ser. **1508**, 012002 (2020).

Оптическая пондеромоторная ловушка для ультрахолодной нейтральной плазмы

С.А. Саакян¹

¹ *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия*
e-mail: saakyan@ihed.ras.ru

Пондеромоторная сила, действующая на заряженную частицу со стороны неоднородного электромагнитного поля лазера, может не только ускорять заряженные частицы, но и использоваться для их удержания. Пондеромоторная сила действует в одном направлении на заряды разного знака (электроны и ионы) с абсолютным значением обратно пропорциональным массе заряженных частиц [1]. Эта сила пропорциональна градиенту интенсивности поля и выталкивает заряженные частицы из областей с высокой интенсивностью света. В экспериментах с импульсными лазерами действие пондеромоторной силы становится критичным при околорелятивистских интенсивностях. Она особенно важна в плазменных ускорителях электронов, приводимых в действие лазером [2]. Хотя мощные ИК лазеры непрерывного действия (на уровне кВт) работают при нерелятивистских интенсивностях, они всё же создают значительную пондеромоторную силу, которую необходимо учитывать [3].

Пондеромоторное удержание с использованием непрерывных лазеров не может быть применено к обычной плазме из-за ограничений по мощности. Обычно для изучения взаимодействий лазера с плазмой и кратковременного пондеромоторного удержания используются субпикосекундные импульсные лазеры [4]. В экспериментах с ультрахолодной нейтральной плазмой (УНП) появляется возможность прецизионного контроля параметров плазмы. Это позволяет исследовать режимы, в которых энергии частиц составляют всего несколько Кельвин. УНП, созданная из нескоррелированных частиц, сразу после фотоионизации испытывает нагрев, обусловленный беспорядком (DIN), или корреляционный нагрев [5]. Последующее расширение УНП определяется давлением электронов и образованием ионных волн из-за дисбаланса заряда [5, 6]. Чтобы предотвратить DIN, в работах [7, 8] предлагается ионизация упорядоченного или предварительно скоррелированного атомного газа. Достижения в лазерном охлаждении и магнитном удержании УНП [9, 10], позволили увеличить параметр неидеальности и время жизни УНП. В недавнем исследовании [11] была продемонстрирована стационарная УНП низкой плотности.

В данной работе предложен и исследован методом молекулярной динамики новый способ удержания ультрахолодной нейтральной плазмы, с использованием полого лазерного пучка [12]. Показано, что нейтральную плазму лития можно эффективно удерживать в оптической ловушке сформированной полым пучком Лагерра-Гаусса. Увеличение азимутального индекса пучка Лагерра-Гаусса, увеличивает эффективность удержания. Определены оптимальные параметры для экспериментальной реализации, показано, что ловушка может одновременно удерживать кластер УНП высокой плотности и ридберговские атомы (связанные состояния). Продемонстрировано эффективное удержание связанных состояний, образующихся в процессе трёхчастичной рекомбинации УНП при низких температурах, даже при небольшой глубине ловушки. Одновременное удержание в ловушке и плазмы и продуктов рекомбинации, открывает перспективы для удержания плазмы антипротонов и позитронов [13], а также является перспективным способом получения позитрония.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-72-10031)

- [1] A. Gaponov et al., J. Exp. Theor. Phys. **34**, 242 (1958).
- [2] G.V. Stupakov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 5274 (2001).
- [3] M.N. Shneider et al., J. Appl. Phys. **120**, 244902 (2016).
- [4] P. Zhang et al., Phys. Plasmas **10**, 2093 (2003).
- [5] T.C. Killian et al., Phys. Rep. **449**, 77 (2007).
- [6] E. Vikhrov et al., Phys. Rev. E **104**, 015212 (2021).
- [7] G. Bannasch et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 253003 (2013).
- [8] D. Murphy et al., Phys. Rev. E **94**, 021201 (2016).
- [9] T.K. Langin et al., Science **363**, 61 (2019).
- [10] G.M. Gorman et al., Phys. Rev. Lett. **126**, 085002 (2021).
- [11] B. Zelener et al., Phys. Rev. Lett. **132**, 115301 (2024).
- [12] S.A. Saakyan, arXiv, 2410.21065 (2024).
- [13] M. Ahmadi et al., Nature **561**, 211 (2018).

Лазерно-охлаждаемые молекулярные катионы: трудности перехода

Т.А. Исаев¹, А.В. Боченкова¹, А.В. Зайцевский^{1,2}

¹ Химический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² НИЦ КИ – ПИЯФ, Гатчина, Россия

e-mail: timur.isaev.cacn@gmail.com

В последнее время наблюдается быстрое развитие методов прямого лазерного охлаждения многоатомных молекул (см. например [1]). Сейчас прямое лазерное охлаждение - один из трех методов получения холодных газов многоатомных молекул с температурами ниже 1 мК и единственный, позволяющий достигать фазовых плотностей более 10^7 см⁻³. Одной из областей, где требуется полный квантовый контроль над многоатомными молекулами, является изучение химических реакций при сверхнизких температурах [2]. Такие реакции в подавляющем большинстве случаев включают взаимодействие заряженных и нейтральных молекул, благодаря безбарьерному механизму ионно-нейтральной химической реакции. Однако переход к лазерному охлаждению многоатомных молекулярных катионов встречает существенные трудности с подбором подходящих кандидатов [3,4,5].

Недавно нами было предложено расширение схемы подбора перспективных кандидатов [6], в результате чего были найдены молекулярные катионы с центрами оптической циркуляции с дипольно-разрешенными переходами между рабочими электронными уровнями, при этом частоты переходов лежат в оптическом диапазоне [7]. Предложенные нами соединения открывают путь к практической реализации лазерного охлаждения молекулярных катионов, и, кроме того, обладают рядом необычных свойств, например, наблюдается стабилизация структуры молекулярного комплекса центром оптической циркуляции.

В докладе обсуждаются принципы функционализации больших молекул центрами оптической циркуляции (с образованием заряженных комплексов) и свойства таких молекул.

[1] Т.А. Исаев, УФН **190** (3), 313 (2018).

[2] D. Zhang, S. Willitsch, in "Cold Chemistry: Molecular Scattering and Reactivity Near Absolute Zero", RSC Publishing, 496. arXiv: 1703.07133 (2017).

[3] M.V. Ivanov, T.-C. Jagau, G.-Z. Zhu, E.R. Hudson, A. Krylov, PCCP **22**, 17075 (2020).

[4] A.V. Oleynichenko, L.V. Skripnikov, A.V. Zaitsevskii, V.V. Flambaum, Phys. Rev. A **105**, 022825 (2022).

[5] T. Isaev, D. Makinskii, A. Zaitsevskii, Chem. Phys. Lett. **807**, 140078 (2022).

[6] T. Isaev, R. Berger, Phys. Rev. Lett. **116**, 063006 (2016).

[7] H. Sinenka, Y. Bruyakin, A. Zaitsevskii, T. Isaev, A.V. Bochenkova, J. Phys. Chem. Lett. **14**, 5784 (2023).

Лазерное охлаждение ультрарелятивистских ионов и проект Гамма-Фабрики в ЦЕРНе

А.В. Петренко¹

¹ *Институт ядерной физики СО РАН им. Г. И. Будкера, Новосибирск, Россия*
e-mail: petrenko@inp.nsk.su

Частично ободранные ионы в современных синхротронах ускоряются до больших энергий (вплоть до $\gamma=3000$ в Большом адронном коллайдере). За счет ультрарелятивистского эффекта Доплера даже тяжелые водородоподобные ионы можно резонансно возбуждать оптическим излучением, направленным навстречу ионному пучку. Затем фотон, спонтанно излученный таким ионом, в лабораторной системе отсчета будет иметь энергию вплоть до 400 МэВ. Интенсивность подобного источника гамма-излучения (Гамма-Фабрики) может быть на несколько порядков выше, чем у традиционных гамма-источников на основе обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на электронном пучке. Потери энергии ионов на излучение будут приводить к затуханию бетатронных и синхротронных колебаний в пучке, т.е. к лазерному охлаждению ионного пучка, которое до сих пор применялось только на низкой энергии. Интенсивный источник гамма-излучения [1] и метод быстрого лазерного охлаждения [2] ионных пучков может иметь много интересных применений в ядерной [3] и атомной [4] физике, для генерации вторичных частиц, а также для задач плазменного кильватерного ускорения с ионными пучками.

[1] W. Płaczek et al., Acta Physica Polonica B **13**, 645 (2020).

[2] M.W. Krasny, A. Petrenko, W. Płaczek, Progress in Particle and Nuclear Physics **114**, 103792 (2020).

[3] D. Budker et al., Ann. Phys. **534**, 2100284 (2022).

[4] D. Budker et al., Ann. Phys. **532**, 2000204 (2020).

Получение конденсата Бозе-Эйнштейна атомов тулия после оптического транспорта

Д.А. Кумпилов^{1,2}, **В.В. Цыганок**¹, **Д.А. Першин**¹, **А.Е. Руднев**^{1,2}, **И.А. Пырх**^{1,2},
И.С. Кожокару^{1,3}, **В.А. Хлебников**¹, **П.А. Аксенцев**^{1,4}, **К.О. Фролов**^{1,2}, **А.М. Ибрахимов**^{1,2},
С.А. Кузьмин^{1,2}, **А.В. Акимов**^{1,3}

¹ *Российский квантовый центр, г. Москва, Россия*

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

³ *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва, Россия*

⁴ *Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия*

e-mail: kumpilov@phystech.edu

В экспериментах с ультрахолодными атомами для достижения состояния квантового вырождения используется несколько стадий охлаждения, экспериментальная система для каждой из которых занимает место в пространстве и ограничивает оптический доступ к массиву атомов. Поэтому для проведения дальнейших экспериментов, например для реализации квантового микроскопа, осуществляют перенос атомов в отдельный вакуумный объём [1]. Один из методов переноса атомов — оптический транспорт — реализуют с помощью перемещения в пространстве удерживающего оптического потенциала [2-4].

В докладе приведены экспериментальные результаты получения конденсата Бозе-Эйнштейна атомов тулия в оптической дипольной ловушке в объёме прозрачной стеклянной ячейки, отделённой от вакуумного объёма предварительного охлаждения расстоянием 0,375 м. Предварительное охлаждение осуществлялось в зеемановском замедлителе и магнито-оптической ловушке, затем атомы захватывались в перетяжку лазерного пучка 1064 нм, сформированного линзой с переменным фокусным расстоянием. Оптический транспорт проводился изменением фокуса линзы по специальной траектории в объём стеклянной ячейки, где атомы захватывались в потенциал скрещенной дипольной ловушки, сформированной пересечением перетяжек транспортного и дополнительного пучка. В скрещенной дипольной ловушке производилось испарительное охлаждение до состояния конденсации. Для подбора оптимальных параметров испарительной последовательности применён алгоритм Байесовской оптимизации [5,6]. Метод основан на построении статистической модели зависимости целевой функции $C(\mathbf{X})$ от изменяемых параметров эксперимента $\{x_1, x_2, \dots, x_M\} \equiv \mathbf{X} \in \mathbb{R}^M$ на основании набора значений $\{C_i^{(exp)}\}$, измеренных в эксперименте.

В результате в вакуумном объёме стеклянной ячейки удалось получить более тысячи атомов в БЭК. Для этого была реализована схема обратной связи для выставления фокуса дипольной ловушки, без которой флуктуации фокуса существенно снижали время жизни атомов в ловушке. Также, с помощью оптимизации подобрано оптимальное магнитное поле для эффективного испарения.

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, 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, W. Ketterle, Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 020401 (2001).
- [3] A. Couvert, T. Kawalec, G. Reinaudi, D. Guéry-Odelin, Optimal transport of ultracold atoms in the non-adiabatic regime, *EPL (Europhysics Letters)* **83**, 13001 (2008).
- [4] S. Schmid, G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang, J.H. Denschlag, Long distance transport of ultracold atoms using a 1D optical lattice, *New J. Phys.* **8**, 159 (2006).
- [5] B. Shahriari et al., Taking the Human Out of the Loop: A Review of Bayesian Optimization, *Proceedings of the IEEE* **104**(1), 148–175 (2016).
- [6] P.B. Wigley et al., Fast machine-learning online optimization of ultra-cold-atom experiments, *Sci. Rep.* **6**(1), 25890 (2016).

Некоторые особенности проводимости в двухтерминальном фермионном транспорте

П.С. Мураев¹, 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: murayev.pavel@mail.ru

Явление резонансного туннелирования, и сопутствующее этому наличие резонансных пиков в проводимости, встречается в различных физических системах, таких как макроскопические твердотельные устройства, фотонные кристаллы и установки с ультрахолодными атомами. Принципиальная возможность наблюдения резонансных пиков в проводимости (или токе) для электронов следует из теории Ландауэра, которая связывает проводимость системы с вероятностью прохождения волны Блоха с квазиимпульсом Ферми [1]. При этом явление резонансной проводимости в системах, связанных с резервуарами, обладает некоторыми особенностями. Причины этих особенностей заключаются в том, что важнейшим свойством любого резервуара является его неунитарная релаксационная динамика, которая приводит резервуар в тепловое равновесие. Эта релаксационная динамика вызывает частичную декогеренцию электронных транспортных состояний, что, в свою очередь, оказывает влияние на резонансную проводимость [2].

В данной работе рассматривается транспорт ферми-частиц в двумерной решетке в виде лестницы с двумя ножками (англ. two-leg ladder). Мы начинаем с рассмотрения задачи рассеяния, в рамках которой будет показано, что в данной системе помимо одномодовых резонансов, можно также наблюдать резонансы Фано и связанные состояния в континууме (рис. 1b). После же мы рассматриваем задачу о транспорте через исследуемую двумерную решетку, соединенную с резервуарами [3], и сравниваем результаты.

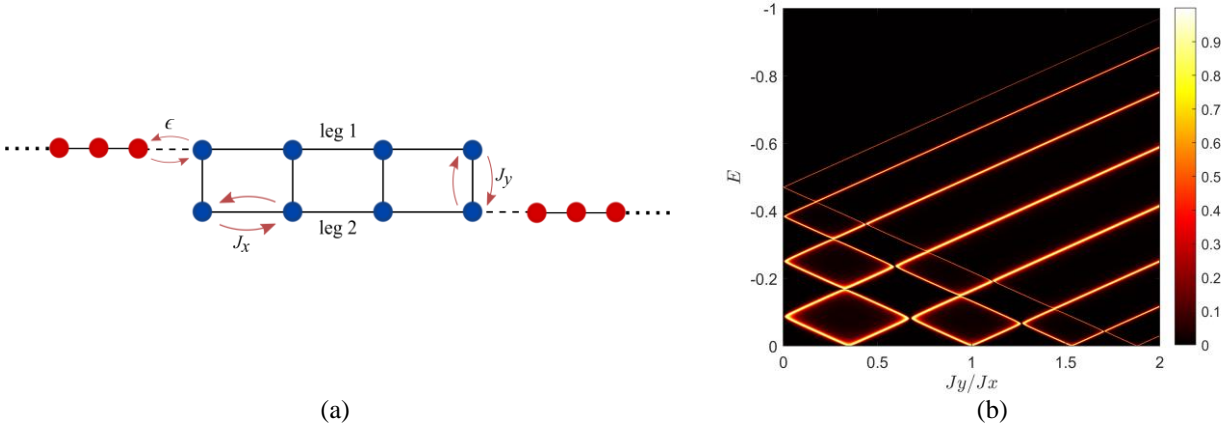


Рис. 1 Схематический рисунок рассматриваемой модели – лестницы с двумя ножками (англ. two-leg ladder) для задачи рассеяния (a). Квадрат модуля вероятности прохождения волны через исследуемую модель в виде цветовой карты (b).

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FSRZ-2023-0006).

[1] S. Datta, *Electronic transport in mesoscopic systems*, Cambridge: Cambridge University Press (1997).

[2] A.R. Kolovsky, *Europhysics Letters* **146**, 61001 (2024).

[3] A.R. Kolovsky, D.N. Maksimov, *Physical Review B* **104**, 115115 (2021).

Topological order, disentanglement, and Majorana modes in a quantum chain: Proposals for experiments

G.Y. Chitov^{1,2}

¹ *Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics,
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

² *Department of Physics, University of Sherbrooke, Quebec, Canada*
e-mail: gennady.chitov@gmail.com

The main emphasis in this presentation will be put on the observational predictions of the recent theoretical research on quantum phase transitions, such that the standard Landau theory does not work in a usual way, and the notion of nonlocal (string) order needs to be introduced to extend the conventional Landau paradigm.

The results and discussion will be focused on a particular exactly solvable one-dimensional model: the dimerized XY quantum spin chain with uniform and staggered transverse fields, which is equivalent upon fermionization to the noninteracting dimerized Kitaev-Majorana chain of spinless fermions with a modulated chemical potential [1,2]. The ground-state phase diagram of the spin chain has three gapped phases: (i) - trivial fully polarized; (ii) - conventional with local (antiferro/ferromagnetic) order; and (iii) - topological with nonlocal (string) order. The model also has the gapless incommensurate (IC) phase in the U(1) limit. The topologically nontrivial phase is shown to have a peculiar oscillating string order with the period of four lattice spacings, awaiting for its experimental confirmation. In the fermionic representation of the model the above phases (i-iii) correspond to the trivial superconductor, topological superconductor with the Majorana edge modes, and the superconductor with coexistent oscillating topological string order, respectively.

The weaker singularities known as disorder lines or modulation transitions, are also revealed on the phase diagram of the model. One of the salient properties of those special points is that the ground state is shown to be separable (factorized), and the model is disentangled on a subset of the disorder lines. In particular, we also predict the regime change of the wave functions of the Majorana zero-energy edge states in the topological phase across the disorder line.

Several tentative experiments for the chains realized in artificial optical lattices to detect the predicted phenomena will be discussed, along with further generalizations.

[1] G.Y. Chitov, T. Pandey, P.N. Timonin, Phys. Rev. B **100**, 104428 (2019).

[2] G.Y. Chitov, K. Gadge, P.N. Timonin, Phys. Rev. B **106**, 125146 (2022).

Ускорение и закручивание нейтральных атомов сильными электромагнитными импульсами различной поляризации

В.С. Мележик¹, С. Шадмехри²

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

²Лаборатория информационных технологий им. М.Г. Мецгерякова, Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Московская обл., Российская Федерация
e-mail: melezhhik@theor.jinr.ru

В наших работах [1-3] был предложен и реализован квантово-квазиклассический подход для количественного описания взаимодействия нейтрального атома с лазерным излучением с учетом недипольных поправок, возникающих из-за пространственной неоднородности электромагнитной волны и наличия в ней магнитной составляющей. Недипольные поправки приводят к «перепутыванию» переменных центра масс (ЦМ) и электронов в нейтральном атоме и, как следствие, к ряду интересных эффектов [1,3], в частности, к ускорению атома. В работе [3] мы исследовали этот эффект, а также сопутствующие ему процессы возбуждения и ионизации атома водорода в сильных ($10^{12} - 2 \times 10^{14}$) Вт/см² линейно поляризованных коротковолновых ($5\text{эВ} \leq h\nu \leq 27\text{эВ}$) электромагнитных импульсах длительностью около 8 фс. Была обнаружена сильная корреляция скорости атома в конце действия лазерного импульса с полной вероятностью возбуждения и ионизации атома. Установлены два резонансных механизма ускорения атома: через однофотонное и двухфотонное возбуждение атома. Найдены оптимальные условия по частоте и интенсивности электромагнитной волны для ускорения атомов без их заметной ионизации в исследованной области изменения параметров лазера [3]. В докладе основное внимание уделяется нашим последним результатам, полученным для эллиптической поляризации лазерного импульса [4]. Исследовано влияние поляризации на возбуждение, ионизацию и ускорение атома. Показано, что при взаимодействии с циркулярно право-поляризованным электромагнитным импульсом атом ускоряется и «закручивается» - приобретает орбитальный момент с проекцией $m=+1$ на направление его движения (см. Рис.1). В этой связи следует отметить, что несмотря на уже почти тридцатилетнюю историю исследования 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 [5].

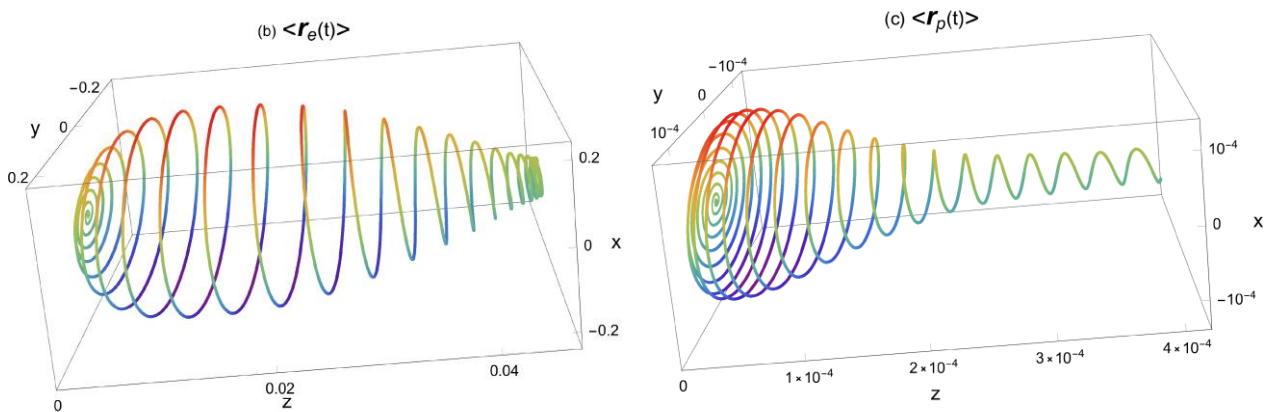


Рис. 1. Рассчитанные траектории электрона $\langle r_e(t) \rangle$ (b) и протона $\langle r_p(t) \rangle$ (c) в атоме водорода, взаимодействующем с циркулярно поляризованным лазерным импульсом, распространяющимся вдоль оси Z, длительностью 8fs, 10^{14} Вт/см² и $\omega=0.48\text{a.u.}$ [4]. Переменные X, Y и Z приведены в а.у..

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №20-11-20257.

- [1] V.S. Melezhhik, J. Phys. A **56**, 154003 (2023).
 [2] S. Shadmehri, V.S. Melezhhik, Laser Physics **33**, 026001 (2023).
 [3] V.S. Melezhhik, S. Shadmehri, Photonics **10(12)**, 1290 (2023).
 [4] V.S. Melezhhik, S. Shadmehri, arXiv: 2408.08613.
 [5] A. Luski et. al., Science **373**, 1105 (2021).

Геометрическая фаза как основа квантовой акселерометрии

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

Прецизионные измерения ускорения свободного падения играют важную роль как в прикладных задачах геодезии и навигации [1-3], так и в фундаментальных исследованиях [4,5]. В связи с этим весьма актуально создание высокочувствительных инерциальных датчиков – гравиметров или акселерометров. Перспективным подходом для решения этой задачи является использование интерференции волн материи.

В работах [6,7] был предложен подход к построению гироскопа – другого типа инерциального датчика – на основе атомарного конденсата Бозе-Эйнштейна, альтернативный традиционной схеме на основе измерения фазы Саньяка. Вместо неё используется геометрическая фаза, порождённая неинерциальностью системы отсчёта конденсата. При помощи аналогичной идеи может быть реализован и гравиметр. Его основной частью является двухмодовый атомарный конденсат. Каждая его мода имеет кольцевую конфигурацию (плоскости колец параллельны друг другу и вектору ускорения свободного падения), нарушенную локализованными «дефектами», задающими ориентацию на кольце (Рис. 1а). При этом дефекты должны обеспечивать ненулевой набег фазы при рассеянии на них. Параметры дефектов в каждой моде подвергаются достаточно медленной вариации. В результате моды приобретают различные геометрические фазы, разница между которыми содержит информацию об ускорении свободного падения. Эта разница может быть измерена в результате интерференционных экспериментов.

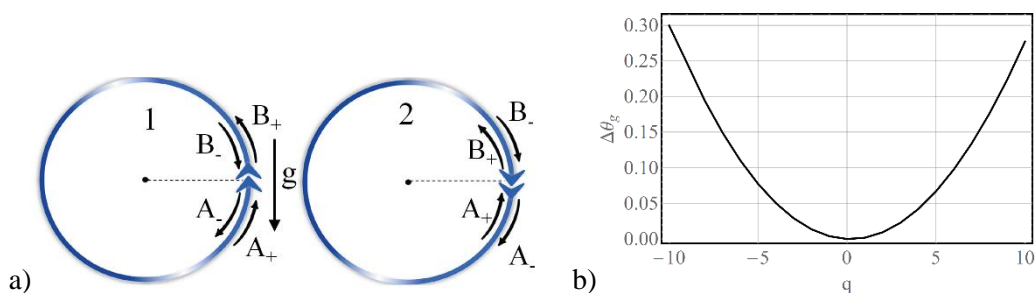


Рис. 1 а) Ориентированные кольцевые моды бозе-конденсата. б) Разность геометрических фаз между двумя модами конденсата как функция безразмерного параметра $q = 4m^2R^3g/\hbar^2$, характеризующего ускорение свободного падения в однородном поле тяжести g (m – масса атома, R – радиус кольца). Вычисления проведены для конденсата атомов ^{87}Rb в кольцевой ловушке радиуса $R = 0.25$ мм. Амплитудный коэффициент пропускания дефекта постоянен и равен $1/\cosh^2\eta$ ($\eta = 1$), а фазовый сдвиг варьируется в интервале от 0 до 2π .

Рассмотрена простейшая модель конденсата невзаимодействующих атомов. Вычисления, проведённые для кольцевых конфигураций конденсата из $N = 100$ атомов ^{87}Rb , радиуса 0.25 мм, показывают, что предлагаемая схема является перспективной для зада регистрации малых ускорений. Она способна регистрировать микрогравитацию порядка $10^{-6} \div 10^{-7}$ g с относительной точностью меньше 0.02, при условии возможной потери до 30% атомов в одной из мод при наблюдении интерференции (Рис. 2б).

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

- [1] M. Van Camp, O. de Viron, H.-G. Scherneck, K.-G. Hinzen, S. D. P. Williams, T. Lecocq, Y. Quinif, T. Camelbeeck, J. Geophys. Res. **116**, B08402 (2011).
- [2] D. Carbone, M.P. Poland, M. Diament, F. Greco, Earth-Sci. Rev. **169**, 146–179 (2017).
- [3] D. Crossley, J. Hinderer, U. Ricciardi, Rep. Prog. Phys. **76**, 046101 (2013).
- [4] G. Amelino-Camelia, C. Lammerzahl, F. Mercati, G.M. Tino, Phys. Rev. Lett. **103**, 171302 (2009).
- [5] D. Gao, M. Zhan, Phys. Rev. A **94**, 013607 (2016).
- [6] А.М. Ростом, В.А. Томилин, Л.В. Ильичёв, ЖЭТФ **162**, 307-312 (2022).
- [7] А.М. Ростом, В.А. Томилин, Л.В. Ильичёв, Письма в ЖЭТФ **119**, 381-387 (2024).

Наблюдение резонансов Ханле и Белла-Блума в парах щелочных металлов методами поляриметрии для приложений к атомной магнитометрии

А.О. Макаров^{1,2}, К.С. Козлова^{1,2}, В.И. Вишняков¹, Д.В. Бражников^{1,2}, А.Н. Гончаров^{1,2,3}

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

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

e-mail: werklore@mail.ru

Высокочувствительные атомные магнитометры (АМ) представляют большой интерес для приложений как в области прикладных исследований (медицинская диагностика, детектирование предвестников землетрясений, поиск полезных ископаемых, навигация и др.), так и в области фундаментальной физики (например, поиск тёмной материи аксионного типа). Для многих приложений миниатюризация АМ, снижение энергопотребления и тепловыделения имеет принципиальное значение. Современные высокочувствительные миниатюрные АМ используют атомы рубидия или цезия и работают в режиме подавленной спин-обменной релаксации (SERF), для которого требуется относительно высокая температура газовой ячейки (150–200°C).

В нашей работе предложены два метода регистрации магнитооптических резонансов (МОР) в миниатюрных ($\sim 0.1 \text{ см}^3$) ячейках с парами ^{87}Rb при температуре не более 90°C. Первый метод представляет собой развитие метода Белла-Блума [1] для скалярных измерений магнитного поля с оптической накачкой атомов амплитудно-модулированным светом. Вместо циркулярной поляризации волны накачки в работе было предложено использовать эллиптическую поляризацию в комбинации с поляриметрической техникой регистрации резонанса, что позволило получить высококачественные МОР (Рис. 1а). Снижение рабочей температуры сенсора крайне важно для некоторых приложений, в особенности для медицинской диагностики.

Второй метод представляет собой развитие широко используемого метода Ханле-спектроскопии (резонансы пересечения уровней в нулевом магнитном поле) [2]. В предложенной модификации использовались два встречных линейно поляризованных пучка (пробный и накачка). МОР регистрировался в разностном канале балансного фотодетектора, сигнал которого пропорционален углу вращения линейной поляризации пробного пучка. Экспериментально был зарегистрирован необычно большой угол поворота поляризации, равный $\approx 22^\circ$ (Рис. 1б) при длине исследуемой ячейки около 20 мм [3]. Оценка предельно достижимой чувствительности АМ в предложенных в работе схемах находится в диапазоне 10 – 100 фТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$, что соответствует наилучшим коммерческим АМ, работающим в режиме SERF.

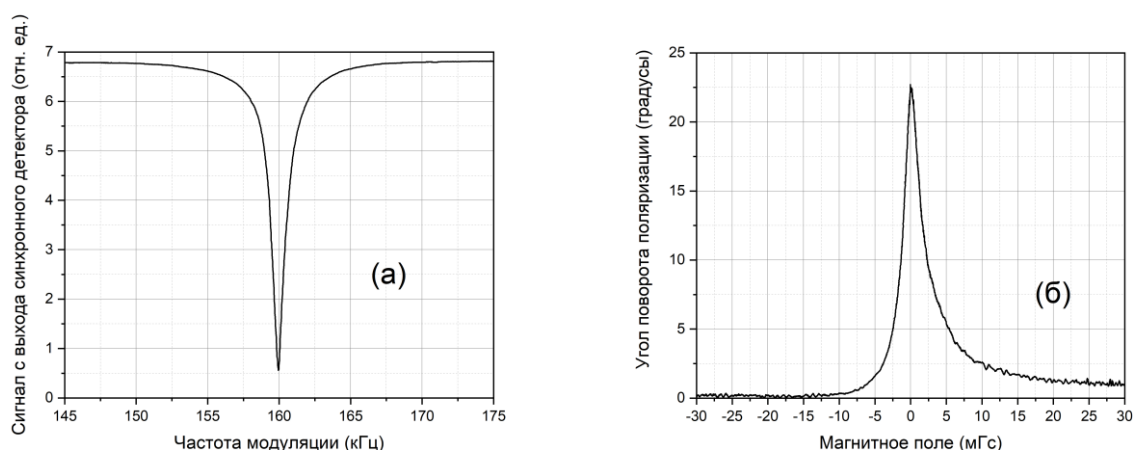


Рис. 1 Примеры магнитооптических резонансов: (а) резонанс Белла-Блума, наблюдаемый в изменении эллиптичности световой волны, (б) резонанс вращения линейной поляризации

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

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

[2] Е.Б. Александров, А.М. Бонч-Бруевич, В.А. Ходовой, Опт. Спектр. **XXIII**, 282 (1967).

[3] A.O. Makarov, D.V. Brazhnikov, A.N. Goncharov, JETP Lett. **117**, 509 (2023).

Регистрация пространственного распределения микроволнового поля при двухфотонном лазерном возбуждении ридберговских состояний атомов рубидия в оптической газовой ячейке

В.М. Энтин¹, Ю.Я. Печерский¹, Д.Б. Третьяков^{1,2}, И.И. Рябцев^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: ventin@isp.nsc.ru

В последние годы в мире ведутся работы по созданию ридберговских сенсоров электрических полей, обладающих высокой чувствительностью, широкополосностью и пространственным разрешением [1]. В настоящей работе был выполнен эксперимент по регистрации пространственного распределения микроволнового поля при двухфотонном лазерном возбуждении ридберговских состояний атомов ⁸⁷Rb в изотопной оптической газовой ячейке. Применялась геометрия встречных лазерных пучков с использованием на первой ступени излучения лазера Toptica DL Pro с длиной волны 780 нм, а на второй ступени - самодельной перестраиваемой лазерной системы с длиной волны вблизи 480 нм. Начальное ридберговское состояние $41S_{1/2}$ возбуждалось по двухфотонной схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 41S_{1/2}$.

В отсутствие микроволнового поля, при измерении сигнала пропускания излучения лазера 780 нм и сканировании его частоты наблюдался одиночный узкий (ширина 5 МГц) резонанс электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) на фоне широкого доплеровского контура (Рис. 1а). Включение микроволнового поля на частоте 58,17 ГГц, резонансного переходу $41S_{1/2} \rightarrow 41P_{3/2}$, вызывало расщепление Аутлера-Таунса (АТ) для резонанса ЭИП. При увеличении мощности микроволнового генератора наблюдалось увеличение расщепления АТ (Рис. 1а). При максимальной мощности 270 мкВт расщепление составило 41 ± 3 МГц, что соответствует амплитуде микроволнового поля $6,7 \pm 0,5$ В/м.

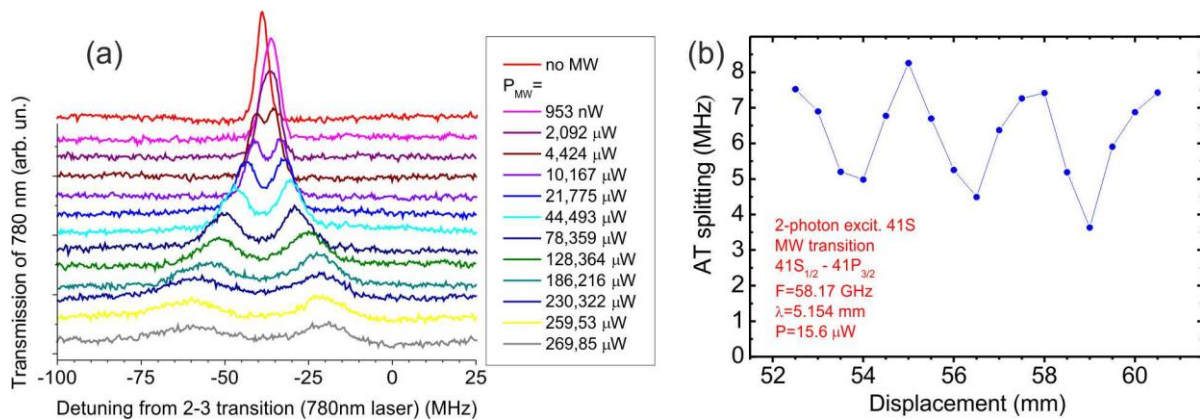


Рис. 1. (а) Спектр резонанса ЭИП для ридберговского состояния $41S_{1/2}$ при мощностях лазерного излучения $P_1 = 8$ мкВт и $P_2 = 22$ мВт и при различных мощностях микроволнового генератора. При увеличении последней наблюдается увеличение расщепления Аутлера-Таунса (АТ). (б) Изменение расщепления АТ в поле стоячей микроволновой волны, создаваемой перемещаемым латунным зеркалом. Период осцилляций соответствует половине длины волны.

Далее был выполнен эксперимент по демонстрации пространственного разрешения при регистрации микроволнового поля. Для этого за оптической ячейкой перпендикулярно оси микроволнового рупора был размещен плоский латунный отражатель, установленный на привод линейных перемещений. Отражатель создавал стоячую волну. Измеренная зависимость расщепления АТ продемонстрировала ярко выраженные осцилляции (Рис. 1б), период которых соответствовал половине длины волны микроволнового поля ($\lambda = 5,154$ мм). Полученные результаты важны для создания ридберговских сенсоров СВЧ-полей и квантовой метрологии.

[1] И.И. Рябцев, В.М. Энтин и др., Известия вузов. Радиофизика. **67**(1), 1 (2024).

Лазерные системы для применения в области физики холодных атомов, включая наработки российского производства от компании ООО «Нордлэйз»

Е.Б. Сердюк¹, Д.В. Саченко¹, Г.А. Михайловский^{1,2}

¹ ООО «Нордлэйз», Санкт-Петербург, Российская Федерация

² Научный центр мирового уровня (НЦМУ) «Передовые цифровые технологии», Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация

e-mail: e.serdyuk@lenalsers.ru

В докладе рассматриваются решения, применяемые в области физики холодных атомов, стандартов времени и частоты, квантовых вычислениях, квантовом сенсинге и прочих применениях.

Рассматриваемые решения представляют собой лазерные системы, применяемые для охлаждения атомов/ионов, для накачки атомов/ионов, для опроса часовых переходов частиц, а также для создания оптической решетки для удержания атомов.

Выполнен обзор доступных решений для российского рынка в условиях санкционного давления недружественных стран, направленного на снижение промышленного и научного потенциала Российской Федерации.

Рассмотрены различные типы технологий лазеров, таких как волоконные лазеры, полупроводниковые лазеры, твердотельные лазеры, а также комбинации данных технологий. Помимо этого, рассмотрены различные варианты получения специфичных длин волн с помощью параметрической генерации (включая генерации гармоник, генерацию разностной частоты и другие)

В обзор включены решения российского производства, доступные на рынке.

Показаны имеющиеся наработки в этой области от компании ООО «Нордлэйз» (участник акселератора Иннохаб Росатом по тематике Квантовые вычисления), а также рассмотрены подходы к расширению номенклатуры производимых в России лазерных систем для физики холодных атомов в рамках концепции импортозамещения, направленной на обеспечение технологического суверенитета Российской Федерации.

Обзор технологических решений для квантовых технологий: лазерные источники, системы стабилизации частоты и элементы управления лазерным излучением

Д.В. Саченко¹

¹ АО "ЛЛС", г. Санкт-Петербург
e-mail: d.sachenko@lenlasers.ru

Доклад посвящён обзору доступных систем для квантовых исследований. Представлены лазерные системы для охлаждения, накачки и манипуляций атомами, включая одночастотные лазерные источники и внешние системы стабилизации частоты на основе высокочастотных резонаторов Фабри - Перо (ULE).

Особое внимание уделяется отдельным частям лазерных систем для применения в физике холодного атома, таким как: вакуумные системы; функциональные элементы управления лазерным излучением (АОМ и ЕОМ); оптические гребенки для переноса частоты.

В докладе анализируются перспективные и инновационные решения, соответствующие требованиям современных квантовых технологий, которые имеют доступность в текущих экономических условиях, сохраняя при этом высокую эффективность и качество

Вандерваальсово взаимодействие щелочноземельных атомов в ридберговских решетках

А.А. Каменский¹, И.Л. Глухов¹, А.С. Корнев¹, В.Д. Овсянников¹, В.Г. Пальчиков^{2,3}

¹Воронежский государственный университет 394018, Воронеж, Россия

²Федеральное государственное унитарное предприятие "ВНИИФТРИ"
141570, Московская область, Менделеево, Россия

³Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ
115409, Москва, Россия
e-mail: san40@bk.ru

Наличие двух валентных электронов в атомах щелочноземельных элементов позволяет создавать решетки с магическими частотами для атомов с одним из валентных электронов в ридберговском состоянии. При этом взаимодействие соседних атомов может вносить существенные изменения в спектр их энергий, приводя к блокаде процессов возбуждения ридберговских состояний. Основной вклад в изменение энергии таких атомов на больших расстояниях определяется энергией вандерваальсова взаимодействия

$$\Delta E_{\text{vdW}} = -C_6/R^6. \quad (1)$$

Ранее нами уже были изучены параметры дисперсионного взаимодействия атомов щелочных металлов в ридберговских состояниях [1]. В настоящей работе выполнен расчет численных значений постоянной Ван-дер-Ваальса для атомов щелочноземельных элементов в одинаковых ридберговских $|nS\rangle$ -состояниях. В этом случае постоянная C_6 является скалярной величиной, которая определяется из общей формулы теории возмущений второго порядка по оператору дипольного межатомного взаимодействия и может быть представлена в виде ряда по полному набору состояний спектра двухатомной системы:

$$C_6(nS - nS) = 6 \sum_{n_1 n_2} \frac{|\langle n_1 P | \hat{d}_z^{A_1} | nS \rangle|^2 |\langle n_2 P | \hat{d}_z^{A_2} | nS \rangle|^2}{\omega_{n_1}^{A_1} + \omega_{n_2}^{A_2}}. \quad (2)$$

Здесь частоты радиационных переходов зависят от эффективных главных квантовых чисел $\nu_{n_i P}^{A_i}$ и $\nu_{n S}$:

$$\omega_{n_i}^{A_i} = E_{n_i P}^{A_i} - E_{n S} = -\frac{1}{2(\nu_{n_i P}^{A_i})^2} + \frac{1}{2(\nu_{n S})^2}. \quad (3)$$

В настоящее время имеются обширные базы данных (см., например, [2]), содержащие энергии связанных состояний атомов, необходимые для расчета частот радиационных СВЧ переходов между ними. Но, вследствие взаимного сокращения старших разрядов при вычитании близких по величине чисел в формуле (3), появляется проблема потери точности. Она решается с помощью экстраполяции квантового дефекта $\mu_{nL} = n - \nu_{nL}$ по формуле Ритца, в которой достаточно удержать первые три слагаемых [3]:

$$\mu_{nL} = \sum_{q=0}^{q_{\max}} \frac{\mu_{2q}}{(n - \mu_0)^{2q}}. \quad (4)$$

В данной работе параметры μ_0, μ_2, μ_4 получены по табличным значениям энергий методами полиномиальной интерполяции. Матричные элементы $\langle n_i P | \hat{d}_z^{A_i} | nS \rangle$ вычисляются в приближении метода квантового дефекта (выражаются через двухкратные суммы гипергеометрического типа).

Для констант вандерваальсова взаимодействия (2) получена удобная аналитическая аппроксимация, в которой поправки к основной асимптотической степенной зависимости $C_6 \sim n^{11}$ представлены в виде квадратичного полинома по обратным степеням главного квантового числа и исчезают при $n \gg 10$:

$$C_6(n) = c_0 n^{11} \left(1 + \frac{c_1}{n} + \frac{c_2}{n^2} \right). \quad (5)$$

Коэффициенты c_0, c_1, c_2 разложения (5) получены для $|nS\rangle$ -состояний атомов Be, Mg, Ca, Sr, Ba.

[1] A.A. Kamenski, N.L. Manakov, S.N. Mokhnenko, V.D. Ovsianikov, Phys. Rev. A **96**, 032716 (2017).

[2] V.V. Kazakov, V.G. Kazakov, V.S. Kovalev, O.I. Meshkov, A.S. Yatsenko, Electronic Structure of Atoms: Atomic Spectroscopy Information System, Phys. Scripta **92**, 105002 (2017).

[3] E. Biémont, P. Quinet, V. Van Renterghem, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **31**(24), 5301 (1998).

Минимизация сдвигов, обусловленных магнитным полем в оптическом стандарте частоты на основе иона $^{171}\text{Yb}^+$

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, Новосибирск, Россия*

e-mail: denizkrysenko@yandex.ru

Сдвиги в частоте, 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 $^2F_{7/2}$ ($F=3$) на фоне полевых сдвигов, возникающих в результате воздействия лазерного поля вблизи резонанса опрашиваемого часового октупольного перехода $^2S_{1/2}$ ($F=0$) \rightarrow $^2F_{7/2}$ ($F=3$) [1].

Для достижения рекордных уровней точности измерений в современных стандартах частоты необходим учет и подавление систематических сдвигов атомных уровней, имеющих различную природу. Так, например, для стандарта частоты на основе одиночного иона $^{171}\text{Yb}^+$ дальнейший прогресс в увеличении точности 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]. При этом, основная сложность в подавлении сдвигов, вызванных магнитным полем, связана с тем, что используемый для лазерного охлаждения переход $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ не является замкнутым, и для реализации охлаждения как правило используют лазерное поле с двумя частотными компонентами в дополнении с магнитным полем $\sim 1-10$ Гс, которое используется для разрушения темных состояний, возникающих на уровне $^2S_{1/2}$ ($F=1$) в результате эффекта когерентного пленения населенности (КПН). При этом, для последующей реализации опросов часовых переходов квадрупольного $^2S_{1/2}$ ($F=0$) \rightarrow $^2D_{3/2}$ ($F=2$) или октупольного $^2S_{1/2}$ ($F=0$) \rightarrow $^2F_{7/2}$ ($F=3$) магнитное поле, используемое для охлаждения, должно отключаться и контролироваться на уровне менее ~ 0.03 Гс [3-5]. Эффекты гистерезиса при выключении магнитного поля создают определенные сложности для минимизации остаточного магнитного поля и удержания его постоянным как по направлению, так и по амплитуде в различных циклах охлаждения-опроса квантовой системы. Отметим, что сдвиги частоты перехода, вызванные остаточным магнитным полем ~ 0.03 Гс, имеют порядок $\Delta\nu/\nu \sim 4 \cdot 10^{-17}$.

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

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда (проект N 23-22-00198)

- [1] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, C. Tamm, E. Peik, Phys. Rev. Lett. **116**, 063001 (2016).
- [2] C. Sanner, N. Huntemann, R. Lange, C. Tamm, E. Peik, M.S. Safronova, 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, V.I. Yudin, Phys. Rev. Lett. **109**, 213002 (2012).
- [5] N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt, S. Weyers, Chr. Tamm, E. Peik, Phys. Rev. Lett. **108**, 090801 (2012).

Лазерное охлаждение иона иттербия-171 без использования магнитного поля

О.Н. Прудников¹, Д.С. Крысенко^{1,2}, А.В. Тайченачев^{1,3}, В.И. Юдин^{1,2,3},
С.В. Чепуров¹, Н.С. Лапин¹, С.Н. Багаев^{1,3}

¹Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный технический университет
630073, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия
e-mail: nikita2252891@gmail.com

В настоящее время лазерное охлаждение нейтральных атомов и ионов является одним из ключевых условий для проведения исследований в области квантовых вычислений и создания современных стандартов частоты на основе холодных атомов и ионов, которые используются повсеместно, например: в глобальных коммуникационных сетях и спутниковой навигации. Достижение предельных порядков точности оптических стандартов частоты ($\Delta\nu/\nu < 10^{-19}$) откроет новые возможности для проверки фундаментальных теорий и открытию новых физических эффектов. Оптические стандарты частоты на одиночном лазерно-охлажденном ионе иттербия-171 являются одними из самых перспективных для достижения относительной неопределенности частоты менее 10^{-18} . Это обусловлено следующими факторами: возможность использовать компактные диодные лазеры для реализации стандарта; ввиду особенности строения энергетических уровней иона иттербия-171 имеется возможность реализовать стандарт частоты на двух различных часовых переходах; ион находится в хорошо контролируемой среде и изолирован от внешних воздействий. В настоящее время в лаборатории оптических часов ИЛФ СО РАН реализован оптический стандарт частоты на квадрупольном часовом переходе иона иттербия-171 с доплеровским лазерным охлаждением [1].

Одним из основных факторов, ограничивающих точность стандарта частоты, являются систематические сдвиги частоты часового перехода иона вследствие его теплового движения, а также другие частотные сдвиги, возникающие ввиду невозможности полной изоляции иона от внешних воздействий. В ИЛФ СО РАН впервые разработан новый метод лазерного охлаждения [2], который состоит из двух этапов. Первый этап представляет собой охлаждение иона иттербия-171 в полихроматическом поле с тремя частотными составляющими [3] без использования сильного магнитного поля (1-10 Гс), которое необходимо в классической схеме двухчастотного доплеровского лазерного охлаждения для разрушения эффекта КПН, возникающего на уровне $^2S_{1/2}(F=1)$. Второй этап нового лазерного охлаждения, основанного на эффекте ЭИП, подразумевает сверхглубокое охлаждение иона иттербия-171 до основного колебательного состояния.

На данный момент успешно реализован первый этап нового охлаждения, который позволяет подавить систематические сдвиги частоты часового перехода, связанные не только с квадратичным эффектом Доплера, но и минимизировать сдвиги частоты, связанные с квадратичным эффектом Зеемана из-за остаточного магнитного поля. Данные сдвиги не вносят значительный вклад в общую неопределенность частоты иттербиевого оптического стандарта на квадрупольном часовом переходе, однако они будут вносить ощутимый вклад при переходе стандарта на октупольный часовой переход. Результаты, полученные в данной работе, помогут реализовать оптический стандарт частоты на октупольном часовом переходе иона иттербия-171 с относительной неопределенностью частоты менее 10^{-18} .

Исследования выполнены в рамках темы госзадания ИЛФ СО РАН 1021062210954-9-1.3.6 "Разработка новых физических принципов и методов высокоточной лазерной спектроскопии на основе ультрахолодных атомов и ионов для создания нового поколения оптических часов с долговременной нестабильностью частоты на уровне $10^{-17} - 10^{-19}$ ".

[1] S.V. Chepurov, A.A. Lugovoy, O.N. Prudnikov, A.V. Taichenachev, S.N. Bagayev, Quant. Electron. **49**, 412-417 (2019).

[2] D.S. Krysenko, O.N. Prudnikov, JETP **137**, 239-245 (2023).

[3] O.N. Prudnikov, D.S. Krysenko, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, S.V. Chepurov, N.S. Lapin, S.N. Bagayev, JETP **166**, 556-565 (2024).

Корректировка частоты мобильных и транспортируемых оптических стандартов частоты в реальном времени

А.В. Семенко¹, А.П. Вялых^{1,2}, Г.С. Белотелов¹, Д.В. Сутырин¹, С.Н. Слюсарев¹

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Менделеево, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

e-mail: av_semenko@mail.ru

В настоящее время все большее развитие получает направление разработки мобильных и транспортируемых оптических стандартов частоты (ОСЧ) [1], обладающих существенно меньшими габаритами в сравнении с существующими лабораторными установками. Для того, чтобы с помощью транспортируемых ОСЧ обеспечить возможность составления гравитационных карт Земли с сантиметровой точностью, необходимо добиться неопределенности воспроизведения единицы частоты на уровне 10^{-17} [2]. Согласно дорожной карте, принятой на XXVII Генеральной Конференции Мер и Весов, для составления национальных и международных шкал времени необходимо иметь транспортируемые ОСЧ с неопределенностью $5 \cdot 10^{-18}$ [3].

В связи с компактными размерами составных частей транспортируемых ОСЧ, получение малых значений неопределенности и нестабильности, требуемых для прецизионных измерений, становится достаточно трудоемкой задачей. Вне помещения лаборатории крайне сложно обеспечить необходимое постоянство условий, в которых находится ОСЧ. Так, при перевозке ОСЧ в фургоне контроль температуры осуществляется при помощи перевозимых систем кондиционирования, большинство из которых не могут обеспечить поддержание температуры в пределах ± 1 °C [4]. Кроме того, температурные флуктуации влияют и на мощность излучения после оптического волокна, что также нуждается в учете. В связи с данными факторами, задача постоянного мониторинга и контроля условий окружающей среды, вносящих существенные сдвиги в воспроизводимую ОСЧ единицу частоты, для мобильных и транспортируемых ОСЧ становится еще более актуальной.

Для ОСЧ на основе ультрахолодных атомов стронция и иттербия существует три основных фактора, вносящих наибольший вклад в неопределенность воспроизведения единицы частоты: это тепловое излучение вблизи облака атомов, флуктуации мощности лазера, формирующего оптическую решетку, и магнитное излучение, приложенное к атомам в момент спектроскопии. Для формирования бюджета неопределенности как лабораторных, так и транспортируемых ОСЧ была разработана подробная методика оценки основных частотных сдвигов в ОСЧ [5]. Основным плюсом разработанной методики является то, что для расчета основных частотных сдвигов и их неопределенностей необходим только один ОСЧ, что открывает возможность корректировать показания ОСЧ в реальном времени. Как указывалось выше, в перевозимых ОСЧ существует мало возможностей поддержания условий окружающей среды постоянными, и единственным способом получения высоких метрологических характеристик является постоянный мониторинг основных частотных сдвигов и внесение поправки в частоту, воспроизводимую ОСЧ, на основании проведенных расчетов.

Данную возможность обеспечивает разработанная компактная система управления ОСЧ на основе микроконтроллера [4]. Система управления состоит из двух основных частей: это программа управления, установленная на компьютере, и аппаратная часть, генерирующая последовательности управляющих импульсов. Так как обозначенные две части являются связанными друг с другом, но работают независимо, с помощью программной части можно производить корректировку частоты ОСЧ в реальном времени и получать более достоверные результаты со сниженной неопределенностью при быстро меняющихся условиях окружающей среды в мобильных и транспортируемых ОСЧ.

[1] И.Ю. Блинов, и др, Вестник метролога **3**, 3-6 (2018).

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

[3] N. Dimarcq, M. Gertszov, G. Mileti et al., Metrologia **61**, 012001 (2024).

[4] S.B. Koller et al., Physical Review Letters **118**, 073601 (2017).

[5] А.В. Семенко и др., Всероссийская научно-техническая конференция “Метрологическое обеспечение фотоники”, 18-20 июня 2024 г., Москва.

[6] A.V. Semenko et al., 26th International Conference on Digital Signal Processing and its Applications (DSPA), IEEE, 1-5 (2024).

Высокоточная индивидуальная адресация одиночных атомов в квантовых регистрах при трехфотонном лазерном возбуждении ридберговских состояний

**И.И. Рябцев^{1,2}, Н.Н. Безуглов^{1,3}, И.И. Бетеров^{1,2,3}, К. Miculis^{4,5}, А. Cinins⁵, Е.А. Якшина^{1,2},
Д.Б. Третьяков^{1,2}, В.М. Энтин¹, Г. Сулиман^{1,2}, П.И. Бетлени^{1,2}**

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

² *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

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

⁴ *Institute of Atomic Physics and Spectroscopy, University of Latvia, Riga, Latvia*

⁵ *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия*

e-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

Точная индивидуальная адресация отдельных атомов в квантовых регистрах, образованных массивами оптических дипольных ловушек, необходима для обеспечения высокоточных квантовых операций в квантовых компьютерах и симуляторах с кубитами на основе одиночных нейтральных атомов [1]. В настоящее время двухкубитовые квантовые операции обычно реализуются с помощью когерентного двухфотонного лазерного возбуждения атомов в сильно взаимодействующие ридберговские состояния [2]. Однако двухфотонное возбуждение испытывает трудности с индивидуальной адресацией сильно сфокусированными лазерными лучами из-за неопределенности положения атома в ловушке и связанных с этим пространственно-неоднородных частот Раби и световых сдвигов.

Ранее нами было показано теоретически, что трехфотонное лазерное возбуждение ридберговских состояний имеет преимущество над двухфотонным возбуждением, так как оно может быть реализовано в звездообразной геометрии с равной нулю суммой волновых векторов трех лазерных излучений [3]. В этом случае подавляются как эффект отдачи при лазерном возбуждении и, тем самым, устраняется нагрев атомов при поглощении фотонов, так и остаточный эффект Доплера. Также нами был выполнен ряд экспериментов по трехфотонному возбуждению атомов Rb [4-9].

В настоящей работе мы обнаружили еще одно преимущество трехфотонного возбуждения [10]. Теоретические расчеты показали, что, используя когерентное трехфотонное лазерное возбуждение ридберговских состояний, можно также значительно улучшить точность индивидуальной адресации одиночных атомов по сравнению с двухфотонным возбуждением. На конкретном примере трехфотонной схемы возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP$ в атомах ^{87}Rb мы обнаружили, что при сильном лазерном возбуждении на второй ступени с частотой Раби Ω_2 и умеренном возбуждении на первой и третьей ступенях с частотами Раби Ω_1 и Ω_3 , трехфотонная частота Раби определяется выражением $\Omega = \Omega_1 \Omega_3 / \Omega_2$. Если мы сформируем три возбуждающих лазерных луча таким образом, чтобы пространственные распределения $(\Omega_1 \Omega_3)$ и Ω_2 были идентичны, то Ω станет независимой от положения атома внутри лазерных лучей, даже для очень сильно сфокусированных лучей. Это может обеспечить гораздо лучшую индивидуальную адресацию ридберговского возбуждения соседних атомов в массивах ловушек по сравнению с обычно используемыми схемами двухфотонного возбуждения. Данный результат представляет значительный интерес для больших квантовых регистров нейтральных атомов, где расстояния между соседними атомами следует брать как можно меньшими, чтобы обеспечить более сильные ридберговские взаимодействия и компактные размеры массивов атомов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 23-12-00067, <https://rscf.ru/project/23-12-00067/>).

- [1] И.И. Рябцев и др., УФН **182**(2), 206 (2016).
- [2] M. Saffman, J. Phys. B **49**, 202001 (2016).
- [3] I.I. Ryabtsev et al., Phys. Rev. A **84**, 053409 (2011).
- [4] В.М. Энтин и др., ЖЭТФ **143**(5), 831 (2013).
- [5] Е.А. Якшина и др., Квантовая электроника **48**(10), 886 (2018).
- [6] Е.А. Якшина и др., ЖЭТФ **157**(2), 206 (2020).
- [7] Д.Б. Третьяков и др., Квантовая электроника **52**(6), 513 (2022).
- [8] И.И. Бетеров и др., ЖЭТФ **164**(2), 282 (2023).
- [9] И.И. Бетеров и др., ЖЭТФ **166**(4), 535 (2024).
- [10] N.N. Bezuglov et al., arXiv: 2411.06607.

Оптимальное управление параметрами квантовых перепутывающих протоколов на основе эффекта Ридберговской блокады в системах нейтральных атомов

А.С. Усольцев¹, Д.В. Герасимов^{1,2}, И. Выборный³, К.С. Тихонов^{4,5}, С.С. Страупе¹,
Д.В. Куприянов^{1,2}

¹ Центр квантовых технологий, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

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

³ Институт теоретической физики, Ганноверский университет им. Лейбница, Ганновер, Германия

⁴ СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

⁵ Российский квантовый центр, Сколково, Москва, Россия

e-mail: lgerasimov@hse.ru

Системы холодных атомов, приготовляемые в упорядоченных массивах оптических дипольных микроловушек, являются перспективной экспериментальной платформой для реализации полномасштабных квантово-информационных систем, обладающих высоким потенциалом масштабируемости и способных поддерживать сотни кубитов в едином массиве. В проведённой работе нами представлен анализ и оптимизация различных физических параметров перепутывающих логических вентилях на основе эффекта ридберговской блокады, являющимся ключевым физическим механизмом для осуществления квантовых вычислений в системах холодных атомов. Нами используется реалистичная физическая модель полной многоуровневой зеемановской структуры взаимодействующих ридберговских атомов, с помощью которой проводится анализ некогерентных потерь в системе, а также оценка энергетического сдвига (ридберговского смещения) системы как функции межатомного расстояния, а также угла между молекулярной осью атомов и поляризацией управляющих полей. Нашей целью является поиск оптимальной и обеспечивающей максимальную достоверность (fidelity) конфигурации для экспериментального воплощения перепутывающего протокола CZ с управляемыми фазами, предложенного в работе [1].

Нами представлены результаты численного моделирования достоверности приготовленных двухкубитных состояний. Обнаружена нетривиальная зависимость достоверности от таких параметров как эффективная частота Раби управляющего поля, а также ридберговский сдвиг. Это даёт ресурс для использования эффективной частоты Раби в качестве настраиваемого параметра для оптимизации логического вентиля, преследующей целью максимизацию достоверности, что было реализовано нами в работе [2]. Полученные результаты демонстрируют, что достоверность перепутывающих вентилях на уровне 99% и более достижима, и её дальнейшее повышение возможно с помощью дополнительной оптимизации путём варьирования временной зависимости параметров системы – например, фазы управляющего импульса (Рис.1). Для поиска формы управляющего импульса, минимизирующего ошибки квантового вентиля нами используется формализм задачи оптимального управления, основанный на принципе Л.С. Понтрягина [3].

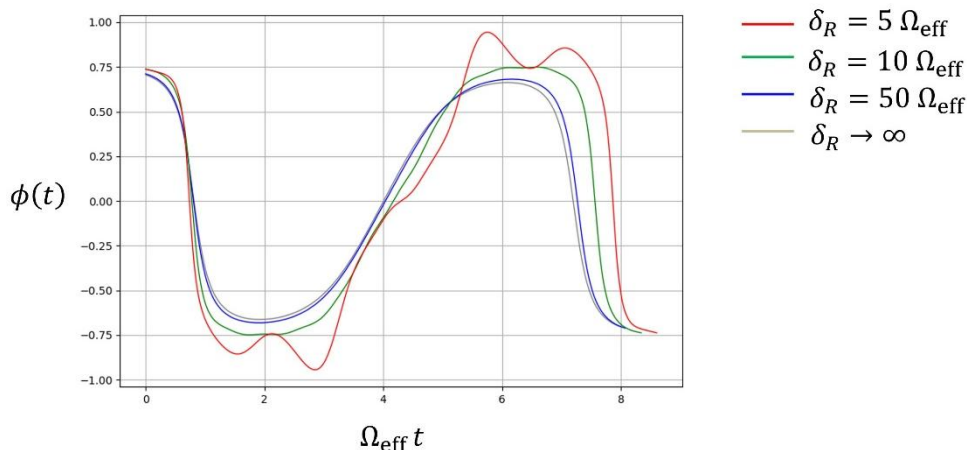


Рис. 1. Оптимизированный профиль фазы управляющего импульса для различных значений блокадного сдвига.

Авторы выражают благодарность Российскому научному фонду за финансовую поддержку проекта в рамках гранта № 23–72–10012.

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

[2] I. Vybornyi et al., JOSA B **41**(1), 134-142 (2024).

[3] V.F. Krotov, Global methods in optimal control theory, 1996, Marcel Dekker, Inc.

Бенчмаркинг квантовых операций на квантовом компьютере, основанном на применении холодных нейтральных атомов

А.Д. Розанов¹, Б.И. Бантыш^{2,3}, И.Б. Бобров¹, Г.И. Стручалин¹, С.С. Страупе^{1,3}

¹Центр квантовых технологий и физической факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт» – ФТИАН им. К.А. Валиева, Москва, Россия

³Российский квантовый центр, Москва, Россия

e-mail: rozanov.ad18@physics.msu.ru

Холодные нейтральные атомы в оптических ловушках являются одной из перспективных платформ для квантовых вычислений. Реализация гейтовых операций, выполняемых быстро и с высокой точностью, является одной из ключевых задач для дальнейшего развития данной платформы, поэтому важно иметь возможность отслеживать текущий прогресс конструирования компьютера. Для этих целей и применяется бенчмаркинг – набор тестов для определения ключевых параметров устройства. В квантовых вычислениях таким параметром как раз является точность.

В работе для экспериментов используется квантовый компьютер с применением холодных нейтральных атомов рубидия ^{87}Rb , в котором состояния кубита кодируются состояниями электрона $|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ и $|1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$. Для реализации гейтовых однокубитных операций используется радиочастотная антенна. В эксперименте оценка точности проведена как для одного кубита, так и для кубитного массива размером 5×5 с использованием однокубитных гейтов, действующих глобально на все кубиты.

Для проведения бенчмаркинга существует большое количество различных протоколов, однако результаты, получаемые во многих из них, чувствительны к ошибке приготовления и измерения состояния (ПИС) кубитов, вызванной неидеальной процедурой их подготовки (в том числе с использованием гейтов) и снятия итоговых результатов. Для оценки точности были выбраны протоколы, нечувствительные к этому типу ошибки, а именно рандомизированный бенчмаркинг (РБ) [1] и томография гейтовых наборов (ТГН) [2].

РБ позволяет получить усреднённую оценку точности операций (среднее гейтовое фиделити F_a) путём генерации набора случайных схем. На рис. 1а показан экспериментальный график. Обработка результатов предполагает аппроксимацию полученного графика для оценки связанных с фиделити параметров. В итоге значение фиделити $F_a = 99.939 \pm 0.004 \%$. Данный результат получен после калибровки установки с помощью схем, генерируемых в РБ. Метод калибровки разработан нами специально для используемой экспериментальной установки.

ТГН позволяет восстановить матрицы всех исследуемых гейтов из набора, а также входное состояние и операторы измерения на выходе. Генерируемые схемы аналогичны таковым из стандартной томографии процесса с той лишь разницей, что в качестве процессов выбираются все используемые гейты. Результат, представленный для гейта $R_x(\pi/2)$ на рис. 1б, при оценке фиделити согласуется с полученным из рандомизированного бенчмаркинга.

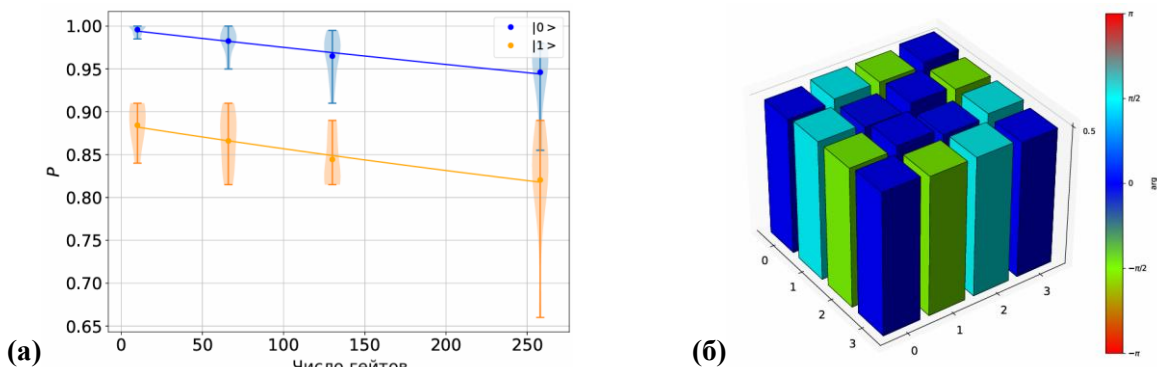


Рис. 1. Экспериментальные результаты. (а) График, полученный из схем РБ. P – вероятность получения верного исхода на выходе схемы. Исходы измерений отделены друг от друга, чтобы показать для них различие в ошибке ПИС. (б) Томографическая диаграмма, полученная из ТГН. Высоты столбиков на диаграмме соответствуют элементам матрицы супероператора для гейта $R_x(\pi/2)$. Фиделити при сравнении с матрицей идеального состояния совпадает с результатом РБ.

[1] A.M. Polloreno et al., A theory of direct randomized benchmarking, arXiv preprint arXiv: 2302.13853 (2023).

[2] E. Nielsen et al., Gate set tomography, Quantum 5, 557 (2021).

Generation of quantum phases of matter and finding a maximum-weight independent set of unit-disk graphs using Rydberg atoms

A.M. Farouk^{1,2,3}, I.I. Beterov^{1,2,4,5}, Peng Xu^{6,7} and I.I. Ryabtsev^{1,2}

¹*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

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

³*Department of Mathematics, Faculty of Science, Al-Azhar University, 11884 Cairo, Egypt*

⁴*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

⁵*Institute of Laser Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

⁶*State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*

⁷*Department of Quantum Computing, Wuhan Institute of Quantum Technology, Wuhan 430206, China*

e-mail: afarouk@isp.nsc.ru

Recent progress in quantum computing and quantum simulation of many-body systems with arrays of neutral atoms using Rydberg excitation has provided unforeseen opportunities towards computational advantage in solving various optimization problems. The problem of a maximum-weight independent set of unit-disk graphs is an example of an NP-hard optimization problem. It involves finding the largest set of vertices with the maximum sum of their weights for a graph which has edges connecting all pairs of vertices within a unit distance. This problem can be solved using quantum annealing with an array of interacting Rydberg atoms. For a particular graph, a spatial arrangement of atoms represents vertices of the graph, while the detuning from resonance at Rydberg excitation defines the weights of these vertices. The edges of the graph can be drawn according to the unit disk criterion. Maximum-weight independent sets can be obtained by applying a variational quantum adiabatic algorithm.

We consider driving the quantum system of interacting atoms to the many-body ground state using a non-linear quasi-adiabatic profile for sweeping the Rydberg detuning. We also propose using a quantum wire which is a set of auxiliary atoms of a different chemical element to mediate strong coupling between the remote vertices of the graph. We investigate this effect for different lengths of the quantum wire. We also investigate the quantum phases of matter realizing commensurate and incommensurate phases in one- and two-dimensional spatial arrangements of the atomic array [1].

This work is supported by Russian Science Foundation grant No 23-42-00031, <https://rscf.ru/project/23-42-00031>.

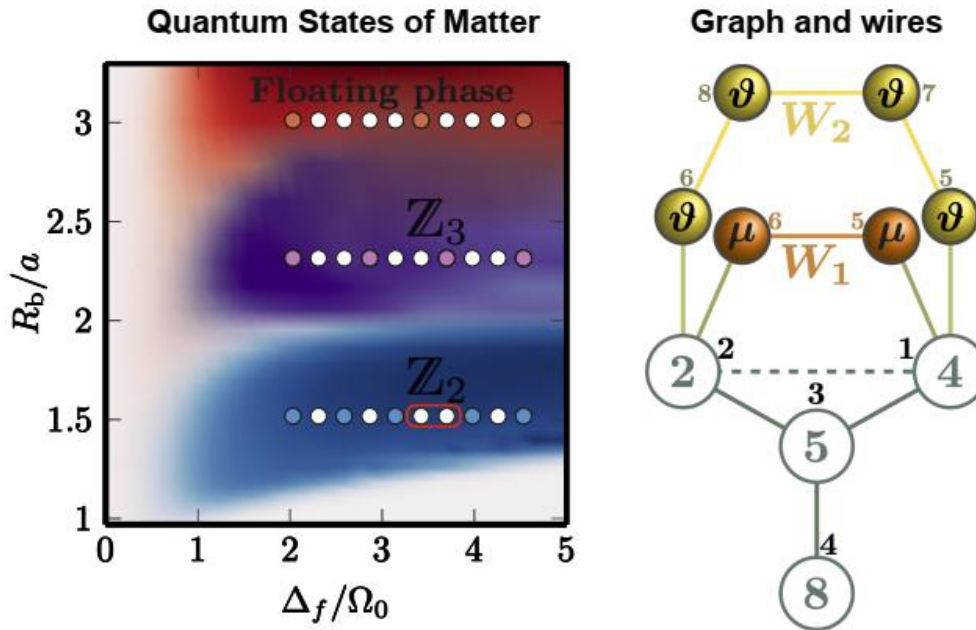


Fig.1. Scheme of quantum phases of matter and of unit-disk graphs with vertices connected by a quantum wire.

[1] A.M. Farouk et al., Phys. Rev. A **110**, 022442 (2024).

Улучшение достоверности считывания оптического кудита в ионе $^{171}\text{Yb}^+$

**Ю.П. Аносов^{1,2}, А.С. Борисенко^{1,2}, И.В. Заливако^{1,2}, И.А. Семериков^{1,2},
К.Ю. Хабарова^{1,2}, Н.Н. Колачевский^{1,2}**

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

² Российский квантовый центр, Сколково, Россия

e-mail: uriy.anosov@yandex.ru

Считывание состояния кудита - необходимая для работы квантового компьютера операция. Достоверность выполнения всей цепочки операций пропорциональна достоверности считывания, а чем выше достоверность выполнения цепочки, тем меньшее число раз необходимо повторить алгоритм для получения результата вычислений с требуемой точностью. Кроме необходимого считывания состояния регистра кубитов в конце вычисления, для технологии коррекции ошибок также необходимы "midcircuit" измерения - считывания состояний вспомогательных кубитов для получения сигнала ошибки и коррекции ошибок непосредственно в процессе вычисления. Алгоритм считывания состояний регистра кудитов, реализованных на ионах в радиочастотной ловушке, базируется на селективном индуцировании люминисценции ионов. В ходе переходных процессов есть вероятность спонтанного распада состояния, входящего в цикл люминисценции, в состояние, не входящее в цикл люминисценции. Такие распады приводят к снижению достоверности считывания.

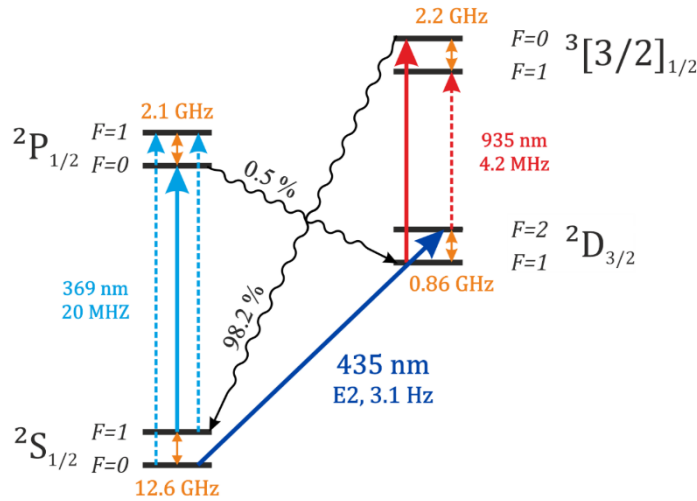


Рис. 1. Схема уровней иона $^{171}\text{Yb}^+$.

В данной работе экспериментально продемонстрировано улучшение достоверности считывания состояния кудита на основе иона $^{171}\text{Yb}^+$ при использовании радиочастотного импульса на частоте 12.6 ГГц (Рис.1), связывающего сверхтонкие подуровни основного состояния. В соответствии с теоретической моделью [1] были рассчитаны оптимальные параметры. Достоверность считывания повысилась, так как был модернизирован алгоритм считывания и тем самым уменьшена вероятность спонтанных распадов вне цикла люминесценции.

[1] Н.В. Семенин и др., Оптимизация достоверности считывания квантового состояния оптического кубита в ионе иттербия $^{171}\text{Yb}^+$, Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики (2021).

Запутывающие операции на холодных ионах, устойчивые к ошибкам.

**П.А. Каменских, Н.В. Семенов, И.В. Заливако, И.А. Семериков,
К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский**

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

Российский квантовый центр, Москва, Россия.

e-mail: kamenskikh.pa@email.com

При проведении двухкубитных операций на больших цепочках имеет место взаимодействие адресующего излучения с большим количеством колебательных мод. Для обеспечения высокой достоверности двухкубитной операции требуется обеспечить замыкание фазовых траекторий всех мод и задать определённую двухкубитную фазу. Это возможно только при наличии достаточного количества степеней свободы адресующего излучения. Таким образом, возникает необходимость в использовании шейпированного импульса. В данной работе будет рассмотрен метод создания двухкубитной операции с помощью генератора сигналов произвольной формы (далее — AWG). Данный метод требует минимальной мощности по сравнению с другими методами шейпирования [1]. AWG-импульс имеет неограниченное количество степеней свободы, что позволяет добавлять дополнительные ограничения для стабилизации относительно флуктуации параметров установки. С помощью AWG возможно создавать импульс $g(t)$ произвольной формы, который раскладывается на сумму из N гармоник с действительными коэффициентами:

$$g(t) = \sum_{n=n_{min}}^{n_{max}} A_n \sin(2\pi n \frac{t}{\tau}).$$

При правильном подборе коэффициентов A_n в конце гейта колебательные состояния распутываются с электронными и двухкубитная фаза подбирается так, чтобы в конце получилось состояние Бэлла. Пример импульса для 10 ионов приведен на Рис. 1а.

В экспериментальной установке система подвержена различным флуктуациям, которые существенно влияют на достоверность операции. Флуктуация частот колебательных мод в диапазоне 500 Гц способна внести ошибку более 1%. Стабилизация относительно колебательных частот можно достичь с помощью дополнительных условий на коэффициенты A_n . Стабилизация требует большей мощности, однако она обеспечивает низкую чувствительность к шумам установки.

Помимо низкой чувствительности к ошибкам, AWG-импульсы можно использовать для проведения многокубитного запутывания с помощью одного импульса [2]. Для этого достаточно добавить дополнительные условия на коэффициенты A_n , причем максимальная мощность, требуемая для проведения операции, растет медленно с увеличением числа ионов, см. Рис. 1б. Глобальные многокубитные гейты могут помочь в масштабировании и создании симулятора на ионах [3].

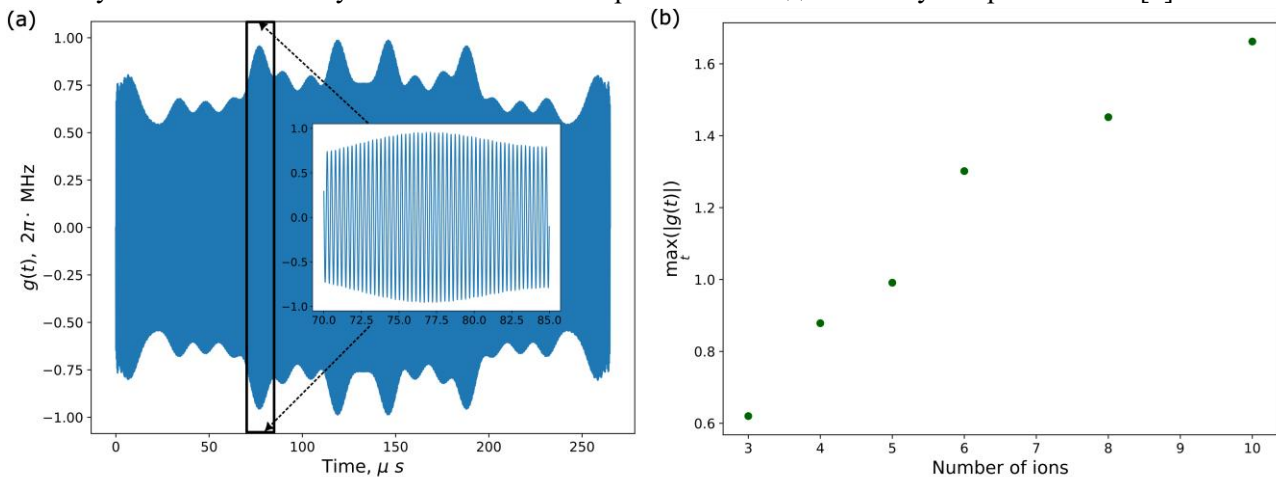


Рис. 1. (а) Временная зависимость оптимального импульса для 10 ионов длительностью 265 мкс. (б) Максимальная частота Раби для создания GHZ состояния из N ионов глобальным пучком.

- [1] R. Blümel et al., npj Quantum Information **7**(1) 147 (2021).
 [2] Y. Shapira et al., Physical Review A **101**(3) 032330 (2020).
 [3] J. Zhang et al., Nature **551**(7682), 601-604 (2017).

Квантовые сенсоры на основе атомных ячеек

**А.Е. Афанасьев¹, Д.В. Быкова^{1,2}, А.А. Идрисова^{1,2}, А.Д. Саргсян³,
Д.Г. Саркисян³, В.И. Балыкин^{1,2}**

e-mail: afanasiev@isan.troitsk.ru

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

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

³ *Институт физических исследований Национальной академии наук Армении, Аштарак, Армения*

Квантовая сенсорика является одним из бурно развивающихся направлений физики [1]. Одной из квантовых систем, используемой для квантовой сенсорики, являются нейтральные атомы. Существует два принципиальных подхода к построению квантовых сенсоров на основе нейтральных атомов: (1) использование ячеек с тепловыми атомами и (2) использование холодных атомных ансамблей.

На основе первого подхода создаются атомные часы [2], магнитометры [3] и гироскопы [4]. При этом компактность таких систем является важным параметром при их применении. Например, размеры атомной ячейки магнитометра определяют пространственное разрешение измеряемого магнитного поля.

В настоящей работе будут представлены предварительные результаты исследования спектральных свойств атомов в микроячейках, с толщиной слоя атомов рубидия менее 100 мкм, для задач квантовой сенсорики. Будут представлены результаты по использованию таких ячеек для исследования светового сдвига линии поглощения под воздействием нерезонансного лазерного излучения с целью определения дифференциальной поляризуемости уровней. Данное исследование необходимо для поиска магических длин волн атомов, что необходимо для создания прецизионных атомных часов.

Также будет рассмотрено использование атомных ячеек *с холодными атомами* для создания квантового сенсора. В атомных ячейках с холодными атомами возможно объединение атомного [5] и оптического [6] чипов, что позволяет создавать компактный квантовый сенсор. Компактные сенсоры могут быть использованы для создания автономной сети мониторинга окружающей среды для предсказания природных и техногенных катастроф. Помимо этого, такие системы могут размещаться на борту спутниковых аппаратов в качестве бортовых атомных часов.

- [1] C.L. Degen, F. Reinhard, P. Cappellaro, “Quantum sensing”, *Reviews of Modern Physics* **89**(3), 035002 (2017).
- [2] D.V. Brazhnikov, S.M. Ignatovich, M.N. Skvortsov, “Light shift mitigation in microcell-based coherent-population-trapping atomic clocks in the field of two circularly polarized light beams”, *Physical Review Applied* **21**, 054046 (2024).
- [3] А.О. Макаров, Д.В. Бражников, А.Н. Гончаров, “Наблюдение сильного магнитооптического вращения поляризации света в парах рубидия для приложений в атомной магнитометрии”, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 509 (2023).
- [4] T.W. Kornack, R.K. Ghosh, M.V. Romalis, “Nuclear spin gyroscope based on an atomic comagnetometer”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 230801 (2005).
- [5] А.Е. Афанасьев, и др., “Атомный чип”, *УФН* **194**, 1146 (2024).
- [6] J.P. McGilligan, et al., “Grating chips for quantum technologies”, *Scientific Reports* **7**, 384 (2017).

Интерференция ультрахолодных атомов ^{87}Rb в квантовом гравиметре

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

Разработка сверхчувствительных квантовых сенсоров на основе интерференции ультрахолодных атомов открывает большие перспективы для создания нового поколения приборов и устройств: акселерометров, гравиметров, градиентометров гравитационного поля, гироскопов, которые сочетают в себе высокие метрологические характеристики с компактностью и мобильностью. Абсолютные высокочувствительные квантовые гравиметры представляют большой интерес для фундаментальной метрологии (эталон массы, стандарты частоты), навигации, геофизики и т.д. [1].

В данной работе представлены результаты исследований, направленных на создание атомного интерферометра-гравиметра. В результате исследований был создан источник ультрахолодных атомов для квантового интерферометра-гравиметра, основой которого является магнитооптическая ловушка (МОЛ) [2]. Получено облако 10^7 - 10^8 атомов ^{87}Rb с температурой около 2 мК. Проведена компенсация остаточного магнитного поля до уровня порядка 10 мГс с использованием микроволновой спектроскопии магнитодипольных переходов, что позволило провести глубокое субдоплеровское охлаждение атомов. Было выполнено численное моделирование оптической накачки атомов рубидия на уровень $|F=1, m_F=0\rangle$ с использованием перехода $|F=1\rangle \leftrightarrow |F'=0\rangle$. Нами было показано, что данный метод накачки имеет высокую эффективность, прост в реализации и не приводит к существенному нагреву атомов. Благодаря его применению выполнена эффективная подготовка атомов ^{87}Rb в немагнитном квантовом состоянии $|F=1, m_F=0\rangle$ в количестве более 95 % от изначального числа атомов в МОЛ с незначительным нагревом атомного облака на величину порядка 1 мК.

Нами был реализован атомный интерферометр-гравиметр по трех-импульсной схеме с использованием встречных рамановских пучков и временем свободного падения атомов до 20 мс. Для компенсации доплеровского сдвига частоты, вызванного свободным падением атомов, была реализована техника chirpирования отстройки частоты излучения рамановских пучков. Была проведена регистрация сигналов интерференции атомов рубидия и выполнены измерения величины ускорения свободного падения g с точностью на уровне единиц мГал. На рис. 1 представлены зависимость интенсивности флуоресценции атомов от скорости chirpирования частотной отстройки рамановских импульсов.

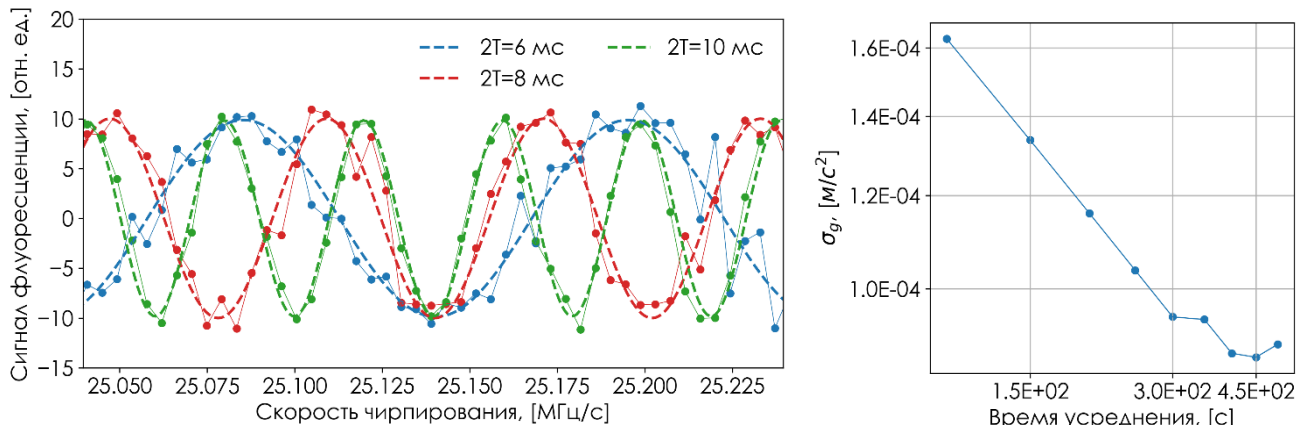


Рис. 1. Графики зависимости сигнала флуоресценции от величины скорости chirpирования частоты рамановского излучения для разных времен свободного падения атомов 6, 8, 10 мс (слева) и зависимости величины стандартного отклонения от времени усреднения при измерениях g (справа).

Работа поддержана грантом РНФ 23-12-00182.

[1] K. Bongs, M. Holynski, J. Vovrosh et al., Nat. Rev. Phys. **1**, 731 (2019).

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

Подавление сдвига частоты в атомных часах на основе явления когерентного пленения населённости, вызванного флуктуацией магнитного поля

В.И. Вишняков, Д.В. Бражников, М.Н. Скворцов

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева 15Б, 630090, Россия
e-mail: vladislav.vishnyakov@gmail.com

Стандарты частоты используются во многих отраслях науки и техники. Последнее время пристальное внимание уделяется разработке компактных малопотребляющих и стабильных стандартов частоты в том числе на основе явления когерентного пленения населённости (КПН).

В нашей работе рассматривается способ возбуждения резонанса КПН аналогичный способу Паунда-Древера-Холла (ПДХ) [1]. Этот метод активно используется в настоящее время и для КСЧ/КПН [2-4]. Один из источников ухудшения долговременной стабильности КСЧ/КПН связан с неконтролируемой вариацией магнитного поля внутри атомной ячейки. Таким образом, подобрав оптимальное значение контролируемого магнитного поля можно существенно уменьшить влияние дрейфа магнитного поля в ячейке на стабильность частоты КСЧ/КПН.

Ранее этот эффект исследовался для КСЧ/КПН, работающего не в режиме ПДХ [5]. Как показано в нашей работе, как и в случае с результатами работы [5], существует оптимальное контролируемое магнитное поле, слабые вариации которого не приводят к заметному ухудшению стабильности частоты КСЧ. Однако, в отличие от работы [5], в режиме ПДХ появляется больше степеней свободы по управлению положением этого оптимального магнитного поля, а также появляется не одно его значение, а целая серия возможных значений, что позволяет подобрать более оптимальный режим работы КСЧ как с точки зрения долговременной, так и с точки зрения кратковременной стабильности частоты.

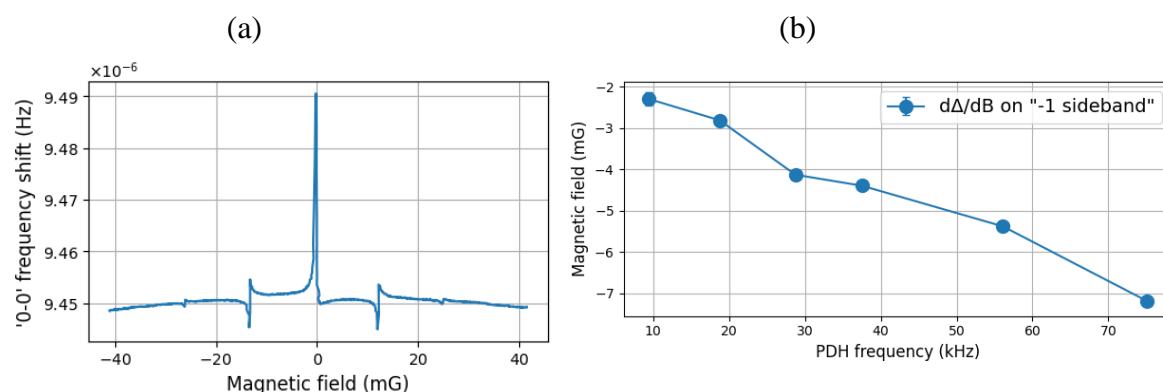


Рис. 1. (a) Сдвиг частоты перехода $|0-0\rangle$ при изменении величины продольного магнитного поля. (b) График экспериментально полученных данных среднеарифметических величин магнитного поля, в котором наблюдается экстремум зависимости сдвига частоты часов от магнитного поля.

Для оценки влияния частоты модуляции ПДХ были измерены сдвиги частоты стандарта на 6 разных частотах модуляции ПДХ - от 9 кГц до 75 кГц. На Рис.1(b) представлены зависимости положения точки экстремума стабильности стандарта частоты от приложенного магнитного поля.

Работа выполнена в рамках госзадания ИЛФ СО РАН (рег. номер: 121041300256-1 от 13 апреля 2021 г.).

- [1] E.D. Black, American Journal of Physics **69**, 79–87 (2001).
- [2] M.N. Skvortsov, S.M. Ignatovich, V.I. Vishnyakov, N.L. Kvashnin, I.S. Mesenzova, D.V. Brazhnikov, V.A. Vasil'ev, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, S.N. Bagayev, I.Yu. Blinov, V.G. Pal'chikov, Yu.S. Samokhvalov, D.A. Parekhin, Quantum Electronics **50**, 576 (2020).
- [3] I. Ben-Aroya, M. Kahanov, G. Eisenstein, Opt. Express **15**, 15060-15065 (2007).
- [4] V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaev, D V. Kovalenko, Opt. Express **25**, 2742-2751 (2017).
- [5] E. Tsygankov, M. Vaskovskaya, D. Chuchelov, S. Zibrov, V. Vassiliev, V. Velichansky, V. Yakovlev, Journal of the Optical Society of America B **38**, 1742-1747 (2021).

От принципа Паули к приемникам микроволнового и терагерцового излучения

З.Д. Квон^{1,2}

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

²*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

e-mail: kvon@isp.nsc.ru

В работе рассказывается о двух примерах экспериментальных исследований, дающих представление об их характере в физике конденсированного состояния. Соответственно, доклад состоит из двух частей.

В первой описываются результаты экспериментов с трехмерными топологическими изоляторами (ТИ) на основе теллурида ртути (HgTe), наглядно демонстрирующими действие принципа Паули в квазиклассическом транспорте поверхностных двумерных Дираковских электронов. Проведение подобных экспериментов стало возможным благодаря уникально высокой подвижности указанных электронов, равной 500 тысяч см²/Вс. Эта величина позволяет достигать длин свободного пробега до нескольких микрон. Такие длины дают возможность исследовать эффекты баллистического транспорта обсуждаемых Дираковских частиц, в частности, геометрические резонансы в магнетосопротивлении, возникающие в результате совпадения их циклотронного радиуса с периодом решетки искусственных рассеивателей. Эти рассеиватели, называемые антиточками, создавались с помощью электронной литографии с последующим прецизионным травлением. Величина резонансных магнитных полей зависит от фермиевской скорости ДФ, которая во всех металлах однозначно определяется концентрацией частиц и принципом Паули, в соответствии с которым на каждом разрешенном состоянии может находиться не более двух электронов с различным направлением спина (спиновое вырождение). Принципиальной особенностью двумерного металла на поверхности трехмерного ТИ является тот факт, что в нем это вырождение снято в результате спин-орбитального взаимодействия, то есть газ поверхностных ДФ в трехмерном ТИ является спин-поляризованной двумерной системой. Тогда при одной и той же концентрации ДФ величины магнитных полей, соответствующих геометрическим резонансам, должны быть в ровно в корень из двух раз больше чем в обычном двумерном металле с решеткой антиточек. Именно этот факт удалось наглядно продемонстрировать в эксперименте с трехмерным ТИ на основе HgTe.

Вторая часть доклада посвящена рассказу о явлениях, обусловленных туннелированием, стимулированным микроволновым и терагерцовым излучением. В ней рассказывается о наблюдении гигантской микроволновой и терагерцовой фотопроводимости квантовых точечных контактов, а также коротко-канальных полевых МОП-нотранзисторов, когда их проводимость определяется туннелированием через барьер. Экспериментально и теоретически показано, что воздействие электрического поля микроволнового и терагерцового излучения приводит к сильному увеличению (фотонно-стимулированное туннелирование в терагерцовой области частот и туннелирование, стимулированное переменным электрическим полем, в СВЧ диапазоне) туннельной прозрачности и, соответственно, к росту проводимости. Особого внимания заслуживает изучение перспективы создания на основе описанных эффектов нового класса приемников терагерцового и микроволнового излучения с необычно широким частотным диапазоном работы от 1 ГГц до 1ТГц. Предварительные оценки вольт-ваттной чувствительности и пороговой мощности излучения дают значения, близкие к тем, которыми характеризуются приемники на барьерах Шоттки. С этой точки зрения наиболее интересной является задача дальнейшего исследования микроволнового и терагерцового отклика коротко-канальных кремниевых МОП-нотранзисторов в субпороговом режиме. Обнаружение в них гигантского микроволнового фотокондактанса открывает реальную возможность создания матричных приемников на основе хорошо развитой и надежной технологии кремниевых МОП-интегральных схем.

Сохранение энергии фотона при вынужденном испускании. Эксперимент.

П.Л. Чаповский^{1,2,3}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

² Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Международный томографический центр СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: chapovsky@iae.nsk.su

Вынужденное испускание электромагнитного излучения атомами было постулировано Эйнштейном в 1916 году в работе [1], посвященной выводу распределения Планка для спектра излучения абсолютно черного тела. Законы вынужденного испускания в этой работе явно не формулировались. В квантовой электродинамике Дирака [2] вынужденное испускание фотона осуществляется в состоянии вынуждающего фотона с сохранением энергии, волнового вектора и фазы волновой функции фотона. Эти физические законы являются современными постулатами свойств фотонов при вынужденном испускании и не подвергаются детальной экспериментальной проверке.

В настоящей работе выполнены эксперименты по проверке закона сохранения энергии фотонов при вынужденном испускании. Эксперимент основан на измерении частоты биений вынужденно испущенного излучения с излучением, падающим на оптический усилитель. Схема эксперимента представлена на Рис. 1а. Пример записи оптических биений представлен на Рис. 1б. Для создания вынужденно испущенных фотонов использован полупроводниковый усилитель света (tapered amplifier) на длину волны 780 нм. Вынуждающее излучение создавалось полупроводниковым лазером (Tortica, Germany) с длиной волны 780 нм и шириной линии 0.5 МГц. Для повышения точности измерения частоты биений, частоты излучений в двух плечах интерферометра Маха-Цендера сдвигались акустооптическими модуляторами (АОМ) на частоту 80 МГц и 80 МГц + 0,11 Гц.

Сигналы биений аппроксимировались гармонической функцией по методу наименьших квадратов. Это давало частоты биений оптических лучей без усилителя и в присутствии оптического усилителя в одном из плеч интерферометра. Итоговые результаты могут быть представлены как ограничение на изменение энергии фотона, которое составляет в относительной мере $< 10^{-18}$.

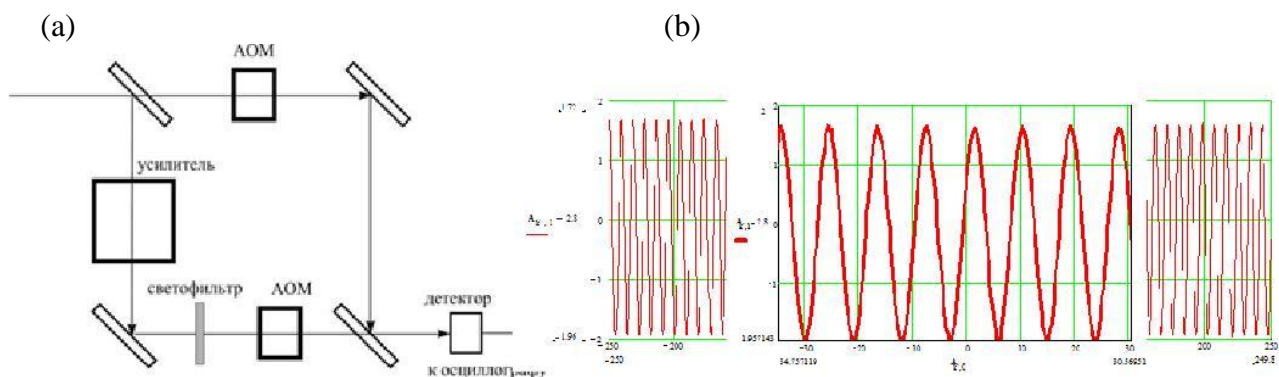


Рис. 1. (а) Схема измерения энергии вынужденно испущенных фотонов с помощью интерферометра Маха-Цендера. АОМ – акустооптические модуляторы. (б) Оптические биения вынуждающего и усиленного излучений на частоте 0.11 Гц.

[1] A. Einstein, *Verhandl. Dtsch. Phys. Ges.* **18**, 318 (1916).

[2] P.A.M. Dirac, *Proc. R. Soc. Lond. A* **114**, 243 (1927); *Принципы квантовой механики* (1958).

Когерентные резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) в спектрах поглощения ЭМ волны линейной поляризации при магнитном сканировании 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 спектры резонансов насыщенного поглощения линейно поляризованной электромагнитной (ЭМ) волны произвольной интенсивности при магнитном сканировании на переходах атомах с вырожденной структурой уровней. Рассматриваются переходы между уровнями с полными моментами $J=1-J=1$ и $J=1-J=2$.

Показано, что в спектрах резонансов насыщенного поглощения при магнитном сканировании вблизи нуля магнитного поля на указанных переходах атомов формируются когерентные структуры – резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), подобные резонансам ЭИП в простых Λ - и V - типах атомов [1]. Исследованы зависимости параметров резонансов ЭИП от характеристик и типов атомных переходов, величины магнитного поля и интенсивности ЭМ волны. Установлено, что наиболее узкие резонансы ЭИП (с шириной нижнего уровня Γ_n) формируются на вырожденных переходах, содержащих Λ -схемы (Рис. 1).

Определены вклады процессов, формирующих спектры резонансов ЭИП. Показано, что наряду с некогерентным эффектом насыщения населенностей уровней переходов значительный вклад в формирование резонансов ЭИП вносят эффект магнитной когерентности (МК) уровней, индуцируемый полем волны линейной поляризации, и эффект переноса МК с уровней верхнего состояния на нижнее. При этом вклад эффекта МК уровней существенно больше вклада эффекта переноса МК (Рис. 1). Анализируется возможность использования резонансов ЭИП для регистрации слабых магнитных полей.

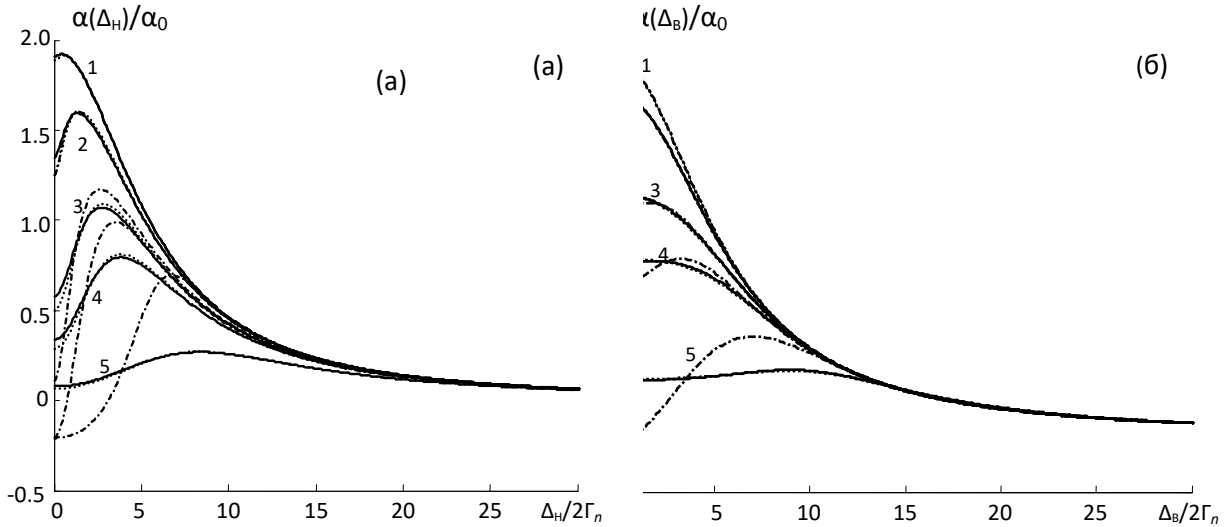


Рис. 1. Формы линий поглощения при магнитном сканировании в атомах с $J=1-J=1$ (а) и $J=1-J=2$ (б) типом переходов при: $a_0 = 1$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\Gamma_{mn} = 5,5 \Gamma_n$; $\Delta_H = \Delta_B$; $\kappa_V = 0.01$ (1), 0.1 (2), 0.5 (3), 1.0 (4), 5 (5). Сплошные линии – решение с учетом МК уровней, пунктиры – полное решение (учет вкладов МК и переноса МК уровней), штрих-пунктиры – решение без вкладов эффектов МК уровней и её переноса.

[1] Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко, ЖЭТФ, **166**, 460 (2024).

Газонаполненные МЭМС ячейки рубидиевых стандартов частоты нового поколения

**С.В. Гусев¹, Л.Г. Горский¹, К.А. Думчиков¹,
А.Н. Казакин², Я.Б. Эннс², С.В. Ермак², П.А.Карасев²**

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» (ФГУП «ВНИИФТРИ»),
р.п.Менделеево, г. Солнечногорск, Московская область, Россия

² Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого (СПбПУ), Санкт-Петербург, Россия
e-mail: gusev@vniiftri.ru

Представлены результаты разработки газонаполненных ячеек рубидиевых стандартов частоты, с применением технологии микроэлектромеханических систем (МЭМС) в рамках совместной работы специалистов Санкт-Петербургского Политехнического университета Петра Великого и Всероссийского научно-исследовательского института физико-технических и радиотехнических измерений. Анализ мировых тенденций развития квантовых стандартов частоты и времени показывает, что улучшение характеристик таких приборов обеспечивается их миниатюризацией, снижением энергопотребления и конструктивным исполнением в виде электронных модулей для монтажа на печатные платы. С другой стороны расширение областей применения остро ставит вопрос воспроизводимости характеристик при серийном изготовлении. В связи с этим в продуктовых линейках зарубежных фирм-производителей, таких как Microchip (США), Safran (ЕС), Accubeat (Израиль), Chengdu Spaceon Electronics (КНР) и ряда других, появляются исполнения стандартов частоты нового поколения (т.н. англ. - Chip Scale Atomic Clocks (CSACs)), где основа прибора – газонаполненная ячейка, изготавливается по технологии МЭМС из структур «стекло-кремний-стекло», вместо традиционно применявшихся стеклудувных ячеек. Переход на эту конструкцию и применение других технологических принципов ставит перед разработчиками новые задачи, поскольку необходимо сохранить (а желательно и улучшить) точностные характеристики готовых приборов и учесть ряд требований для обеспечения параметров в условиях новых технологических ограничений. Известно, что параметры прибора зависят от геометрии газонаполненной ячейки и длины оптического пути, от применяемых буферных газов и их правильно подобранных соотношений, давления в ячейке, количества атомов рабочего газа, от правильной организации распределения температур по ячейке, от обеспечения долговременной стабильности параметров паров рабочего и буферных газов в газовой ячейке. Дополнительно для МЭМС газонаполненных ячеек остро встает вопрос способов их безопасного и повторяемого наполнения парами активного газа.



Рис.1 Газонаполненная ячейка квантового стандарта частоты, созданная по МЭМС технологиям.

В результате работы авторского коллектива была создана конструкция и технология изготовления двухкамерной ячейки, а также ее заполнения буферными газами. Фотография ячейки приведена на Рис. 1. В одну камеру ячейки закладывается источник рубидия, другая камера является рабочей, с общей длиной оптического пути 1,5 мм. Для ее заполнения парами рубидия-87 были использованы твердотельные источники и подобраны режимы лазерной активации. Через рабочую камеру пропускается лазерное излучение с СВЧ модуляцией на частоте 3,417 ГГц, что создает КПП эффект, использующийся в качестве принципа действия стандарта частоты. Исследования ячейки в составе лабораторного стенда показали, что на интервалах времени 1, 10 и 100 секунд параметр нестабильности частоты (СКДО) может достигать величин $3 \cdot 10^{-11}$, $9 \cdot 10^{-12}$ и $3 \cdot 10^{-12}$, соответственно, и находится на уровне лучших зарубежных аналогов [1].

[1] <https://www.gps.gov/cgsic/meetings/2019/scherer.pdf>.

Квантовые симуляторы и квантовый компьютер

А.В. Турлапов

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, г. Нижний Новгород
Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений,
п.г.т. Менделеево*

e-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru

В 2021-2030 гг. в рамках государственной программы прилагаются усилия по развитию направления «квантовые вычисления» [1-3]. Предлагаю обзор направления, включая успехи, нерешённые вопросы и перспективы. В научном плане направление состоит из двух частей — «квантовые симуляторы» и «квантовый компьютер».

Сверхтекучий гелий-4 может рассматриваться в качестве первого квантового симулятора — Капица указал на схожесть со сверхпроводимостью. Эксперимент Капицы [4] привёл к поиску бозонной основы сверхпроводимости, способствовал появлению концепции куперовской пары [5] и теории БКШ [6]. Жидкий гелий-3 [7], низкотемпературная плазма [8], квантовые газы атомов [9] используются в современных симуляторах. Наша страна в числе мировых лидеров [10-12]. Эксперименты с симуляторами позволяют глубже понять твёрдое тело и ядерную материю. В экспериментах с симулятором показан механизм куперовского спаривания, который может привести к сверхпроводимости в нормальных условиях.

Квантовый компьютер — алгоритмического устройство на основе 2-мерных векторов над полем комплексных чисел [13]. Используются такие объекты из квантовой физики [13]. Предсказано превосходство над ЭВМ в ряде полезных задач [14]. Препятствием для превосходства служит воздействие окружающей среды на квантовые элементы [15]. Возникающие ошибки в принципе могут быть исправлены по ходу вычисления [16], однако исправление приводит к ограничению набора возможных операций [17]. Обсуждаются возможные пути преодоления препятствий и достижения превосходства.

- [1] Дорожная карта развития «сквозной» цифровой технологии «квантовые технологии». Москва, 2019. <https://digital.gov.ru/uploaded/files/07102019kvantuyi.pdf> (ссылка верна на 25.11.2024).
- [2] Паспорт «дорожной карты» развития высокотехнологичной области «Квантовые вычисления» на период до 2024 года (утв. Минцифры России 31.07.2020 N 14).
- [3] Проект «дорожной карты» «Квантовые вычисления» до 2030 г. (не опубликовано).
- [4] P. Kapitza, Viscosity of Liquid Helium below the lambda-Point, *Nature* **141**, 74 (1938).
- [5] L.N. Cooper, Bound electron pairs in a degenerate Fermi gas, *Phys. Rev.* **104**, 1189 (1956).
- [6] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, Microscopic Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.* **106**, 162 (1957).
- [7] М.Ю. Каган, В.А. Мицкан, М.М. Коровушкин, Аномальная сверхпроводимость и сверхтекучесть в фермионных системах с отталкиванием, *Успехи физических наук* **185**, 787 (2015).
- [8] S.L. Rolston, Ultracold neutral plasmas, *Physics* **1**, 2 (2008).
- [9] А.В. Турлапов. Ферми-газ атомов, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 104 (2012).
- [10] M. Stephens, A New Phase for Superfluid Helium-3, *Physics* **14**, s156 (2021).
- [11] B.B. Zelener, E.V. Vilshanskaya, N.V. Morozov, S.A. Saakyan, A.A. Bobrov, V.A. Sautenkov, B.V. Zelener, Steady-State Ultracold Plasma Created by Continuous Photoionization of Laser Cooled Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **132**, 115301 (2024).
- [12] Editors' choice: Squeezing Fermi Gases into Two Dimensions, *Science* **329**, 492 (2010).
- [13] D.P. DiVincenzo, Quantum Computation, *Science* **270**, 255 (1995).
- [14] J. Preskill, Quantum Computing in the NISQ era and beyond, *Quantum* **2**, 79 (2018).
- [15] F. Leymann, J. Barzen, The bitter truth about gate-based quantum algorithms in the NISQ era, *Quantum Sci. Technol.* **5**, 044007 (2020).
- [16] D. Gottesman, An Introduction to Quantum Error Correction and Fault-Tolerant Quantum Computation, arXiv: 0904.2557 (2009).
- [17] B. Eastin, E. Knill, Restrictions on Transversal Encoded Quantum Gate Sets, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 110502 (2009).

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 problem belong to nondeterministic polynomial hard (NP-hard) optimization problems and can be mapped to Ising problem [1]. 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 [2–4]. 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 [5, 6].

Prior to this, in our research work [7] a quantum algorithm for solving the traveling salesman problem by the quantum phase estimation and quantum search method was considered. A quantum register was used to encode the eigenstates of a unitary operator whose phase determines the length of each possible route. The quantum phase estimation algorithm was used to estimate the length of a route. Then, to find the minimum route length, the measured values of path length were encoded into the states of the second quantum register, and the search for the optimal route was carried out using a modified Grover algorithm. Numerical simulation of the proposed quantum algorithm was performed using the Qiskit library for one and two iterations of the modified Grover algorithm.

In Ref. [8], 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 $Ra = \frac{1}{S_{\max}} \sum_i p_i S_i$, by which we made a comparison between the best simulation result. Not only that, we also simulated the model proposed in Ref. [8] with numerical simulations based on method in Ref. [9] using the python library pulser [10] based on the Neutral Atom platform.

This work is supported by Russian Science Foundation grant No 23-42-00031, <https://rscf.ru/project/23-42-00031>.

- [1] [Electronic resource] Official website IBM Q: Qiskit Optimization 0.6.1 ([qiskit-community.github.io](https://github.com/qiskit-community/qiskit-optimization)).
- [2] F. Arute, K. Arya, R. Babbush, et al., *Nature (London, U.K.)* **574**, 505 (2019).
- [3] Y. Wu, W.-S. Bao, S. Cao, et al., *Phys. Rev. Lett.* **127**, 180501 (2021).
- [4] H.-S. Zhong, Y.-H. Deng, J. Qin, et al., *Phys. Rev. Lett.* **127**, 180502 (2021).
- [5] T.M. Graham, Y. Song, J. Scott, et al., *Nature (London, U.K.)* **604**, 457 (2022).
- [6] C. Noel, P. Niroula, D. Zhu, et al., *Nat. Phys.* **18**, 760 (2022).
- [7] Ch. Tszyunsi, I.I. Beterov, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **137**(2), 210–215 (2023).
- [8] T.M. Graham, M. Saffman, et al., [arXiv:2112.14589v3](https://arxiv.org/abs/2112.14589v3) [quant-ph].
- [9] Nora Bauer et al., [arXiv:2404.11440v1](https://arxiv.org/abs/2404.11440v1) [quant-ph].
- [10] [Electronic resource] Pulser — Pulser 1.1.1 documentation.

Контроль распределения интенсивности в массивах оптических дипольных ловушек, получаемых итерационным алгоритмом расчета фазовых голограмм

В.В. Громыко^{1,4}, И.В. Хорсова², И.И. Бетеров^{1,2,3,4}

¹ *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13*

² *Новосибирский государственный университет, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

³ *Новосибирский государственный технический университет, 630073, г. Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20*

⁴ *Институт лазерной физики СО РАН, 630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 15Б*

e-mail: vgromyko0@yandex.ru

Ультрахолодные нейтральные атомы – одна из наиболее перспективных физических платформ для реализации квантовых вычислений. Квантовый регистр представлен одиночными атомами, захваченными в упорядоченный массив оптических дипольных ловушек, образованный фокусными пятнами лазерного излучения с заданной пространственной конфигурацией. Такие массивы формируются методами дифракционной оптики, например, с использованием пространственных модуляторов света.

Важной задачей является индивидуальное управление интенсивностью излучения в отдельных дипольных ловушках. Это позволяет достигать высокой однородности массива, нарушаемой из-за неидеальности волнового фронта падающего излучения. Кроме того, индивидуальное управление интенсивностью отдельных фокусных пятен открывает возможности для прецизионного управления состояниями отдельных атомов при их лазерном возбуждении, оптимизации когерентного транспорта в атомных массивах, реализации индивидуальных световых сдвигов [1] и других задач.

В нашей работе реализован итерационный алгоритм расчета фазовых масок для синтеза массивов фокусных пятен с адресным управлением интенсивностью. Было проведено сравнение численно рассчитанного и экспериментально измеренного распределений интенсивности излучения в фокальной плоскости собирающей линзы (Рис. 1). Для фазовой модуляции волнового фронта падающего излучения мы использовали жидкокристаллический пространственный модулятор света, для измерения интенсивностей ловушек и их однородности реализована автоматическая система контроля распределения интенсивности сфокусированного лазерного излучения.

Реализованный нами итерационный алгоритм, основанный на взвешенном алгоритме Герчберга-Сакстона, находит оптимальные фазосдвигающие маски, способные эффективно генерировать целевые распределения фокусных пятен с индивидуальным значением интенсивности в фокальной плоскости объектива. При этом, данный алгоритм поддерживает возможность дополнительной подстройки параметров генерации голограмм по результатам измерения сформированного распределения интенсивности, благодаря системе отрицательной обратной связи.

В результате работы мы продемонстрировали генерацию массивов фокусных пятен с произвольно заданным распределением интенсивности, получено удовлетворительное согласие эксперимента и теории, представлен механизм контроля интенсивности ловушек.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №23-42-00031, <https://rscf.ru/project/23-42-00031>.

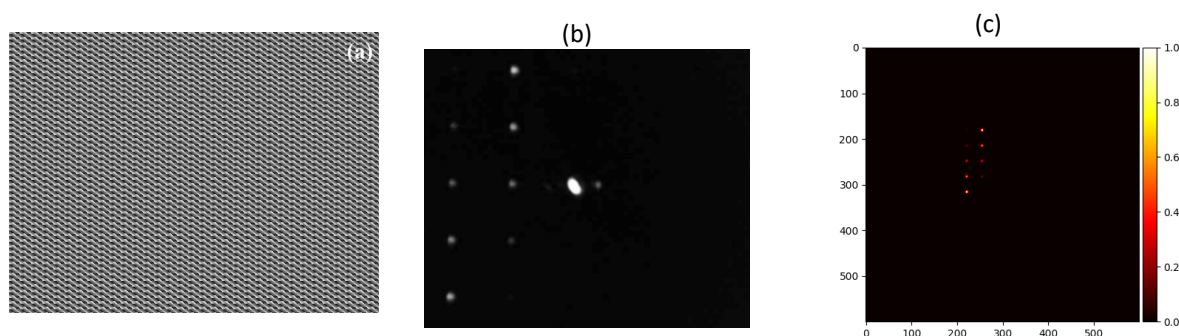


Рис. 1. Численно рассчитанная фазовая маска (а) и соответствующие ей экспериментально измеренное (б) и численно рассчитанное распределение интенсивности лазерного излучения (с).

[1] A.G. de Oliveira et al., arXiv:2404.02658v1 <https://arxiv.org/abs/2404.02658v1>.

Cross-entropy benchmarking using superconducting quantum processor

M.A. Quispe Torres^{1,2} and I.I. Beterov^{1,3,4,5}

¹*Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090 Russia*

²*State University of Campinas. SP, 13083-970, Brazil.*

³*Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch,
Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia*

⁴*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, 630072 Russia*

⁵*Institute of Laser Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, 630090 Russia*

e-mail: m.kispe_torres@g.nsu.ru

Benchmarking of performance of quantum processors is a complex problem. Such benchmarking is essential for further improvement of the large-scale quantum processors. At the same time, sampling problems are suitable for demonstration of quantum supremacy, as proposed in Ref. [1]. The idea of cross entropy benchmarking (XEB) [2] is based on the observation that the measurement output of random quantum circuits contains certain patterns which resemble interference speckles. These patterns are destroyed by gate errors. Therefore, cross-entropy benchmarking is a method of evaluation of the performance of quantum processors.

Cross entropy is a measure of dissimilarity between two probability distributions and XEB uses it, as a metric for comparing ideal and experimental circuit outcomes. The process of XEB involves (1) generation a set of random programs that act as a benchmark to assess the performance of the target quantum circuit; (2) applying the generated random programs to the quantum circuit under evaluation and then collecting the resulting measurement outcomes for each circuit; (3) comparison of outcomes with the expected in this step is necessary to calculate the cross entropy; (4) using cross entropy as fidelity metric. These steps were followed to propose a technique for component level fidelities to accurately predict the performance of the system, showing that quantum information behaves as expected scaling to large systems.

During XEB the distributions of outputs of randomly generated quantum circuits are compared between ideal and real quantum processors. The output metrics provides estimates of the accuracy of quantum gates and fidelity of quantum computations. It shows how close a real quantum processor is to an ideal one. Quantum supremacy was first demonstrated using XEB experiment with Google's Sycamore quantum processor. In the present work we compared results of XEB using a noisy quantum simulator and a superconducting quantum processor.

Following the approach of Google team [3], we generated random two-qubit circuits containing single-qubit $\pi/2$ rotations over eight random axes and and two-qubit \sqrt{i} SWAP gates. Our elementary set of gates includes single-qubit gate acting in each of two qubits followed by a two-qubit gate. An example of such circuit consisting of 5 elementary cycles is shown in Fig.1. We generated a library of 10 circuits consisting of 100 cycles. We collected samples of bitstrings generated by running benchmarking circuits on the quantum device under test. We also determined the true probabilities of observing these bitstrings through noiseless simulations.

We executed the generated random programs to the quantum circuit under evaluation and collect the resulting measurement outcomes for each program using IBM quantum processor. We sampled bitstrings from the device being benchmarked as well as the true probabilities from a noiseless and noise simulation. We find these quantities for all (cycle_depth=100, circuit=10) permutations. This allowed us to estimate the fidelity of IBM quantum processor.

This work was supported by Russian Science Foundation grant No 23-42-00031, <https://rscf.ru/project/23-42-00031>.

[1] C. Neill et al., *Science* **360**, 195-199 (2017).

[2] F. Arute, K. Arya, R. Babbush et al., *Nature* **574**, 505 (2017).

[3] https://quantumai.google/cirq/noise/qcqv/xeb_theory.

Прецизионная спектроскопия оптических и микроволновых переходов в атомах тулия

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

¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

² Международный центр квантовых технологий, 121205, Москва, Россия

e-mail: artem.golovizin@gmail.com

Холодные атомы являются широко распространенным инструментом для физических исследований, начиная от поиска темной материи и исследования нарушения симметрий до создания высокочувствительных квантовых сенсоров и вычислителей. Атомы тулия обладают целым рядом свойств, делающих их перспективной основой для разных экспериментов. Так, внутриволочный часовой переход на длине волны 1.14 мкм имеет рекордно низкую чувствительность к тепловому излучению, а также квази-постоянным электрическим и магнитным полям. С другой стороны, наличие магнитного момента $4\mu_B$ в основном состоянии открывает эффективное управление межатомным взаимодействием за счет использования резонансов Фешбаха для создания бозонного квантового симулятора.

В настоящей работе мы представляем последние результаты, полученные в лаборатории Оптики сложных квантовых систем. В направлении создания оптических часов мы продемонстрировали сличение двух тулиевых систем с достижением погрешности измерения разности частот на уровне 10^{-16} [1]. Мы также продемонстрировали охлаждение атомов тулия, захваченных в оптическую решетку на магической для часового перехода длине волны 1063.5 нм, до близкого к основному колебательному состоянию с $\langle n_z^{avr} \rangle < 0.05$ (см. Рис.1) [2]. Помимо этого, мы провели измерение сверхтонкого расщепления основного и часового уровней с точностью лучше 10^{-10} с использованием микроволновой и оптической спектроскопии [3].

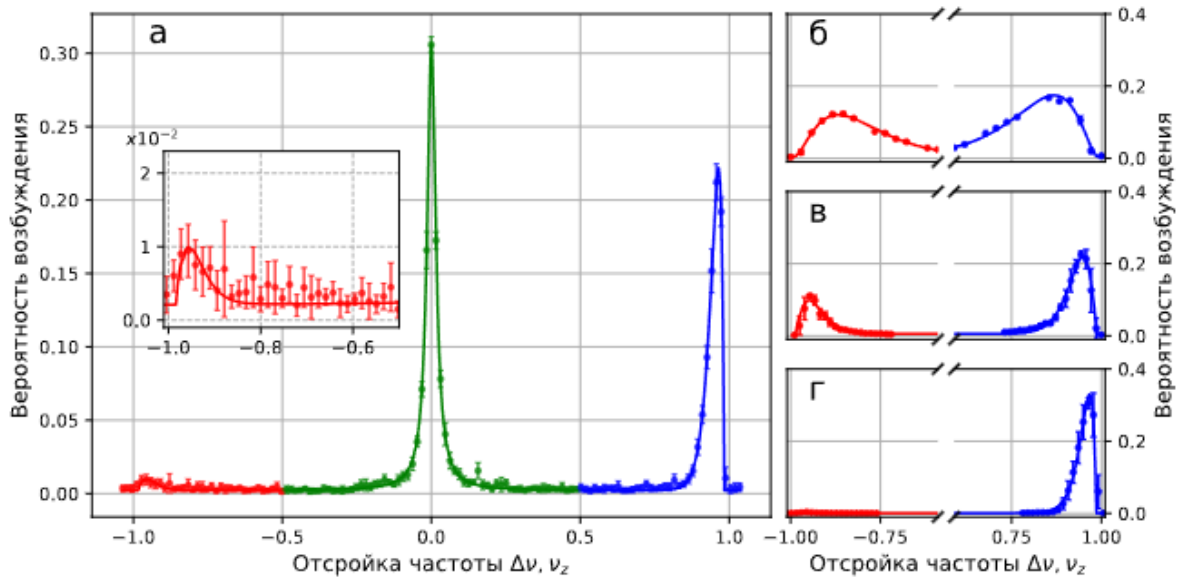


Рис. 1. Спектроскопия боковых колебательных частот часового перехода 1.14 мкм в различных режимах работы охлаждения: (а) после процесса переноса населённости на центральный магнитный подуровень. На графиках $\nu_z \approx 70$ кГц, $\nu_{rec} \approx 73$ кГц. (б) без охлаждения; (в) только с радиальным охлаждением; (г) при полном охлаждении.

- [1] А. Головизин, Д. Мишин, Д. Проворченко, Д. Трегубов, Н. Колачевский, «Сличение двух оптических часов на атомах тулия с использованием синхронного опроса», Письма в ЖЭТФ **119**(9), 645–650 (2024).
 [2] Д.И. Проворченко, Д.О. Трегубов, А.А. Головизин, Н.Н. Колачевский «Лазерное охлаждение атомов тулия до основного колебательного состояния в оптической решётке», УФН **194**, 1185–1195 (2024).
 [3] D. Mishin, D. Tregubov, N. Kolachevsky, A. Golovizin, «Combined microwave and optical spectroscopy for hyperfine structure analysis in thulium atoms». Physical Review A **110**(3), 032817 (2024).

Импульсная загрузка магнито-оптической ловушки на узком переходе из низкоскоростного потока атомов тулия

**М.О. Яушев^{1,2}, Д.А. Мишин^{1,2}, Д.О. Трегубов^{1,2}, Н.Н. Колачевский^{1,2},
А.А. Головизин^{1,2}**

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

² Международный центр квантовых технологий 121205, Москва, Россия

e-mail: iaushev.mo@gmail.com

Вместе с быстрым прогрессом в области атомной физики растут и требования к экспериментальным установкам. За последнее десятилетие системы на основе двумерной магнито-оптической ловушки (2Д-МОЛ) стали популярной и эффективной заменой традиционным системам на основе Зеемановского замедлителя. Впервые продемонстрированная для Rb [1], эта методика была успешно адаптирована для различных щелочных и щелочноземельных элементов, включая Li, Na, K, Sr, и Yb. Установки на основе 2Д-МОЛ не только компактны и эффективны благодаря близкому расположению источника горячих атомов к центру МОЛ, но также способствуют достижению ультравысокого вакуума благодаря пространственному разделению горячей атомной печи и научной камеры. Это особенно важно для экспериментов с конденсатом Бозе–Эйнштейна и квантовых вычислений, где необходимы долгие времена жизни атомов в дипольных ловушках. Кроме того, такие системы могут обеспечивать непрерывный поток холодных атомов, который лежит в основе нового поколения оптических часов, с непрерывным опросом часового перехода [2,3]. Этот подход позволит подавить эффект Дика, который часто ограничивает стабильность оптических часов.

Настоящая работа посвящена созданию импульсного источника холодных атомов тулия, который состоит из двух вакуумных камер [4]. В первичной камере происходит первая стадия лазерного охлаждения на широком переходе с естественной шириной линии $\Gamma_{410} = 10$ МГц и формирование холодного атомного пучка, из которого в дальнейшем происходит загрузка МОЛ на узком переходе ($\Gamma_{530} = 350$ кГц) в научной камере. Мы продемонстрировали скорость загрузки атомов в МОЛ в первичной камере $\sim 10^8$ атомов/с, а также разработали импульсную схему формирования холодного атомного пучка со средней продольной скоростью ~ 10 м/с и угловой расходимостью 18 мрад. Импульсная схема позволила использовать один из охлаждающих пучков первичной МОЛ для повышения скорости захвата вторичной МОЛ, при этом была достигнута эффективность перезахвата $\eta = 10\%$ во вторичную МОЛ в научной камере.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-22-00437.

- [1] K. Dieckmann, R.J.C. Spreeuw, M. Weidemüller, J.T.M. Walraven, “Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms,” *Phys. Rev. A* **58**, 3891–3895 (1998).
- [2] H. Katori, “Longitudinal ramsey spectroscopy of atoms for continuous operation of optical clocks,” *Applied Physics Express* **14**, 072006 (2021).
- [3] D. Mishin, D. Provorchenko, D. Tregubov, N. Kolachevsky, A. Golovizin, “Continuous operation of a bicolor thulium optical lattice clock,” *Applied Physics Express* **14**, 112006 (2021).
- [4] M. Yaushev, D. Mishin, D. Tregubov, N. Kolachevsky, A. Golovizin, “Loading of the narrow line Tm MOT from a pulsed cold atomic beam”, arXiv:2411.08807 (2024).

Оптическое 2D управление динамикой микрогантели

А.С. Лещев¹, Ю.В. Рождественский^{1,2},

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

Практическая реализация оптического пинцета в пионерской работе Ашкина [1] положила начало активных исследований взаимодействия оптического излучения с микро и нано объектами. При этом только в последние несколько лет проявляется интерес к исследованию динамики частиц несферической формы в поле оптического пинцета [2,3]. Очевидно, что основное отличие динамики несферической частицы от сферической состоит в возможности вращения вокруг оси проходящий через центр масс такого объекта. В результате становится актуальной задача охлаждения вращательных степеней свободы несферической частицы наподобие оптического охлаждения сферической в резонаторе Фабри–Перо[4].

В представленной работе рассматривается возможность оптического управления вращательной 2D динамикой микрочастицы в резонаторе Фабри – Перо. При этом считается, что микрогантель состоит из двух различных сфер связанных жесткой связью (микрогантель). Показано, что при использовании оптического резонатора Фабри–Перо можно изменять как поступательное, так и вращательное состояние такой микрогантели. В результате появляется возможность управления вращательным состоянием объекта, что позволяет расположить микрогантель под любым заранее заданным углом. При этом такую микрогантель можно использовать как модель различных биологических объектов, например, клеток дрожжей.

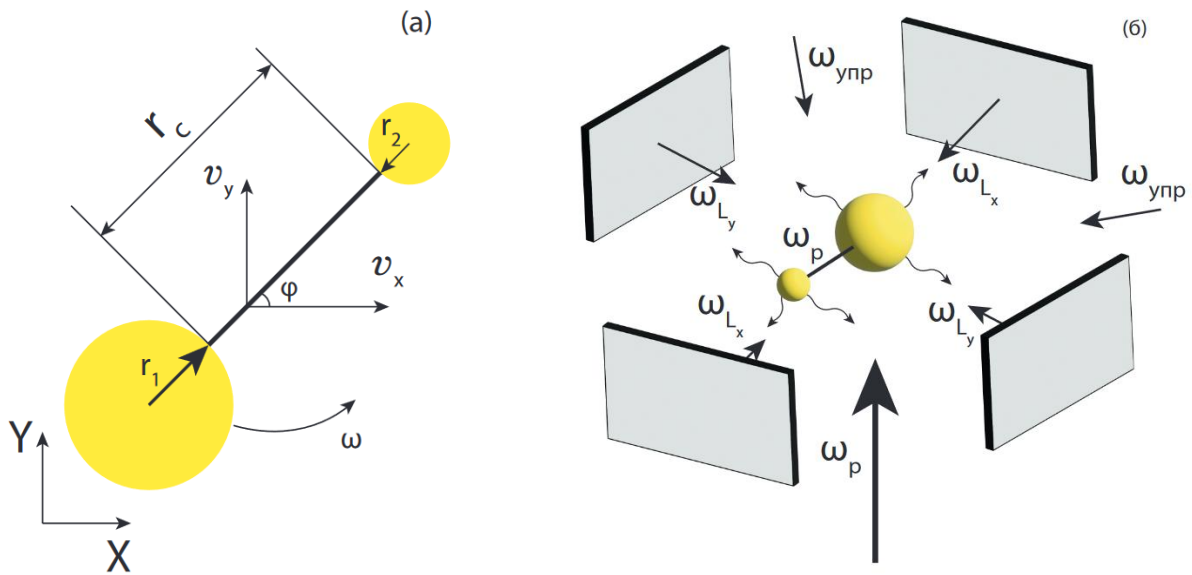


Рис. 1. Модель микрогантели (а) и резонаторов Фабри-Перо (б). Микрогантель состоит из двух диэлектрических однородных сфер массами m_1, m_2 радиусами r_1, r_2 и показателями преломления n_1, n_2 . Сферы соединены невесомым и нерастяжимым стержнем длины r_c . v_x и v_y — проекции поступательной скорости центра массы микрогантели на соответствующие оси. ω — угловая скорость, φ — угол наклона микрогантели. Микрогантель находится в двух скрещенных резонаторах Фабри-Перо с частотами основных мод ω_{L_x} и ω_{L_y} . Снизу на микрогантель направлено лазерное излучение ω_p , которое необходимо для противодействия силе тяжести и появления дополнительных мод в резонаторах для реализации доплеровского охлаждения. Через зазоры между резонаторами на микрогантель попадает лазерное излучение $\omega_{упр}$, которое позволяет управлять положением охлажденной микрогантели.

- [1] A. Ashkin, Biophysical journal **61** № 2 (1992).
 [2] J.M.H. Gosling, arXiv preprint arXiv:2401.11551 (2024).
 [3] J.A. Zielińska, Physical Review Letters **132** №. 25 (2024).
 [4] V. Vuletić, Physical Review Letters **84** (2000).

Наблюдение дифракции Капицы-Дирака в газе атомов лития при помощи рассеяния Брэгга

В.А. Виноградов^{1,2,3}, А.В. Турлапов^{1,3}

¹ Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Москва, Россия

³ Федеральное государственное унитарное предприятие «ВНИИИФТРИ», Менделеево, Россия

e-mail: winogradov@appl.sci-nnov.ru

В ходе дифракции Капицы-Дирака волны материи рассеиваются на периодическом потенциале стоячей электромагнитной волны. Изначально предсказанная для электронов [1], дифракция Капицы-Дирака может наблюдаться и в ансамбле охлаждённых атомов. Кратковременное включение стоячей волны приводит к появлению в холодном газе атомов пространственной модуляции фазы (Рис. 1а). В идеальном случае за время импульса стоячей волны атомы не успевают смещаться, и плотность газа не меняется. После выключения импульса стоячей волны модуляция фазы переходит в модуляцию плотности (Рис. 1б). За счёт пространственной периодичности атомная решётка плотности может быть обнаружена по брэгговскому рассеянию света на ней, этот метод был реализован в работе [2].

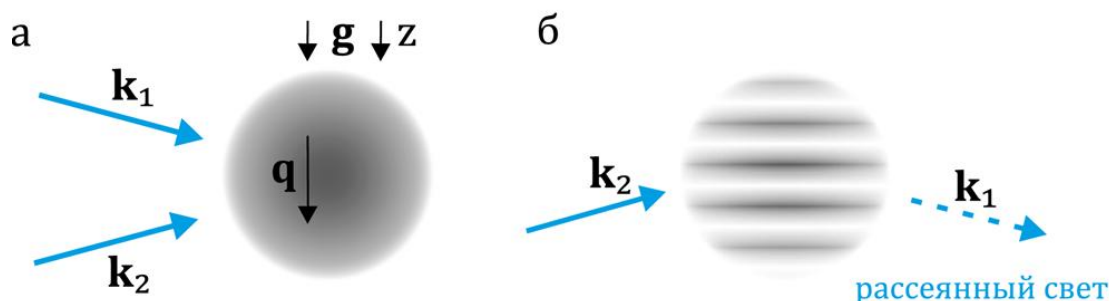


Рис. 1. а) Создание решётки плотности. Две плоских бегущих электромагнитных волны с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , одинаковой длины волны и поляризацией освещают облако атомов, показанное серым. б) Детектирование решётки плотности. На атомы падает только волна в моде \mathbf{k}_2 , которая рассеивается решёткой в моду \mathbf{k}_1 .

Зависимость фазы рассеянного света от положения решётки плотности может быть использована для гравиметрии. Ввиду возможности компактизации установки особый интерес представляет класс гравиметров, в которых облако атомов вместо свободного падения совершает колебания Блоха-Зенера в оптической решётке [3]. В работе [3] использовался газ атомов рубидия, более подходящим атомом для гравиметрии может оказаться литий-6. Так, например, чем медленнее колебания Блоха-Зенера, тем меньше потери атомов из-за перехода в возбуждённые зоны Блоха. Поскольку частота колебаний пропорциональна массе, целесообразно использовать самый лёгкий атом с удобными длинами волн оптических переходов – литий. Другим преимуществом лития-6 для интерферометрии является равная нулю длина s-волнового рассеяния в нулевом магнитном поле и, как следствие, нулевой среднеполевой сдвиг.

При помощи дифракции Капицы-Дирака создана короткоживущая решётка плотности в газе атомов лития-6, образованная в ответ на краткое включение стоячей оптической волны [4]. Детектирование решётки производилось методом брэгговского рассеяния света.

[1] P.L. Kapitza, P.A.M. Dirac, Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society **29**, 297 (1933).

[2] S.B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim, T. Sleator, P.R. Berman, B. Dubetsky, Phys. Rev. Lett. **79**, 784 (1997).

[3] R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, A. Bresson, Phys. Rev. A **85**, 013639 (2012).

[4] В.В. Батуро, В.А. Виноградов, М.В. Платонова, И.В. Юхновец, А.В. Турлапов, ЖЭТФ **164**, 175 (2023).

Компактная конфигурация системы лазерного охлаждения атомов иттербия на основе френелевского отражателя

А.П. Вялых^{1,2}, А.В. Семенко¹, Г.С. Белотелов¹, Д.В. Сутырин¹

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

В настоящее время в мире существует потребность в компактных оптических стандартах частоты (ОСЧ) и атомных интерферометрах (АИ), которые могут быть использованы для гравитационных измерений, навигационных систем, сличений стационарных ОСЧ и т.п. [1]. При этом, для компактных ОСЧ важной характеристикой является устойчивость к внешним воздействиям при транспортировке, что приводит к необходимости разработки новых, более простых и надёжных конфигураций систем лазерного охлаждения (СЛО) атомов вместо элементарного уменьшения габаритов классических вариантов таких систем.

Одним из методов упрощения СЛО и, вместе с тем, уменьшения их размеров является отказ от шестилучевой конфигурации магнитооптической ловушки (МОЛ) в пользу однолучевой МОЛ [2]. Существует множество способов формирования таких МОЛ: при помощи дифракционных решёток, пирамидальных и конусных отражателей и т.д. Особой простотой изготовления в сочетании с широким оптическим доступом к захваченным атомам выделяется френелевский отражатель [3].

В настоящей работе предложена новая компактная конфигурация СЛО с френелевским отражателем (Рис. 1). Её преимуществом является способность захватывать атомы иттербия напрямую в однолучевую МОЛ, работающую на интеркомбинационном переходе 1S_0 - 3P_1 шириной 182 кГц ($\lambda = 556$ нм), минуя “первичную” стадию охлаждения в МОЛ на дипольном переходе 1S_0 - 1P_1 шириной 29 МГц ($\lambda = 399$ нм), использующуюся в классических СЛО для иттербия. Для теоретического доказательства данной возможности при помощи эвристического уравнения для сил радиационного давления в пакете PyLCP для Python [4] была рассчитана скорость захвата, которая составила около 20 м/с. Значение оказалось всего на треть меньше, чем скорость захвата 30 м/с, рассчитанная тем же методом для “первичной” МОЛ, успешно реализованной экспериментально. Столь высокая для интеркомбинационного перехода скорость захвата обусловлена тем, что часть излучения, падающего на отражатель, проходит через отверстие в его центре и работает как излучение зеемановского замедлителя, дополнительно замедляя атомы, загружаемые в МОЛ через то же отверстие. При этом, для ещё большего повышения скорости захвата в СЛО можно добавить классический зеемановский замедлитель, работающий на дипольном переходе.

В работе также теоретически оценены оптимальные параметры геометрии френелевского отражателя – угол отражения (в зависимости от коэффициента отражения) и диаметр.

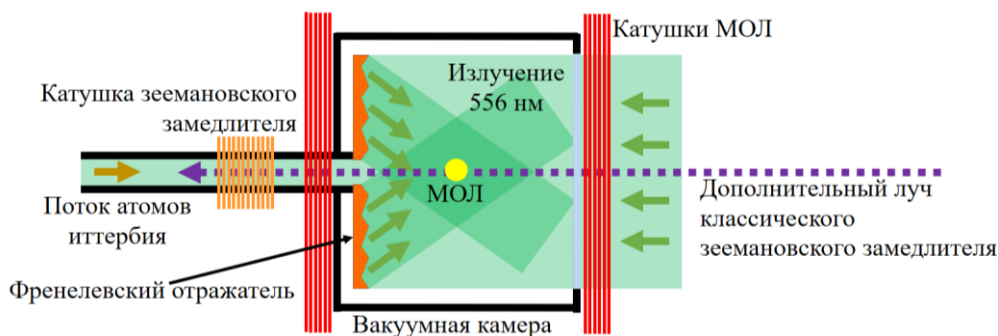


Рис. 1. Конфигурация СЛО на основе френелевского отражателя. Направления излучений и потока атомов указаны стрелками.

Таким образом, предложенная компактная конфигурация СЛО для атомов иттербия позволит уменьшить размеры ОСЧ и АИ, одновременно повысив надёжность их работы при невысокой стоимости. В будущем планируются экспериментальные исследования представленной системы.

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

[2] K.I. Lee et al., Optics Letters **21**(15), 1177-1179 (1996).

[3] S.A. Bondza et al., Review of Scientific Instruments **95**, 013202 (2024).

[4] S. Eckel et al., Computer physics communications **270**, 108166 (2022).

Моделирование коллективных процессов, происходящих в ультрахолодных атомах тулия в оптической дипольной ловушке

И.А. Пырх^{1,2}, **В.В. Цыганок**¹, **Д.А. Першин**¹, **Д.А. Кумпилов**^{1,2}, **А.Е. Руднев**^{1,2},
И.С. Кожокару^{1,3}, **В.А. Хлебников**¹, **П.А. Аксенцев**^{1,4}, **К.О. Фролов**^{1,2}, **А.М. Ибрахимов**^{1,2},
С.А. Кузьмин^{1,2}, **А.В. Акимов**^{1,3}

¹ *Российский квантовый центр, г. Москва, Россия*

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

³ *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва, Россия*

⁴ *Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия*

e-mail: pyrkh@mail.ru

Испарительное охлаждение является необходимой стадией для достижения состояния квантового вырождения в газах ультрахолодных атомов. Для оптимизации параметров процесса испарительного охлаждения используют различные методики, основанные на численном моделировании [1] или машинном обучении [2]. Эти методики требуют знания параметров атомного облака, таких как его размеры, температура и число атомов в нём. Для их определения наиболее часто используется фотографирование резонансным светом или получение сигнала флуоресценции.

В докладе приведены результаты моделирования испарительного охлаждения атомов тулия до состояния квантового вырождения в оптической дипольной ловушке, образованной фокусом лазерного луча с длиной волны 1064 нм, и в ловушке, образованной пересечением перетяжек двух таких лучей. Расчёты производились с использованием моделей, предложенных в [3] и [4]. Также приведены результаты моделирования детектирования параметров атомного облака с помощью резонансного излучения на длине волны 410.6 нм, и исследована зависимость измеряемых параметров от параметров системы детектирования. Взаимодействие отдельных атомов со светом моделировалось с использованием уравнения Линдблада. Коллективные эффекты исследовались методом Монте-Карло.

Приведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными. Полученные результаты позволяют использовать модель испарительного охлаждения в дипольной ловушке в сочетании с алгоритмами Байесовской оптимизации [2] для получения наиболее оптимальных последовательностей. Результаты экспериментального определения параметров системы детектирования с использованием результатов работы [5] показывают ряд сложностей, накладывающих ограничения на точное определение числа атомов методом фотографирования резонансным светом.

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] A. Olson et al., *Physical Review A* **87**(5) 053613 (2013).

[2] D.A. Kumpilov et al., *Physical Review A* **109**, 033313 (2024).

[3] O. Luiten, M. Reynolds, J. Walraven, *Physical Review A*, **53**(1) 381-389 (1996).

[4] P. Pinkse et al., *Physical Review A* **57**(6) 4747-4760 (1998).

[5] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang, and D. Guéry-Odelin, *Optics Letters* **32**(21), 3143 (2007).

Эксперимент по захвату ионов иттербия в планарную ловушку

**А.М. Русских^{1,3}, О.В. Хронусова^{1,3}, И.С. Герасин^{1,2}, Н.О. Жаднов^{1,2}, К.С. Кудеяров^{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, Россия

e-mail: russkikh.am@phystech.edu

Кубитные системы на основе одиночных ультрахолодных ионов, захваченных в радиочастотные ловушки, демонстрируют перспективные характеристики для построения эффективного квантового процессора [1]. Для масштабирования ионных квантовых компьютеров основным подходом является архитектура QCCD [2]. Наиболее подходящим типом ловушек для реализации такой системы являются планарные ловушки Пауля, в которых удерживающий потенциал создается парой параллельных rf-электродов и системой dc-электродов, расположенных в одной плоскости. Благодаря сегментированным dc-электродам можно управлять формой потенциала ловушки и перемещать ионы и их цепочки над плоскостью ловушки. Такой подход позволяет работать с большим количеством ионных цепочек небольшой длины и с высокой достоверностью выполнять квантовые операции. Другим важным преимуществом планарных ловушек является возможность производства доступными и точными методами фотолитографии.

В ФИАН создан квантовый вычислитель на основе ионов $^{171}\text{Yb}^+$ в объёмной ловушке Пауля. Для дальнейшего решения задачи масштабирования ведутся работы по созданию планарной системы. Разработан и создан микрочип с ионной ловушкой, изображенный на Рис.1. Данный чип помещен в высоковакуумную камеру вместе с источником атомов и используется в эксперименте по захвату ионов $^{174}\text{Yb}^+$. Оптическая часть экспериментальной установки включает три лазерных источника на длинах волн 399 нм (фотоионизация), 369 нм (охлаждение), 935 нм (перекачка населенности). Электронная часть схемы позволяет создавать удерживающее rf-поле и индивидуально управлять потенциалами dc-электродов. При подаче напряжения в 74 В создается удерживающий потенциал глубиной 60 мэВ с минимумом на высоте 75 мкм. В докладе будет рассмотрен эксперимент по захвату ионов, а также результаты симуляций удерживающего потенциала для различных конфигураций напряжений на системе электродов (для аксиального удержания, разделения цепочек и пр.) [3].

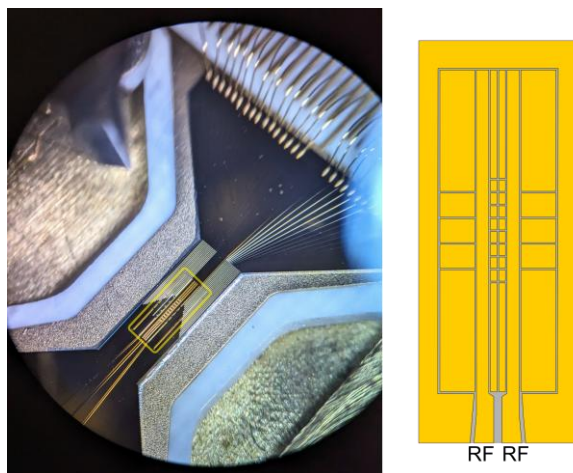


Рис. 1. Фотография микрочипа с ионной ловушкой, созданного в МИЭТ. Справа изображена структура поверхностных электродов ловушки, которая включает два длинных rf-электрода, 10 внешних и 20 внутренних dc-электродов, напряжениями на которых можно управлять индивидуально.

- [1] S.A. Moses et al., "A race-track trapped-ion quantum processor." *Physical Review X* **13**(4), 041052 (2023).
 [2] D. Kielpinski, C. Monroe, D.J. Wineland, "Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer", *Nature* **417**(6890), 709-711 (2002).
 [3] I. Gerasin et al., "Optimized surface ion trap design for tight confinement and separation of ion chains", *Quantum Reports* **6**(3), 442-451 (2024).

Модели квантовых мемристоров на захваченных ионах Yb^+

М.И. Шакиров¹, С.Ю. Стремоухов^{1,2}, П.А. Форш^{1,2}, К.Ю. Хабарова¹, Н.Н. Колачевский¹

¹Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Российская Федерация, Москва, Ленинский проспект, д. 53

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1

e-mail: m.shakirov@lebedev.ru

Термин «мемристор» появился в начале 1970-х годов, как устройство способное менять своё сопротивление в зависимости от протёкшего через него заряда, другими словами - «резистор с памятью». Сегодня интерес к подобным устройствам в первую очередь обусловлен бурно развивающимися областями нейроморфных вычислений и искусственного интеллекта, так как мемристор является удобным инструментом для имитации поведения нейронных синапсов [1]. В настоящее время активно развиваются как классические мемристоры и нейроморфные вычислительные устройства на их основе [2], так и квантовые мемристоры, мемристивное поведение которых определяется для математических ожиданий квантовых наблюдаемых. Квантовые мемристоры были предложены на фотонной, ионной и сверхпроводящей платформах [3].

Недавно нами была предложена реализация квантового мемристора на ультрахолодных ионах в ловушке Пауля [4, 5]. Концепция строится на изменении населённости долгоживущих переходов в ультрахолодных ионах Yb^+ . Показано, что при определенных значениях параметров лазерных импульсов, которые обеспечивают движение населенности выделенных уровней иона, можно будет наблюдать гистерезисный вид зависимости выходного сигнала от входного, который характерен для мемристоров. В нашем случае входной и выходной сигналы являются населенностью одного из уровней в различные моменты времени, соотнесенные с действием двух лазерных полей. Предложено два варианта создания квантового мемристора: на одиночном ультрахолодном ионе и на цепочке связанных низкочастотной колебательной модой центра масс ультрахолодных ионов. Это делает подобные связанные квантовые мемристоры перспективными с точки зрения использования в нейроморфных вычислениях. Предложенные методы создания квантовых мемристоров позволяют создавать многослойные квантовые перцептроны, которые являются основой нейронных сетей.

В настоящий момент нами ведутся работы по подготовке экспериментального подтверждения концепции квантового мемристора на ионах Yb^+ .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-12-00415, <https://rscf.ru/project/24-12-00415/>.

- [1] F. Alibart et al., An organic nanoparticle transistor behaving as a biological spiking synapse, *Adv. Funct. Mater* **20**, 330–337 (2010).
- [2] A.N. Matsukatova et al., Scalable nanocomposite parylene-based memristors: Multifilamentary resistive switching and neuromorphic applications, *Nano Res.* **16**, 3207 (2023).
- [3] C. Hernani-Morales et al., Machine Learning for Maximizing the Memristivity of Single and Coupled Quantum Memristors, *Adv. Quantum Techn.* 2300294, 2024.
- [4] S. Stremoukhov et al., Proposal for Trapped-Ion Quantum Memristor, *Entropy* **25**(8), 1134 (2023).
- [5] С.Ю. Стремоухов и др., Модель связанных квантовых мемристоров на основе пойманного в ловушку одиночного иона $^{171}\text{Yb}^+$, Письма в ЖЭТФ **119**, 343, (2024).

Характеризация и подавление шумов в петле обратной связи ультрастабильного лазера

**О.В. Хронусова^{1,2}, А.М. Русских^{1,2}, К.С. Кудеяров¹, Н.О. Жаднов¹, Д.С. Крючков¹,
К.Ю. Хабарова¹, Н.Н. Колачевский^{1,3}**

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

² Московский физико-технический институт, Москва, Россия

³ Российский квантовый центр, Москва, Россия

e-mail: olya.hronusova@gmail.com

В настоящее время ультрастабильные лазеры широко используются для проведения прецизионных спектроскопических измерений, в том числе, в качестве локального осциллятора в оптических стандартах частоты [1]. Наиболее распространенным способом создания такого лазера является стабилизация его частоты по внешнему резонатору по методу Паунда-Древера-Холла [2]. Современные резонаторы имеют предел относительной стабильности на уровне семнадцатого знака [3], однако шумы в петле обратной связи могут быть препятствием на пути к его достижению.

В данной работе исследуются шумы петли обратной связи и способы их подавления в системе стабилизации ИК-лазера по кремниевому резонатору [4]. Чтобы не учитывать шумы, связанные с резонатором, были собраны две идентичных оптических схемы, осуществляющие стабилизацию двух независимых лазеров на длине волны 1550 нм по одному и тому же резонатору. При этом оптические пучки заводились в резонатор с разных сторон и имели перпендикулярные линейные поляризации. Расщепление поляризационных мод резонатора позволило наблюдать биения между двумя стабилизированными лазерами на частоте около 138 кГц. На начальном этапе исследования относительная нестабильность частоты сигнала биений составила порядка $3 \cdot 10^{-14}$ на временах усреднения 0.1 – 100 с. Для оптимизации были исследованы вклады в нестабильность различных факторов: шумов электроники, шумов остаточной амплитудной модуляции (РАМ), шумов сервоконтроллера. Было определено, что подавляющий вклад вносят шумы остаточной амплитудной модуляции. В результате оптимизации поляризационных параметров схемы и устранения паразитных эталонов удалось снизить влияние данного фактора более, чем на порядок, и достигнуть общей нестабильности, обеспечиваемой петлей обратной связи на уровне $3\text{-}4 \times 10^{-15}$ (Рис. 1).

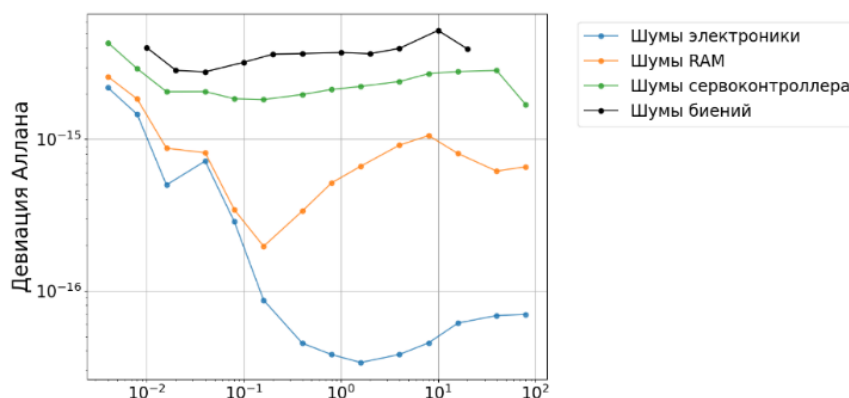


Рис. 1. Шумы петли обратной связи для одного лазера и шумы биений двух лазеров.

Несмотря на то, что теперь преимущественный вклад в шумы вносят шумы сервоконтроллера, шумы остаточной амплитудной модуляции все еще оказывают существенное влияние на стабильность на больших временах усреднения. Нами был реализован один из перспективных методов устранения этих шумов – фазовая модуляция излучения на акусто-оптическом модуляторе (АОМ) вместо электро-оптического. Для этого использовался волоконный АОМ, на который подавался сигнал, имеющий три частотных компонента с контролируемой разностью фаз. Этот метод позволяет избежать той остаточной амплитудной модуляции, которая связана с гармониками высших порядков. В работе обсуждаются преимущества и проблемы при использовании данного метода.

[1] E. Oelker et al., Nature Photonics **13**(10), 714–719 (2019).

[2] R.W.P. Drever et al., Appl. Phys. B **31**, 97–105 (1983).

[3] D. Kedar et al., Optica **10**(4), 464 (2023).

[4] N.O. Zhadnov et al., Quantum Electronics **47**(5), 421–25 (2017).

Исследование частотных характеристик зондирующих лазеров для стандарта частоты на одиночном ионе иттербия

**М.И. Нестеренко¹, Н.С. Лапин, С.В. Чепуров¹,
А.С. Дычков¹, А.А. Луговой²**

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

²*ВНИИФТРИ, г. Москва, Россия*

e-mail: nesterenko_mi@laser.nsc.ru

Точность современных стандартов частоты, реализующих эталон одной из основных единиц измерения системы СИ (секунды), на несколько порядков выше точности эталонов других физических величин. Одними из самых перспективных являются стандарты на основе одиночных ионов, поскольку используют сверхузкие линии запрещенных переходов в качестве оптического частотного репера. Выбор иона иттербия-171 в качестве основы стандарта позволяет создать компактную систему на основе диодных лазеров с использованием двух запрещенных переходов в качестве частотных реперов.

В Институте лазерной физики СО РАН разработан и создан оптический стандарт частоты на основе квадрупольного перехода $^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow ^2D_{3/2} (F=2)$ в одиночном ионе иттербия-171 [1]. В данный момент идут работы по исследованию узкополосной зондирующей лазерной системы для возбуждения запрещенного октупольного перехода $^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow ^2F_{7/2} (F=3)$ иона иттербия-171 с целью создания оптического стандарта с нестабильностью частоты порядка 10^{-18} [2].

В докладе представлены текущие результаты исследования частотных характеристик узкополосных лазерных систем с излучением на длине волны 871 нм, стабилизированных по высокочастотным эталонам Фабри-Перо. Эти системы используются для возбуждения запрещенных оптических переходов в высокостабильных стандартах частоты на основе одиночного иона иттербия-171.

[1] S.V. Chepurov, N.A. Pavlov, A.A. Lugovoy et al., *Quantum Electronics* **51** (6), 473 (2021).

[2] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, Chr. Tamm, E. Peik, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 063001 (2016).

Лазерное охлаждение и захват атомов рубидия 87 в чисто-оптический потенциал, образованный бихроматическим световым полем

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

¹Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: ilenkov.roman@gmail.com

Ансамбль холодных атомов в магнито-оптической ловушке - необходимый элемент оптических часов предельной точности [1,2], стандартов частоты и времени, квантовых сенсоров магнитных и гравитационных полей. В МОЛ комбинация неоднородного магнитного поля и около резонансных оптических полей, создают условия для лазерного охлаждения и захвата, при этом сдвиги частоты, вызываемые внешними полями (например, магнитным полем), оказывают негативное влияние и должны контролироваться с высокой точностью.

Мы исследовали возможность использования бихроматического светового поля для захвата и охлаждения щелочных атомов без необходимости использовать магнитного поля [3]. В этой работе, предложенная идея была реализована для атомов Rb87 с полным учетом реальной атомной структуры уровней, включая сверхтонкое расщепление уровней.

Было проведено исследование охлаждения атомов рубидия с целью поиска таких параметров световых полей, в которых достигались бы субдоплеровские температуры. Была построена карта субдоплеровских температур (Рис1.а). Были исследованы силы воздействующие на атом при различных отстройках и интенсивностях световых полей с целью поиска оптимальных параметров для замедления атомов в макроскопическом оптическом потенциале, а именно, максимизации силы трения на всем промежутке скоростей замедляемых атомов. Наилучший результат соответствует отстройкам компонент светового поля $\delta_1 = -27... -33\gamma$, $\delta_2 = -15... -8\gamma$, и частоте Раби $\Omega_1 = \Omega_2 = 5\gamma$ и позволяет замедлять атомы со скоростью $v = 4\gamma / k \approx 20 \text{ м/с}$ за время пролета в макроскопическом ($\sim 1.5 \text{ см}$) оптическом потенциале до доплеровского предела. Параметров световых полей, позволяющих одновременное достижение субдоплеровских температур и глубокого макроскопического потенциала не обнаружено, однако, можно на первой стадии захватить атомы из пучка, а после уменьшить интенсивность до $\Omega_1 = \Omega_2 = 1\gamma$ и добиться субдоплеровских температур.

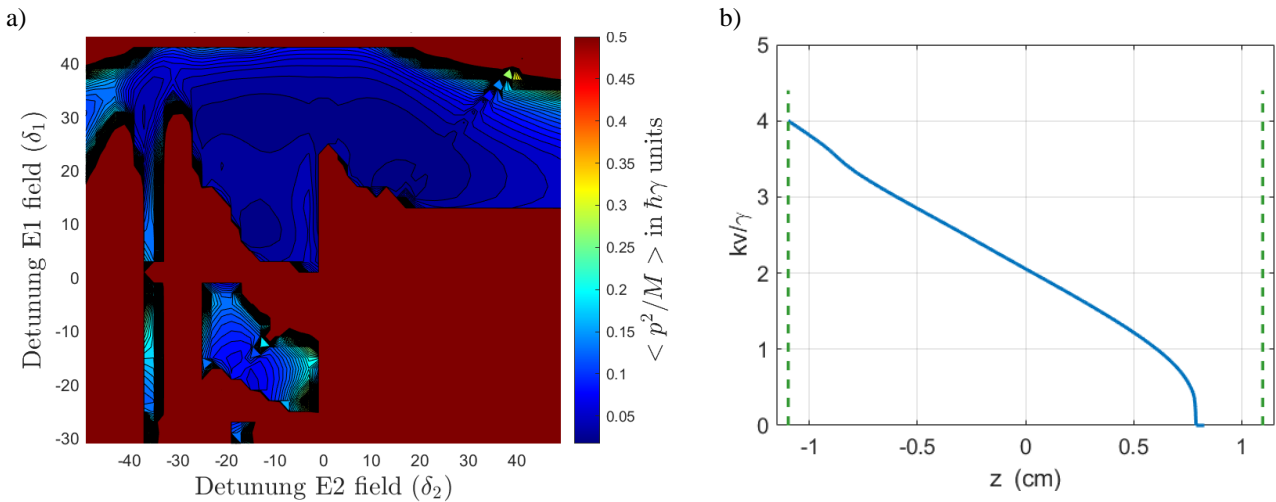


Рис. 1. а) Карта субдоплеровских температур в lin-lin конфигурации обеих компонент бихроматического поля при различных отстройках компонент светового поля. Параметры поля $\Omega_1 = 1\gamma, \Omega_2 = 1\gamma$; **б)** Уменьшение скорости атомов при движении в макроскопическом потенциале. Параметры поля: $\Omega_1 = 5\gamma, \Omega_2 = 5\gamma, \delta_1 = 30\gamma, \delta_2 = -10\gamma$,

Исследование поддержано грантом РФФИ №23-12-00182, <https://rscf.ru/project/23-12-00182>

[1] D. Ludlow, M.M. Boyd, J.Ye, E. Peik, P.O. Schmidt, Optical atomic clocks, Rev. Mod. Phys. **87**, 637 (2015).

[2] A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, S.N. Bagaev, Ultraprecise optical frequency standards based on ultracold atoms: state of the art and prospects, Phys. Usp. **59**, 184 (2016).

[3] O.N. Prudnikov, R.Ya. Ilenkov, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, S.N. Bagaev, Deep macroscopic pure-optical potential for laser cooling and trapping of neutral atoms, Phys. Rev. A **108**, 043107 (2023).

Исследование магнитооптических резонансов на D_1 линии атомов ^{87}Rb в чисто оптических схемах

М.Д. Радченко^{1,2}, В.И. Юдин¹⁻³, М.Ю. Басалаев¹⁻³, А.В. Тайченачев^{1,3}, О.Н. Прудников^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

³Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: sciencefloppa@gmail.com

В настоящее время измерение магнитного поля являются неотъемлемой частью множества прикладных задач и научных исследований [1]. Атомные магнитометры, основанные на магнитооптическом резонансе (МОР), зарекомендовали себя как компактные, чувствительные и достаточно точные приборы для измерения магнитных полей [2-4].

Цель данного теоретического исследования состоит в оценке влияния параметров внешнего модулированного оптического излучения на характеристики МОР. В качестве модели чисто оптического магнитометра рассматривается оптический переход $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ (D_1 линия) в атомах ^{87}Rb с буферным газом. МОР возникает под действием поляризованного бихроматического лазерного излучения. Одна из компонент этого излучения модулирована на частоте ларморовской прецессии Ω_L и непосредственно формирует резонанс на выбранном сверхтонком уровне. Вторая компонента перекачивает атомы с нерезонансного сверхтонкого уровня для усиления сигнала. При этом рассматривались два режима модуляции излучения: амплитудная и частотная.

Характеристики сигнала ошибки, формируемого по спектроскопическому сигналу МОР, отражают метрологические характеристики магнитометра: точность зависит от сдвига нуля сигнала ошибки $\Delta\omega$, а чувствительность – от наклона линейного участка кривой сигнала ошибки $k = \text{tg}(\alpha)$ (Рис. 1).

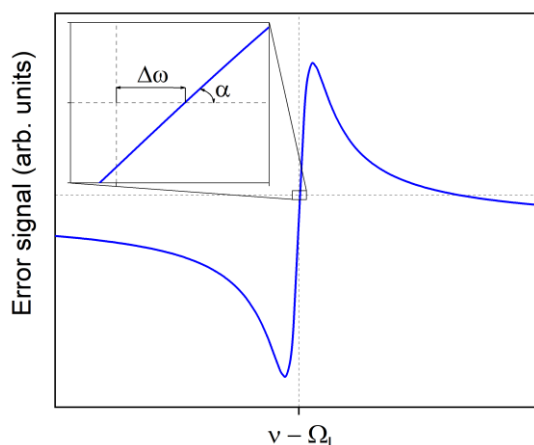


Рис. 1. Графическое пояснение исследуемых характеристик сигнала ошибки МОР.

В ходе исследования определены зависимости характеристик сигнала ошибки от коэффициента модуляции и интенсивности оптического излучения. Кроме того, было показано, что модуляция излучения на переходе $5^2S_{1/2}$ ($F=2$) $\rightarrow 5^2P_{1/2}$ позволяет добиться большей чувствительности и точности магнитометра по сравнению с переходом $5^2S_{1/2}$ ($F=1$) $\rightarrow 5^2P_{1/2}$ независимо от выбранного режима модуляции.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10096)

[1] D. Budker and Jackson D.F. Kimball, Optical Magnetometry (Cambridge: Cambridge University Press) (2013).

[2] A. Weis, G. Bison, Z.D. Grujić, Magnetic resonance based atomic magnetometers. High Sensitivity Magnetometers (Smart Sensors, Measurement and Instrumentation vol 19) ed A. Grosz, M. Haji-Sheikh and S. Mukhopadhyay (Cham: Springer) pp. 361–424 (2017).

[3] M.V. Petrenko, A.K. Vershovskii, "Towards a practical implementation of a single-beam all-optical non-zero-field magnetic sensor for operation in magnetoencephalographic complexes", Sensors **22**, 9862 (2022).

[4] A. Fabricant et al., "How to build a magnetometer with thermal atomic vapor: a tutorial", New J. Phys. **25**, 025001 (2023).

Нелинейные резонансы, возникающие при взаимодействии открытой вырожденной квантовой системы с двухчастотным полем излучения.

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

¹ Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

e-mail: taich.alex@gmail.com

В нашей недавней работе [1] по глубокому лазерному охлаждению одиночного иона иттербия-171 в радиочастотной ловушке без использования статического магнитного поля применялась нестандартная схема оптической перекачки атомов с $D_{3/2}$ уровня при помощи двух достаточно мощных лазеров с ортогональными линейными поляризациями излучений, которые возбуждали незамкнутый переход $D_{3/2} \rightarrow [3/2]_{1/2}$. В этой же работе [1] был представлен теоретический метод, позволяющий анализировать эффективность перекачки в зависимости от параметров задачи. При этом вычисления были ограничены нулевым порядком по квантовым биениям элементов матрицы плотности на разностной частоте $\omega_R = \omega_1 - \omega_2$, что объяснялось рассмотрением области изменения частот полей и их интенсивностей, в которой нелинейные резонансы, связанные с осцилляциями на разностной частоте практически не возбуждаются. В то же время, очевидно, что такие нелинейные резонансы могут возбуждаться в рассматриваемой системе при подходящем выборе параметров полей. Например, резонансы когерентного пленения населенностей (КПН) возникают при перестройке разностной частоты вблизи сверхтонкого расщепления нижнего уровня (см. [2] и приведенные там ссылки). Теоретическое и экспериментальное исследование таких нелинейных резонансов представляет самостоятельный интерес.

В настоящей работе рассматривается квазирезонансное взаимодействие двухчастотного лазерного излучения с незамкнутой многоуровневой квантовой системой на примере перехода $D_{3/2} \rightarrow [3/2]_{1/2}$ иона иттербия-171. Квантовые кинетические уравнения для элементов матрицы плотности атомов $\hat{\sigma}$, описывающей распределение иона по сверхтонким и зеемановским подуровням перехода, сводятся к бесконечной системе уравнений с постоянными коэффициентами на Фурье гармоники матрицы плотности $\hat{\sigma} = \sum \hat{\sigma}^{(n)} e^{in\omega_R t}$, которую можно представить в виде

$$\frac{d}{dt} \hat{\sigma}^{(n)} = -\hat{L}_0 \hat{\sigma}^{(n)} - \hat{L}_+ \hat{\sigma}^{(n+1)} - \hat{L}_- \hat{\sigma}^{(n-1)}$$

где линейные супероператоры \hat{L}_α действуют на компоненты матрицы плотности $\hat{\sigma}^{(n)}$, которые можно трактовать как векторы в соответствующем пространстве. Далее применяется метод статистического рассмотрения динамической задачи (т.н. метод τ – матрицы), разработанный нами в [3]. Основные уравнения метода:

$$\hat{\tau}^{(n)} = \int_0^\infty \hat{\sigma}^{(n)} dt ;$$

$$\delta_{n0} \hat{\sigma}_{in} = \hat{L}_0 \hat{\tau}^{(n)} + \hat{L}_+ \hat{\tau}^{(n+1)} + \hat{L}_- \hat{\tau}^{(n-1)}.$$

Здесь $\hat{\sigma}_{in}$ – начальное изотропное распределение иона по подуровням состояния $D_{3/2}$. Сумма всех диагональных элементов матрицы $\hat{\tau}^{(0)}$ имеет смысл среднего времени перекачки из системы подуровней перехода $D_{3/2} \rightarrow [3/2]_{1/2}$ обратно в основное состояние $S_{1/2}$:

$$\tau(I_1, I_2, \omega_1, \omega_2) = \text{Tr}\{\hat{\tau}^{(0)}\}.$$

Оно зависит от интенсивности и частоты полей, возбуждающих переход, а также других параметров задачи. В данной работе мы численно исследовали зависимость времени перехода от параметров задачи с учетом гармоник всех порядков. Для этого применялся метод матричных цепных дробей. Обнаружено, что наряду с известными КПН резонансами, которые связаны с учетом гармоник первого порядка $n = \pm 1$, в системе могут возбуждаться нелинейные резонансы, обусловленные гармониками высших порядков $|n| > 1$. Обсуждаются возможности экспериментального наблюдения таких резонансов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00182).

[1] О.Н. Прудников и др., ЖЭТФ **166** 556-565 (2024).

[2] A.V. Taichenachev et al., Phys. Rev. A **67** 033810 (2003).

[3] A.V. Taichenachev et al., Phys. Rev. A **63** 033402 (2001).

[4] А.М. Ростом, В.А. Томилин, Л.В. Ильичёв, ЖЭТФ **162**, 307 (2022).

Подавление влияния световых сдвигов резонанса КПН при импульсном возбуждении в парах рубидия путем использования комбинированного сигнала ошибки

И.В. Громов, П.В. Жуланова, Д.А. Раднатаров, С.М. Кобцев, М.Ю. Басалаев, В.И. Юдин
 Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
 e-mail: d.radnatarov@nsu.ru

Наличие световых сдвигов реперных резонансов является одной из основных причин ограничивающих долговременную стабильность атомных стандартов частоты. Особенно остро эта проблема стоит в области создания компактных стандартов частоты, где технически сложно обеспечить высокую стабильность оптической мощности при изменяющихся внешних условиях. Поэтому большее внимание уделяется разработке спектроскопических методов, которые бы позволяли снизить влияние световых сдвигов на выходную частоту стандарта. В частности, ранее был предложен метод подавления сдвигов в стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей при импульсном возбуждении реперного резонанса [1]. Метод основывается на том, что при импульсном возбуждении величина светового сдвига сигнала ошибки зависит от межимпульсного интервала, используя импульсную последовательность включающую два различных чередующихся межимпульсных интервала можно получить два сигнала ошибки с разными световыми сдвигами, при этом существует линейная комбинация сигналов ошибки – комбинированный сигнал ошибки, который не зависит от светового сдвига (Рис. 1а).

Применительно к стандартам частоты на основе эффекта КПН реализация такого подхода позволяет подавить влияние на итоговую стабильность не только флуктуаций мощности оптического излучения, но и других факторов, включающих трансформацию многокомпонентного оптического спектра из-за изменения мощности СВЧ сигнала, который используется для фазовой модуляции излучения.

В данной работе представлены результаты экспериментально исследования свойств комбинированного сигнала ошибки формируемого при импульсном возбуждении резонанса КПН в парах рубидия-87. Показана возможность синтеза сигнала ошибки нечувствительного к изменениям мощности накачки. Также продемонстрировано, что подавление светового сдвига позволяет устранить влияние флуктуации мощности СВЧ сигнала на выходную частоту стандарта частоты (Рис. 1б). Обсуждается возможность использования представленного метода для достижения высокой долговременной стабильности в атомных стандартах частоты на основе эффекта КПН.

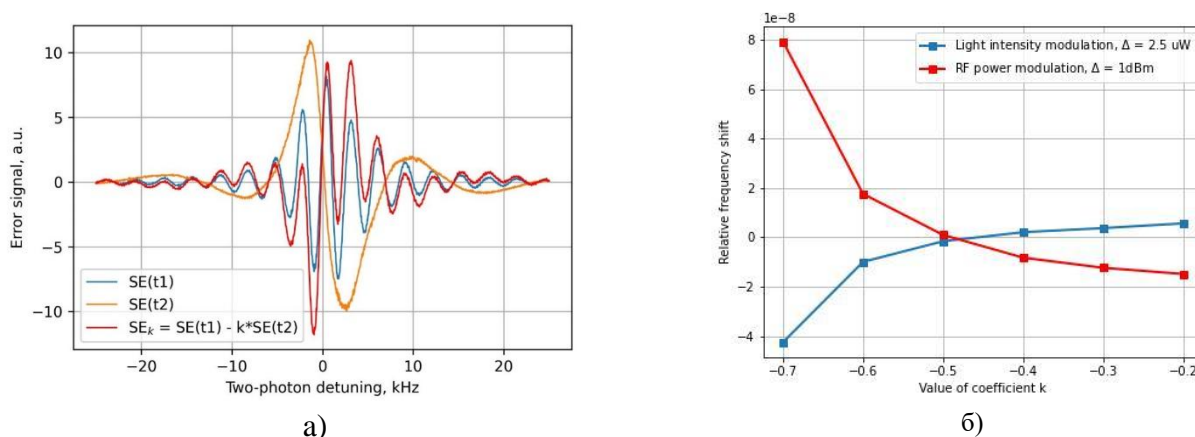


Рис. 1. а) Характерный вид сигналов ошибки при использовании двух различных межимпульсных интервалов и комбинированный сигнал ошибки. б) График зависимости сдвига реперного резонанса от значения коэффициента комбинированного сигнала, при изменениях оптической мощности и мощности СВЧ сигнала.

[1] M.Y. Basalaev, V.I. Yudin, D.V. Kovalenko, T. Zanon-Willette, A.V. Taichenachev, “Generalized Ramsey methods in the spectroscopy of coherent-population-trapping resonances”, Phys. Rev. A **102**(1), 13511 (2020).

Однофотонное индуцированное излучение в системе кубит-волновод

О.А. Чуйкин¹, Я.С. Гринберг¹, А.А. Штыгашев¹, А.Г. Моисеев¹

¹ Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия
e-mail: olegchuiquin@yahoo.com

В данном докладе рассматривается задача по рассеянию Гауссова однофотонного импульса на возбужденном двухуровневом атоме (кубите), помещенном в одномерный волновод. Такая постановка задачи позволяет исследовать процесс вынужденного излучения, когда падающий фотон индуцирует распад кубита с последующим излучением аналогичного спонтанного фотона [1].

Решение данной задачи проводилось в конфигурационном пространстве с учетом двух возбуждений в системе. Волновая функция в таком случае имеет вид:

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle_2 = & \int dx \beta_R(x,t) e^{-i\Omega t} a^\dagger(x) |e,0\rangle + \int dx \beta_L(x,t) e^{-i\Omega t} b^\dagger(x) |e,0\rangle \\ & + \iint dx dx' \gamma_{R,R}(x,x',t) a^\dagger(x) a^\dagger(x') |g,0\rangle + \iint dx dx' \gamma_{L,L}(x,x',t) b^\dagger(x) b^\dagger(x') |g,0\rangle \\ & + 2 \iint dx dx' \gamma_{R,L}(x,x',t) a^\dagger(x) b^\dagger(x') |g,0\rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

где первая строчка соответствует состояниям с возбужденным кубитом и одним фотоном (правым $a(x)$ или левым $b(x)$), а оставшиеся три слагаемых представляют двухфотонные состояния. Из решения временного уравнения Шредингера были получены аналитические выражения для всех амплитуд вероятностей. Данные амплитуды в обычном виде можно рассматривать как пространственно-временную плотность состояний. Чтобы найти полную вероятность, следует проинтегрировать их по пространственным координатам.

С точки зрения вынужденного излучения наибольший интерес представляют двухфотонные состояния. На Рис. 1а-б показано сравнение вероятностей обнаружить два правых, два левых, или два противоположно-направленных фотона. Хорошо видно, что если падающий Гауссов пакет изначально находится вблизи к кубиту (Рис. 1а), то вероятность, что возбужденный атом излучит фотон в том же направлении, выше почти в два раза. Если же Гауссов пакет находится достаточно далеко (Рис. 1б), то атом успевает распасться до его прихода, и эффект вынужденного излучения пропадает.

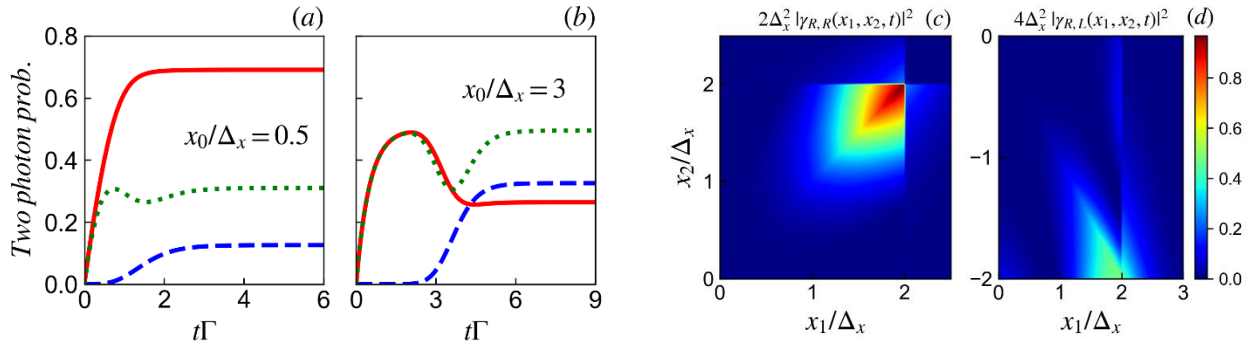


Рис. 1 слева: вероятности обнаружить два фотона, движущиеся вправо (красная сплошная линия), влево (синяя пунктирная линия), или в разные стороны (зеленая точечная линия). **(а)** импульс расположен близко к кубиту; **(б)** импульс расположен относительно далеко. Здесь x_0 – начальное положение центра Гауссова пакета, Δ_x – его ширина в пространстве. **справа:** пространственное распределение двух-фотонных полей для близко расположенного падающего импульса: **(с)** оба фотона движутся вправо; **(д)** один фотон распространяется вправо, а второй влево.

На Рис. 1с-д представлен анализ пространственного распределения состояний с двумя правыми (Рис. 1с) и с одним правым, и одним левым (Рис 1д) фотонами в случае вынужденного излучения. Наблюдается интересный эффект, при котором оба фотона, движущихся вправо (Рис. 1с), имеют очень близкие значения координат, и образуют некое подобие единого “облака”. Данный эффект можно интерпретировать как группировку фотонов, вызванную индуцированным излучением при рассеянии импульса на возбужденном кубите.

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

[1] O.A. Chuikin, Ya.S. Greenberg, A.A. Shtygashov, A.G. Moiseev, Eur. Phys. J. B **97**, 159 (2024).