

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Хабарова Ксения Юрьевна

ПРЕЦИЗИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОДНОФОТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УЛЬТРАСТАБИЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

1.3.6 - Оптика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва
2021

Работа выполнена в ФГБУН Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН.

Научный консультант: член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, **Колачевский Николай Николаевич**

Официальные оппоненты:

Коробов Владимир Иванович, доктор физико-математических наук, Объединенный институт ядерных исследований, заведующий Сектором №2 Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова

Зеленер Борис Борисович, доктор физико-математических наук, Объединенный институт высоких температур РАН, заведующий Лабораторией лазерного охлаждения и ультрахолодной плазмы

Головань Леонид Анатольевич, доктор физико-математических наук, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, профессор кафедры общей физики и молекулярной электроники

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт Спектроскопии РАН (г. Троицк)

Защита диссертации состоится “18” октября 2021 года в 11⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета 24.1.262.01 на базе Физического института им. П.Н. Лебедева РАН по адресу: 119991, г. Москва, Ленинский проспект 53, тел. (495)132-65-40.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, а также на сайте института www.lebedev.ru

Автореферат разослан “___” _____ 2021 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета 24.1.262.01
доктор физико-математических наук

А.С. Золотько

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Появление ультрастабильных лазерных источников позволило на порядки повысить точность методов лазерной спектроскопии при измерении абсолютных значений энергии электронных переходов [1], а также перейти к новому поколению атомных часов, в основе которых лежат сильно запрещенные переходы оптического диапазона [2]. Результатом исследований последних десяти лет стало снижение относительной погрешности частоты атомных часов вплоть до единиц восемнадцатого знака после запятой. Таким образом, частота продолжает оставаться наиболее точно измеряемой физической величиной. Также открылись новые возможности прецизионного управления состояниями атомных ансамблей (до миллионов частиц) и проведения целого ряда фундаментальных исследований. Так, например, сличение на протяжении длительного времени частот сильно запрещенных переходов по разному чувствительных к изменению постоянной тонкой структуры α , позволяет наложить ограничение на дрейф α в лабораторных экспериментах [4]. Схожий подход применяется для поиска темной материи в предположении, что существует константа связи между темной материей и постоянной тонкой структуры. Разная чувствительность частоты моды ультрастабильного оптического резонатора, оптических переходов (атомные часы) и сверхтонких переходов (водородный мазер) к α позволяет наложить ограничение на константу связи темной материи с α и с массой электрона m_e для ультралегкой темной материи [5]. Наблюдение за возможными вариациями относительной частоты атомных часов при вращении Земли вокруг Солнца является одним из методов поиска нарушения Лоренц-симметрии [6]. Также открылись возможности для уточнения таких фундаментальных констант, как зарядовый радиус протона r_p и постоянная Ридберга R_∞ [7, 8].

Зарядовый радиус протона r_p изначально определялся в экспериментах по рассеянию высокоэнергетичных электронов на протонах. Позднее картина была дополнена экспериментами по прецизионной радиочастотной и лазерной спектроскопии атома водорода, откуда независимо было получено значение r_p . Важность этой константы для фундаментальной физики связано с тем, что r_p вносит ключевую погрешность в определение постоянной Ридберга (коэффициент корреляции этих двух констант равен 98,9%). В свою очередь, постоянная Ридберга $R_\infty = m_e c \alpha^2 / 2h$ переводит атомную систему единиц в СИ и является опорной при определении целого ряда других фундаментальных констант.

Как и в случае других фундаментальных констант, “табличное” значение r_p определяется группой CODATA, задачей которой является согласование констант с учетом погрешностей различных измерений и корреляций между ними. Однако, эксперименты с мюонным водородом, выполненные в 2010 году, неожиданно привели к результату, который противоречил как данным, полученным из экспериментов с обычным водородом, так и из экспериментов по рассеянию электронов [9]. Отличие было существенным и составляло около 7σ (стандартных отклонений), что указывало на глубокую проблему и не позволяло корректно усреднить результаты трех типов экспериментов. Сформировалась так называемая “загадка радиуса протона”. Был высказан ряд гипотез, которые могли бы объяснить природу полученного расхождения, начиная с ошибок в экспериментах и заканчивая неполнотой Стандартной модели [10, 11].

Благодаря корреляции R_∞ и r_p , решение загадки радиуса протона приводит к уточнению постоянной Ридберга. С учетом существующего на тот момент (2010 г.) набора данных, полученных из спектроскопии атома водорода, требовалось повышение точности измерения абсолютной частоты переходов. Отметим также, что существенное расхождение возникало и в случае, когда данные по рассеянию электронов на протонах

не учитывались. Отличие результатов в мюонном и обычном водороде составляло 4σ .

До появления работ, которые легли в основу настоящей диссертации, лазерная однофотонная спектроскопия переходов $2S-nL$ в атоме водорода проводилась на быстрых атомах в пучке (тепловая скорость $v_u \approx 3$ км/с). Точность была ограничена такими систематическими эффектами, как эффект Доплера первого и второго порядков и динамическим эффектом Штарка, а также тем фактом, что при подготовке состояния возбуждались многочисленные неразрешимые сверхтонкие компоненты уровня $2S$ [12]. В настоящей работе был предложен и реализован эксперимент на низкотемпературном пучке атомов ($v_u < 300$ м/с) в состоянии $2S$ ($F=0$) с оптическим возбуждением и разработан метод компенсации эффекта Доплера первого порядка. Проведение такого эксперимента стало возможным благодаря появлению лазеров со спектральной шириной линии порядка 1 Гц и фемтосекундного синтезатора оптических частот. Первое сделало возможным оптическое возбуждение атомов водорода в метастабильное $2S$ состояние, причем на выделенный сверхтонкий подуровень $F=0$, а также существенно снизило влияние лазерного спектра на определяемую частоту перехода $2S-4P$. Второе позволило точно определить частоту возбуждающего лазера 243 нм и настроить его на переход $1S-2S$ в течение десятков часов непрерывных измерений.

За счет повышения точности в диссертационной работе был обнаружен и исследован эффект квантовой интерференции, который может оказывать существенное влияние на наблюдаемый профиль линии. Это позволило заметно повысить точность определения абсолютного значения частоты перехода $2S-4P$ в атоме водорода до 2,3 кГц (относительная неточность $3,7 \times 10^{-12}$). Погрешность измерения, выполненного в работе, оказалась сопоставима с погрешностью всего усредненного набора мировых данных, полученных на тот момент из спектроскопии атома водорода.

Другим актуальным направлением исследований, получившим стремительное развитие с появлением ультрастабильных лазерных источников, является разработка новых реперов частоты. Помимо фундаментальных задач, данное направление имеет и важное прикладное значение — реперы частоты формируют национальную (UTC(SU)) и всемирную (UTC) шкалы координированного времени и используются для систем глобального позиционирования (в том числе системы ГЛОНАСС). В России данное направление получило развитие как в области создания оптического репера частоты на холодных атомах стронция [13], так и в области исследования новых перспективных атомных систем для разработки оптических стандартов частоты.

Стронций является одним из признанных метрологическим научным сообществом элементов, используемых для создания оптических атомных часов на нейтральных атомах. За счет высокой согласованности значения абсолютной частоты часового перехода, полученного в различных лабораториях мира [14–16], стронций рассматривается как один из наиболее вероятных кандидатов для переопределения секунды СИ.

Процесс подготовки атомного ансамбля для спектроскопии узкого часового перехода требует захвата атомов в оптическую решетку при температурах менее 10 мкК. В рамках диссертационной работы была создана экспериментальная установка, в которой было реализовано зеемановское замедление и доплеровское лазерное охлаждение на широком замкнутом переходе (461 нм) всех стабильных изотопов Sr. Лазерное охлаждение на этом переходе не позволяет достичь требуемых температур из-за высокого доплеровского предела (770 мкК), поэтому используются дополнительные методы субдоплеровского охлаждения. Отсутствие магнитного момента электронной оболочки в Sr не позволяет использовать классические методы субдоплеровского охлаждения [17]. Для глу-

бокого лазерного охлаждения используется интеркомбинационный переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ с естественной спектральной шириной линии $\delta = 7,4$ кГц, доплеровский предел которого составляет 200 нК.

Помимо высоких требований к спектральной чистоте и стабильности частоты лазерного источника, требуется высокая симметрия градиентов магнитного поля и компенсация внешних магнитных полей в магнито-оптической ловушке (МОЛ). Предложенный в работе метод настройки магнито-оптической ловушки с использованием наблюдения зеемановского расщепления уровня 3P_1 в облаке предварительно охлажденных атомов стронция позволил с высокой точностью реализовать требования к магнитным полям, реализовать вторичное охлаждение ансамбля атомов на интеркомбинационном переходе, загрузить атомы в оптическую решетку и провести эксперименты по магнито-индуцированной спектроскопии часового перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr . Дальнейшее развитие этих работ привело к созданию оптического репера частоты на атомах ^{87}Sr с относительной нестабильностью частоты 1×10^{-17} , который был встроен в систему государственного эталона ГЭТ1 [18].

В мире продолжается поиск новых элементов для создания оптических часов, обладающих малыми систематическими сдвигами частот переходов, что позволяет перейти к компактным и транспортируемым конфигурациям и перспективным с точки зрения применения в космосе. При создании транспортируемых реперов частоты одним из существенных источников неточности становится сдвиг, возникающий за счет теплового излучения черного тела (окружающая среда при 300 К). Поскольку применение криогенных технологий в этом случае затруднено, ведется поиск опорных переходов с низкой чувствительностью к статическим электрическим полям. Исследуются переходы в ионах (Lu^+ [19]), многозарядных ионах (Ar^{13+} [20]) и даже ядерные переходы (Th [21]).

К перспективным элементам относятся и лантаноиды. Замкнутая $6s^2$ оболочка делает их схожими с щелочноземельными атомами, однако их спектры гораздо сложнее и богаче за счет внутренних f и d оболочек. Особенностью ряда лантаноидов является большая величина тонкого расщепления основного состояния. Поскольку переходы между подуровнями основного состояния являются запрещенными в электрическом дипольном приближении, они оказываются спектрально узкими. Сочетание высокой частоты перехода, большого времени когерентности и экранирования внешними замкнутыми электронными оболочками делает лантаноиды, в частности тулий, интересными и перспективными с точки зрения использования в качестве реперов частоты [22].

Среди всех изотопов тулия стабильным является только ^{169}Tm . Вследствие особенности электронной структуры уровней атома тулия статическая разностная (дифференциальная) поляризуемость уровней $J = 7/2$ и $J = 5/2$ внутриоболочечного M1 перехода на длине волны 1,14 мкм должна быть мала. Это должно приводить к малой чувствительности к длинноволновому излучению черного тела (~ 10 мкм). Естественная спектральная ширина линии этого перехода составляет 1,2 Гц, что позволяет использовать его в качестве репера, а выполненные ранее в ФИАН исследования продемонстрировали возможность захвата атомов в магнито-оптическую ловушку, эффективное лазерное охлаждение атомов тулия на широком переходе 410 нм [23] и узком переходе 530,7 нм, а также загрузку атомов в дипольную ловушку на длине волны 532 нм [24].

В работе исследован магнито-дипольный “часовой” переход между тонкими компонентами основного состояния в нейтральных атомах тулия $|J = 7/2; F = 4; m_F = 0\rangle \rightarrow |J = 5/2; F = 3; m_F = 0\rangle$ на длине волны 1,14 мкм для создания нового репера частоты. Исследованы режимы охлаждения атомов тулия на узком переходе 530,7 нм. Расчитаны и измерены динамические поляризуемости уровней часового перехода в

широком спектральном диапазоне, определены магические длины волн оптической решетки данного перехода, впервые обнаружена чрезвычайно низкая чувствительность часового перехода к излучению черного тела по сравнению с другими нейтральными атомами (Sr, Yb).

Диссертация посвящена прецизионной спектроскопии однофотонных переходов в атомах водорода, стронция и тулия с применением ультрастабильных источников когерентного излучения. Экспериментальные результаты по спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода получены на криогенном пучке атомарного водорода с использованием второй гармоники полупроводникового лазера с длиной волны излучения 972 нм, стабилизированного по высокочастотному резонатору Фабри-Перо, с использованием оборудования Института квантовой оптики общества Макса Планка (г. Гархинг, Германия). Лазерные системы с $\lambda = 689$ нм и $\lambda = 698$ нм, применяющиеся для вторичного охлаждения и спектроскопии перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атомах стронция, разработаны и созданы в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН. Исследования интеркомбинационного перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ и часового перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атомах стронция проводились с использованием экспериментального оборудования ФГУП «ВНИИФТРИ». Исследования перехода между тонкими компонентами основного состояния атома тулия проводились с использованием лазерной системы с длиной волны излучения 1,14 мкм, стабилизированной по пику пропускания высокочастотного внешнего оптического резонатора Фабри-Перо в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН.

Цель работы. Целью работы являлось повышение точности определения абсолютных частот однофотонных атомных переходов в атоме водорода для уточнения значений постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона, а также разработка и исследование оптических реперов частоты на атомах стронция и тулия.

Для достижения этой цели в ходе работы решались следующие основные задачи:

1. Разработка метода компенсации эффекта Доплера первого порядка при спектроскопии перехода $2S-4P$ в криогенном пучке метастабильных атомов водорода и его реализация для снижения вклада эффекта Доплера первого порядка в погрешность определения частоты перехода $2S-4P$ до уровня 2 кГц.
2. Разработка теоретической модели эффекта квантовой интерференции при лазерной спектроскопии однофотонных переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ в атоме водорода и ее применение к экспериментальным данным для исключения эффекта квантовой интерференции до уровня менее 500 Гц.
3. Прецизионное измерение абсолютной частоты однофотонного перехода $2S-4P$ в криогенном пучке атомов водорода и исследование систематических эффектов: сдвига частоты за счет эффектов Доплера первого и второго порядка, эффекта Штарка, эффекта Зеемана, сдвига давлением, эффектов отдачи, модельных поправок. Получение уточненных значений постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона.
4. Создание экспериментальной установки для лазерного охлаждения и спектроскопии атомов ^{88}Sr и ^{87}Sr . Разработка метода симметризации магнитных полей в области магнито-оптической ловушки по наблюдению зеемановских подуровней в атомах стронция. Реализация вторичного охлаждения атомов Sr и перезахват атомов в оптическую решетку на магической длине волны 813 нм. Реализация магнито-индуцированной спектроскопии перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ (698 нм) в атомах ^{88}Sr в оптической решетке со спектральным разрешением лучше 200 Гц.

5. Спектроскопия однофотонного магнитодипольного часового перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия в оптической решетке со спектральным разрешением 10 Гц. Экспериментальное определение дифференциальной динамической поляризуемости уровней часового перехода в широком спектральном диапазоне (800–1060 нм). Изучение влияния излучения черного тела на частоту часового перехода.

Научная новизна работы.

Результаты, полученные в работе, являются новыми и оригинальными.

Разработан оригинальный метод компенсации эффекта Доплера первого порядка в экспериментах по спектроскопии однофотонных переходов на основе активного волноконного ретрорефлектора. Впервые экспериментально и теоретически исследовано явление квантовой интерференции в экспериментах по спектроскопии однофотонных переходов в атоме водорода. Показано, что эффект может приводить к существенному искажению наблюдаемого профиля линии и сдвигу частоты перехода. Уточнено значение постоянной Ридберга R_∞ и зарядового радиуса протона r_p с использованием абсолютного значения частоты перехода 2S–4P в атоме водорода, что явилось существенным вкладом в решение загадки “зарядового радиуса протона”.

Создана экспериментальная установка для проведения спектроскопии перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr и ^{87}Sr . Реализовано лазерное зеемановское замедление и доплеровское охлаждение изотопов ^{84}Sr , ^{86}Sr , ^{87}Sr и ^{88}Sr . Реализовано вторичное охлаждение и загрузка в оптическую решетку на магической длине волны 813 нм атомов ^{88}Sr . Предложен оригинальный метод настройки положения облака лазерно охлажденных атомов Sr по наблюдению расщепления уровня 3P_1 в магнитном поле ловушки при спектроскопии интеркомбинационного перехода $^1S_0 - ^3P_1$. Реализована магнитоиндуцированная спектроскопия перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr в присутствии магнитного поля величиной 2 мТл со спектральным разрешением 200 Гц.

Исследованы режимы лазерного охлаждения атомов Tm на узком переходе 530,7 нм. Продемонстрировано, что при малых значениях параметра насыщения реализуется чечевичный режим работы МОЛ с существенным влиянием силы тяжести на форму облака. Показано, что при высоком значении параметра насыщения помимо доплеровского охлаждения реализуется механизм субдоплеровского охлаждения, что формирует двухтемпературное распределение в облаке атомов. Впервые теоретически и экспериментально определена дифференциальная поляризуемость уровней часового магнитодипольного перехода на длине волны 1,14 мкм между тонкими компонентами основного состояния в атомах тулия. С использованием ультрастабильной лазерной системы 1,14 мкм реализована спектроскопия часового перехода в атомах Tm в оптической решетке на магической длине волны 813 нм со спектральным разрешением 10 Гц. Впервые определено, что чувствительность часового перехода в атоме Tm к излучению черного тела составляет $\Delta\nu^{BBR}/\nu = -2,3 \times 10^{-18}$, что в 2500 раз меньше, чем чувствительность часового перехода в атоме Sr.

Практическая значимость.

Результаты работы имеют непосредственное отношение к широкому кругу научных задач, имеющих как прикладное, так и фундаментальное значение. Уточнение значений постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона, относящихся к фундаментальным физическим константам, играет важную роль в повышении точности физических теорий и расчетов. Полученный в данной работе результат способствовал решению загадки “зарядового радиуса протона”, что впоследствии (в 2018 г.) привело к пересмотру рекомендованных группой CODATA значений постоянной Ридберга и зарядового ради-

уса протона. Разработанные методы спектроскопии (компенсация доплеровского сдвига, учет квантовой интерференции) позволяют уточнить абсолютные значения частот атомных переходов в различных экспериментах и методиках, что важно для решения широкого круга физических задач, в том числе прикладного характера.

Проведенные исследования спектрально узких переходов в лазерно охлажденных атомах стронция играют важную роль в разработке стандартов частоты. На основе полученных в работе результатов во ФГУП ВНИИФТРИ реализован оптический стандарт частоты на лазерно охлажденных атомах ^{87}Sr , который был встроен в государственный эталон времени и частоты ГЭТ1 и с 2016 г. участвует в формировании национальной шкалы времени UTC(SU).

Исследования магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия также имеют важное значение для разработки новых оптических реперов частоты, в том числе транспортируемых. Определены значения магических длин волн для часового перехода в атоме тулия, что открывает возможность создания перспективного транспортируемого оптического репера частоты с низкой чувствительностью к сдвигу за счет излучения черного тела. Это важно для задач релятивистской геодезии, развития сети наземных стандартов частоты для повышения точности геопозиционирования и глобальной спутниковой навигации.

Положения, выносимые на защиту.

1. За счет высокой фазовой идентичности антиколлинеарных лазерных пучков в разработанном активном волоконном ретрорефлекторе в условиях эксперимента по прецизионной спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода обеспечивается компенсация эффекта Доплера первого порядка до уровня 4×10^{-6} от полного коллинеарного значения, что соответствует вносимой погрешности 2,13 кГц.
2. При аппроксимации экспериментально полученных спектральных линий переходов $2S-4P_{1/2}$ и $2S-4P_{3/2}$ в атоме водорода в рамках предложенной теоретической модели на основе функции Фано-Фойгта с асимметричным дисперсионным членом обеспечивается компенсация сдвига центра линий за счет эффекта квантовой интерференции с остаточной погрешностью 0,20 кГц.
3. Новые значения постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона составляют $R_\infty = 10973731,568076(96) \text{ м}^{-1}$ и $r_p = 0,8335(95) \text{ фм}$, соответственно. Значения получены с использованием абсолютных значений частот переходов $2S-4P_{1/2}$ и $2S-4P_{3/2}$ в атоме водорода, измеренных методом прецизионной спектроскопии в криогенном пучке метастабильного атомарного водорода с учетом вкладов систематических эффектов. Относительная погрешность измерения частоты центроида перехода $2S-4P$ в атоме водорода сопоставима с погрешностью усредненной совокупности мировых данных, полученных из 12и предыдущих измерений частот переходов в атоме водорода. Полученные значения постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона согласуются в пределах погрешности с данными, полученными из спектроскопии мюонного водорода и подтверждаются новыми измерениями лэмбовского сдвига в атоме водорода, а также результатами спектроскопии перехода $1S-3S$ в атоме водорода, выполненными позднее другими экспериментальными группами.
4. Созданная экспериментальная установка для измерения частоты часового перехода в атоме стронция на длине волны 698 нм обеспечивает охлаждение атомов ^{88}Sr

до температуры $T = 2,5 \pm 1$ мк, их перезахват в оптическую решетку на магической длине волны 813 нм и возможность регистрации часового перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr со спектральной шириной (130 ± 17) Гц в присутствии магнитного поля 2 мТл.

5. Частота магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атоме тулия обладает наименьшей подтвержденной чувствительностью к излучению черного тела при 300 К, по сравнению с часовыми переходами в других исследованных атомах.

Апробация работы и публикации.

Результаты работы докладывались на семинарах российских и зарубежных институтов и университетов (ФИАН, ВНИИФТРИ, ИЛФ СО РАН, ИСАН, Российский Квантовый Центр, Институт квантовой оптики общества им. Макса Планка, Физико-технический федеральный институт Германии РТВ и др.), а также на всероссийских и международных конференциях (ICOLS, ICAP, ICONO/LAT, EFTF, IWQO, ICQT, MPLP, ФУХА, CLEO, Ла-Плаз, Симпозиум “Метрология времени и пространства”, UltrafastLight, GRANIT, Научная сессия НИЯУ МИФИ.). По теме диссертации опубликовано 22 научные работы в рецензируемых научных журналах, индексируемых базами данных Web of Science и Scopus, в том числе групп Science, Nature и Physical Review, а также 16 публикаций по материалам конференций. Ссылки на публикации приведены в заключительной части автореферата.

Достоверность. Достоверность полученных результатов подтверждается воспроизводимостью экспериментальных данных, согласованностью результатов экспериментов с результатами других экспериментов, проведенных позднее другими научными группами, а также с теоретическими предсказаниями и результатами моделирования.

Личный вклад автора. Все основные научные результаты, включенные в диссертацию, получены автором лично, либо под руководством и при непосредственном участии автора. Анализ и интерпретация полученных результатов, подготовка материалов к опубликованию производилась автором лично или в тесном сотрудничестве с соавторами.

Структура и объем работы.

Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы, включая основные публикации по материалам диссертации. Объем диссертации — 223 страницы.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ.

В **первой главе** диссертации приводится описание ультрастабильных лазерных систем, созданных и использовавшихся при выполнении данной работы. Вначале описываются конструктивные решения, использованные для создания внешних оптических резонаторов, по пику пропускания которых осуществлялась стабилизация частоты лазеров. Предельная стабильность частоты лазера в этом случае определяется стабильностью частоты собственных мод резонатора, которая, в свою очередь, определяется стабильностью расстояния между зеркалами, формирующими резонатор. Форма тела резонатора, материал, из которого изготовлены зеркала и тело резонатора, конфигурация подвеса и вакуумной камеры выбраны таким образом, чтобы минимизировать влияние температурных флуктуаций и различного рода вибраций, приводящих к изменению

Атом, переход, длина волны	T_c резонатора 1	T_c резонатора 2
$Sr, ({}^1S_0 \rightarrow {}^3P_1)$, 689 нм [30]	12 °C (ЛС1)	27 °C (ЛС2)
$Sr, ({}^1S_0 \rightarrow {}^3P_0)$, 698 нм [31]	30 °C (ЛС3)	31 °C (ЛС4)
$H, (2S - 4P)$, 972 нм (2 ^{ая} гармоника) [28]	7 °C (LS1)	12,5 °C (LS2)
Tm , 1140 нм [29]	20 °C (T_m)	-

Таблица 1: Температуры точек нулевого теплового расширения T_c резонаторов ULE созданных в работе.

оптического пути. Резонатор помещается в вакуумную камеру при температуре “нулевой” точки теплового расширения стекла ULE, из которого выполнено тело и подложки зеркал резонатора. Область свободной дисперсии резонаторов составляла 1,92 ГГц. Стабилизация частоты лазера осуществлялась методом Паунда-Древера-Холла [25]. В качестве примера в тексте диссертации приводятся схемы стабилизации частоты лазера возбуждения интеркомбинационного перехода ${}^1S_0 - {}^3P_1$ в атомах стронция.

Всего в работе использовалось семь лазерных систем практически идентичной конфигурации. Лазерные системы, использовавшиеся в экспериментах по спектроскопии перехода 2S—4P в атоме водорода, были созданы ранее в Институте квантовой оптики общества Макса Планка [26]. В их основе лежали специально разработанные полупроводниковые лазеры с длиной волны излучения 972 нм, рупорным усилителем и системой удвоения (учетверения) частоты. Одна их лазерных систем использовалась для подготовки атомов водорода в метастабильном состоянии 2S, а вторая — для спектроскопии перехода 2S—4P.

В диссертационной работе было создано и исследовано две идентичных между собой лазерных системы с длиной волны излучения 689 нм для спектроскопии интеркомбинационного перехода ${}^1S_0 - {}^3P_1$ и реализации вторичного охлаждения в атомах стронция. Еще две идентичных лазерных системы с длиной волны излучения 698 нм были созданы и исследованы автором для спектроскопии часового перехода ${}^1S_0 - {}^3P_0$.

Наконец, для спектроскопии магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в Tm также была создана ультрастабильная лазерная система. Резкость резонаторов определялась методом “ring-down” по времени жизни фотонов в резонаторе [27]. Температура нулевой точки теплового расширения определялась по измерению частоты сигнала биений между двумя эквивалентными системами (лазерные системы для экспериментов с водородом и стронцием) или по дрейфу частоты моды резонатора относительно атомного резонанса (лазерная система возбуждения часового перехода в тулии) (таблица 1).

Приводятся результаты исследования спектральных характеристик (спектральной ширины линии излучения и относительной нестабильности частоты) используемых в работе стабилизированных лазерных систем. Наиболее информативным методом получения информации о спектральных свойствах лазерной системы является метод сличения ее с лазерной системой, обладающей сходными или лучшими характеристиками. Этот метод использовался для исследования спектральных характеристик лазерных систем спектроскопии переходов в атомах стронция и водорода. Спектр и девиация Аллана сигнала биений между лазерными системами возбуждения часового перехода ${}^1S_0 - {}^3P_0$ в атомах Sr (созданы в ФИАН) показаны на рисунке 1. В предположении равных вкладов двух лазерных систем, можно сделать вывод, что спектральная ширина линии излучения лазеров составляет около 1 Гц. Относительная нестабильность частоты сигнала биений составляет менее 3×10^{-15} на временах усреднения от 1 с до 100 с,

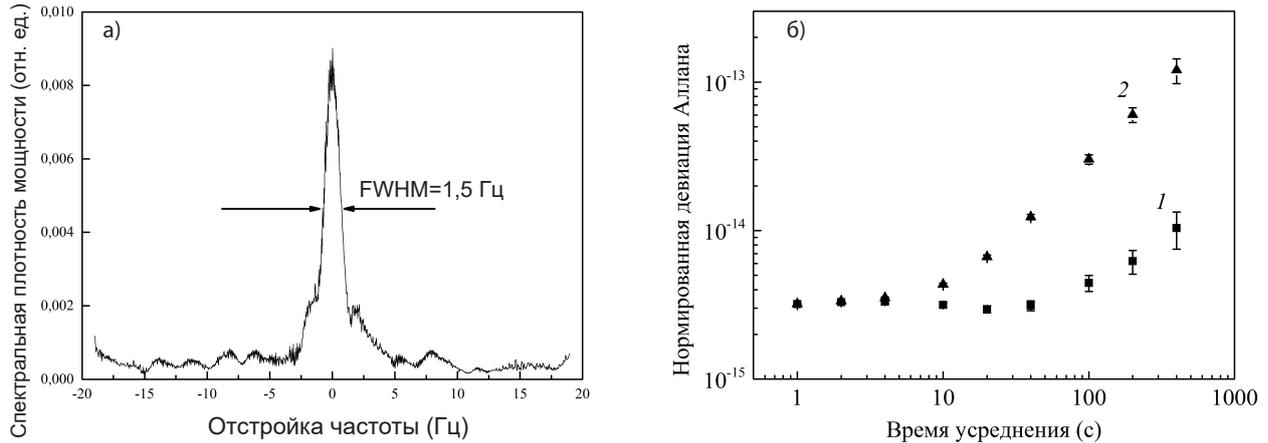


Рис. 1: а) - Спектр сигнала биения созданных в рамках диссертационной работы лазерных систем возбуждения часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах Sr ЛС3/ЛС4, стабилизированных по резонаторам ULE3 и ULE4 (усреднено 7 спектров, зарегистрированных с разрешением 1Гц в течение 1,8 с. б) – Нормированная девиация Аллана сигнала биения двух лазеров возбуждения часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах Sr, стабилизированных по резонаторам ULE3 и ULE4 с вычетом (1) и без вычета (2) линейного дрейфа частоты резонатора.

что близко к уровню тепловых шумов ($1,5 \times 10^{-15}$).

Для спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода использовались лазерные системы LS1 и LS2, разработанные и созданные ранее в лаборатории спектроскопии водорода MPQ [28]. Отличительной особенностью конструкции лазера с внешним резонатором в системе Литтрова, использовавшихся в обеих системах, является резонатор длиной 24 см и встроенный электрооптический модулятор для контроля частоты лазера. Большая длина резонатора обеспечивает низкий уровень фазовых шумов за счет уменьшения предела Шавлова-Таунса, однако приводит к уменьшению области свободной перестройки частоты лазера до 500 МГц.

В случае полупроводниковых лазеров уровень фазовых шумов велик, и при активной стабилизации частоты по внешнему резонатору несущая частота оказывается на пьедестале остаточных фазовых шумов со спектральной шириной порядка 1 МГц. Необходимо принимать во внимание возможную асимметрию пьедестала, которая может привести к систематической ошибке при определении абсолютной частоты возбуждаемого перехода. В рамках диссертационной работы было проведено исследование симметрии пьедестала фазовых шумов, оценка вносимой асимметрией пьедестала ошибки и определение части мощности, заключенной в несущей при получении четвертой гармоники излучения лазера 972 нм. Асимметрия пьедестала фазовых шумов сигнала биений на длине волны 243 нм составила около 2%, что соответствует максимальной ошибке определения абсолютной частоты перехода $2S-4P$ менее 100 Гц [7].

Поскольку для спектроскопии перехода 1,14 мкм в атоме Tm в работе была создана только одна лазерная система с длиной волны излучения 1140 нм, определение спектральной ширины ее линии излучения осуществлялось по непосредственному возбуждению спектрально узкого магнитодипольного перехода в атомах тулия. Регистрация линий перехода шириной 10 Гц позволила наложить соответствующее ограничение на спектральную ширину линии излучения лазерной системы ЛС_{Tm}.

Во второй главе диссертации обосновывается научная задача, для решения которой был предложен эксперимент по спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода с использованием холодного потока метастабильных $2S$ атомов водорода в сверхтон-

ком состоянии $F=0$, представлена экспериментальная установка для проведения эксперимента, описан метод компенсации эффекта Доплера первого порядка при помощи активного волоконного ретрорефлектора, приведены результаты исследования его характеристик, а также оценка остаточного эффекта Доплера.

Целью эксперимента было определение абсолютной частоты перехода $2S-4P$ в атоме водорода с погрешностью 2-3 кГц. В комбинации с наиболее точным результатом измерения частоты двухфотонного перехода $1S-2S$ $\nu_{1S-2S} = 2466061413187035(10)$ Гц (относительная погрешность которого составляет $1,4 \times 10^{-15}$), выполненного ранее на той же экспериментальной установке [32], эксперимент $2S-4P$ позволял определить на новом уровне точности постоянную Ридберга R_∞ и зарядовый радиус протона r_p . Измерение внесло существенный вклад в решение “загадки радиуса протона”, которая возникла в результате расхождения результатов определения зарядового радиуса протона из экспериментов с электронными и мюонными системами [9].

Новый эксперимент базировался на установке для двухфотонной спектроскопии перехода $1S-2S$. Оптическое двухфотонное возбуждение обеспечивало стабильный источник криогенного пучка атомов водорода в состоянии $2S$ ($F=0$). Описывается принцип работы водородного спектрометра с временным разрешением для регистрации разных скоростных групп и детектором фотоэлектронов, выбиваемых из стенок при распаде состояния $4P$ (рис. 2) [33].

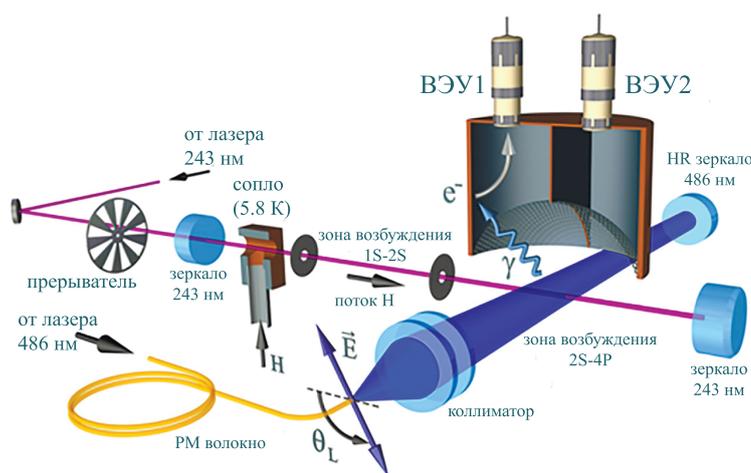


Рис. 2: 3D модель экспериментальной установки. Переход $2S-4P$ возбуждается ультрастабильным лазером LS2 с длиной волны излучения 486 нм. Лайман- γ фотоны (γ), испускаемые при распаде состояния $4P$, регистрируются по вторичным фотоэлектронам (e^-) с помощью электронных умножителей ВЭУ1 и ВЭУ2 во время темных окон обтюлятора. Детекторы разделены между собой вертикальной стенкой вдоль распространения излучения на длине волны 486 нм. Область взаимодействия атомов с возбуждающим светом экранирована от внешних электрических (заземленная сетка в форме полусферы) и магнитных полей (магнитная экранировка, не показана на рисунке).

Далее описывается метод управления лазером возбуждения перехода $2S-4P$ LS2 для исследования эффекта квантового интерференции. Сканирование частоты лазера осуществлялось при помощи акусто-оптического модулятора (АОМ). Для переключения между двумя линейными поляризациями оптический путь разветвлялся при помощи оптических волокон и совмещался перед заведением в вакуумную камеру. Частота излучения лазера LS2 измерялась при помощи фемтосекундного синтезатора оптических частот.

Во второй части главы рассматривается эффект Доплера первого порядка при спектроскопии однофотонных переходов. Описывается принцип работы системы подавления эффекта Доплера на основе активного волоконного ретрорефлектора (AFR) (рис. 3). Излучение лазера LS2 заводится в одномодовое волокно с сохранением поляризации и коллимируется при помощи объектива с низкими aberrациями и фокусным расстоянием $f=27$ мм. Положение объектива выбрано таким образом, чтобы перетяжка гауссова пучка оказалась на поверхности плоского зеркала, отражающего свет обратно в волокно ($R=99,995\%$). Волокно играет роль малой апертуры. Малейшее угловое отклонение обратно распространяющегося пучка приводит к падению эффективности обратного заведения света в волокно, что регистрируется фотодетектором. Угол наклона зеркала модулируется, что позволяет отслеживать отклонения обратного пучка при помощи синхронного детектора и корректировать их при помощи сигнала ошибки. Приводится оценка влияния смещения коллиматора из оптимального положения, которая проводилась методом численного моделирования с решением оптических уравнений Блоха.

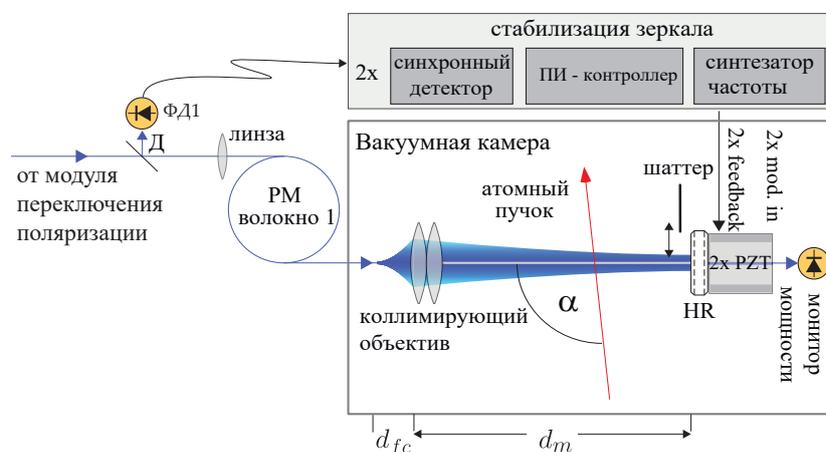


Рис. 3: Схема активного волоконного ретрорефлектора. Свет, выходящий из волокна 1, коллимируется таким образом, чтобы перетяжка пучка ($w_r = 2,1$ мм) находилась на плоском зеркале HR, расположенном на расстоянии $d_m = 260$ мм. В случае идеального гауссова пучка волновой фронт отраженного пучка будет точно воспроизводить исходный. PZT — пьезоэлектрический элемент, ПД — поляризационный делитель, Д — делитель пучка, ФД — фотодетектор.

Приводится оценка остаточного эффекта Доплера первого порядка в предположении малой скорости рассеяния атомами, происходящего из возможного дисбаланса интенсивностей прямого и обратного пучков возбуждения перехода $2S-4P$. Далее описываются результаты характеристики волновых фронтов полей ретрорефлектора и измерения мощности заводимого обратно в волокно излучения. Сферические aberrации коллиматора определялись отдельно при помощи слегка разъюстированного интерферометра Майкельсона. Эффективность обратного заведения излучения в волокно определялась как интеграл перекрытия возвращающегося пучка и моды волокна и была оценена в 99%. Далее описывается метод активной стабилизации ретрорефлектора и приводятся характеристики петли обратной связи.

После оценки возможностей активного ретрорефлектора приводятся результаты прямых измерений остаточного эффекта Доплера при спектроскопии перехода $2S-4P$. Эксперименты проводились на холодном пучке атомарного водорода в $2S$ метастабильном состоянии. Атомарный водород, вылетающий из сопла при температуре 5,8 К, воз-

буждался в состояние 2S через поглощение двух фотонов 243 нм в коллинеарном оптическом резонаторе, что позволяет сохранить низкую тепловую скорость атомов (рис. 2). Распределение по скоростям атомов водорода в состоянии 2S задается произведением максвелловского распределения по скоростям атомов в основном состоянии и вероятности возбуждения перехода 1S—2S. Учитывая то, что атомный пучок также проходит через две диафрагмы диаметром 1,9 мм (передняя) и 2 мм (задняя), расположенных на расстоянии 109 мм, результирующий разброс поперечных скоростей оказывается менее 4 м/с (FWHM).

Возбуждение однофотонного перехода 2S—4P происходило перпендикулярным к траектории распространения атомов лазерным пучком в конфигурации стоячей волны на длине волны 486 нм. Спектральная ширина линии лазера составляла менее 1 Гц и мала по сравнению с естественной шириной линии перехода 2S—4P, составляющей 12,9 МГц. Экспериментально наблюдаемая ширина линии составляла около 20 МГц, что в 1,5 раз больше естественной. Это связано с расхождением атомного пучка (доплеровское уширение) и уширением мощностью.

Проводилось сравнение результатов при подавлении эффекта Доплера и без него. Для этого в эксперименте последовательно регистрировались линии при возбуждении перехода 2S—4P при активной системе AFR и когда обратный пучок перекрыт. Для наложения ограничения на остаточный эффект Доплера было зарегистрировано около 500 пар спектров. Средние значения полученных центров линий как функция средней скорости атомов, участвующих в сигналах с соответствующей задержкой показаны на рисунке 4а. Точность определения наблюдаемых наклонов ζ ограничена статистикой, при этом наклон аппроксимирующей прямой линии в случае активного AFR сравним с нулем.

Также остаточный доплеровский сдвиг был измерен непосредственно в процессе серии экспериментов по спектроскопии перехода 2S—4P, которая продолжалась 15 дней. Было получено 48 000 индивидуальных резонансов перехода 2S—4P с активной системой AFR (черные точки на рис.4а). На рисунке 4б показаны усредненные значения наклона линейной аппроксимирующей функции ζ_j для каждого дня измерений. Результат полного усреднения данных составил 3 ± 8 Гц/(м/с), что сравнимо с нулем и включает все возможные несовершенства используемой системы AFR. Соответствующее значение сдвига за счет эффекта Доплера первого порядка составляет $\Delta v_D = 0,8(2,2)$ кГц для самого быстрого класса скоростей ($\langle v \rangle \approx 270$ м/с) и $\Delta v_D = 0,20(56)$ кГц для самого медленного ($\langle v \rangle \approx 70$ м/с).

В конце второй главы приводится анализ возмущения линии 2S—4P за счет когерентного взаимодействия атомов с лазерными лучами, формирующих стоячую волну. Поглощение и вынужденное испускание фотонов в стоячей волне, а также изменение импульса атомов может в некоторых ситуациях приводить к возмущению формы линии перехода. Так, в случае спектроскопии перехода $2S_1 \rightarrow 3P_{0,1,2}$ в атомах гелия [35] этот механизм являлся лидирующим систематическим эффектом. В случае спектроскопии 2S—4P перехода в атомах водорода ситуация отличается, поскольку не выполняется ограничение на локализацию атомов. Предложена модель, в которой система описывалась в квантовом режиме, что позволило наложить ограничение сверху на сдвиг линии за счет этого эффекта в 100 Гц.

Третья глава диссертации посвящена исследованию эффекта квантовой интерференции в эксперименте по прецизионной спектроскопии перехода 2S—4P в атоме водорода. Эффект квантовой интерференции, впервые описанный Ф. Лоу в 1952 г. при анализе естественной формы линии для определения Лэмбовского сдвига [36], может

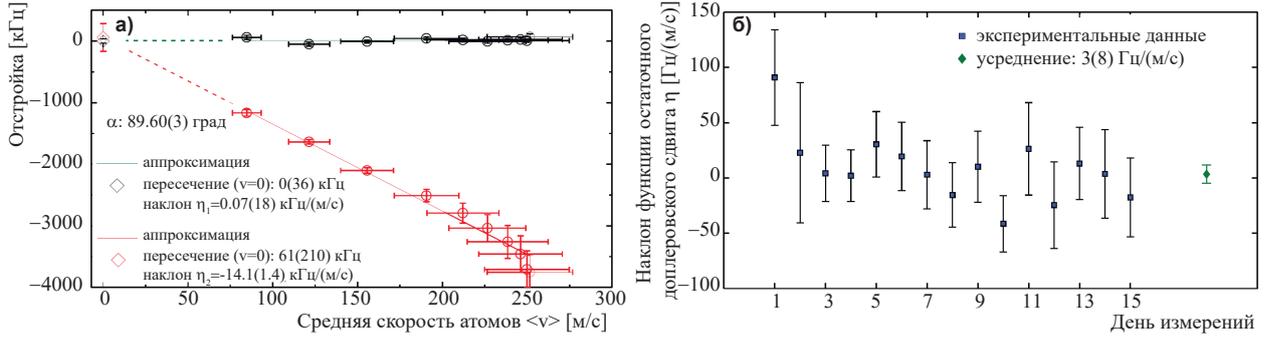


Рис. 4: а) Отстройка частоты перехода для различных средних скоростей атомов при активном и неактивном AFR. Угол между атомным пучком и лазерными лучами составлял $\alpha = 89,60^\circ \pm 0,03^\circ$. Красные круги: без компенсации эффекта Доплера (без AFR). Черные круги: с компенсацией эффекта Доплера (с AFR). б) Характеризация остаточного некомпенсированного доплеровского сдвига. Угол между атомным пучком и распространяющимися навстречу друг другу лазерными лучами системы AFR составляет $\alpha = 90^\circ \pm 0,08^\circ$. Синие точки: средние значения наклона линейной функции, определяющей некомпенсированный доплеровский сдвиг за один день измерений при активном AFR.

приводить к существенному возмущению наблюдаемого профиля линии в экспериментах по прецизионной спектроскопии. В начале главы приводится описание эффекта в рамках классического подхода. Рассматривается два классических диполя D_0 и D_1 , совершающих вынужденные колебания на частоте ω_0 и моделируется процесс “затягивания” основного резонанса за счет наличия второго резонанса на частоте $\omega_0 + \Delta$. Наблюдаемый спектр в данной модели состоит из двух лоренцевских членов и перекрестного нелоренцевского члена:

$$|\vec{D}(\omega_L)|^2 \propto \frac{D_0^2}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} + \frac{D_1^2}{(\omega_L - \omega_0 - \Delta)^2 + (\Gamma/2)^2} + 2\vec{D}_0 \cdot \vec{D}_1 \frac{(\omega_L - \omega_0)(\omega_L - \omega_0 - \Delta) + (\Gamma/2)^2}{((\omega_L - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2)((\omega_L - \omega_0 - \Delta)^2 + (\Gamma/2)^2)}, \quad (1)$$

где ω_L – частота лазерного излучения, Γ – спектральная ширина линии перехода.

Применяя ряд упрощений для случая большой отстройки возмущающего резонанса, можно записать итоговый спектр как основной резонанс с поправками к его форме:

$$|D(\omega_L)|^2 \propto \frac{a_1}{(\omega_L - \omega_0) + (\Gamma/2)^2} + a_2(\omega_L - \omega_0) + a_3 + a_4 \frac{(\omega_L - \omega_0)}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2)$$

$$a_1 \approx D_0^2 + 2\vec{D}_0 \vec{D}_1 \frac{\Gamma^2}{4\Delta^2},$$

$$a_2 \approx \frac{2D_1^2}{\Delta^3},$$

$$a_3 \approx \frac{D_1^2}{\Delta^2},$$

$$a_4 \approx -2\frac{\vec{D}_0 \vec{D}_1}{\Delta}. \quad (3)$$

Некогерентное затягивание линии связано с тем, что основной резонанс оказывается на крыле лоренцевской линии расположенного рядом возмущающего резонанса. Перекрестный член возникает в результате интерференции испускаемого при распаде

обоих возбужденных состояний излучения и поэтому называется когерентным затягиванием линии. И когерентный, и некогерентный члены приводят к систематической ошибке определения центра линии основного резонанса. В случае, когда в форме линии не учтен когерентный член, связанный с эффектом квантовой интерференции, затягивание линии велико даже при большой отстройке соседнего возмущающего резонанса.

Классическая модель не является полной и в случае отличия начального и конечного состояний дает неправильный результат. Рассмотрена модель, основанная на теории возмущений, в которой рассматривается процесс рассеяния атомом классической электромагнитной волны ω_L , при котором он переходит из начального состояния $|i\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle$ через возбужденное состояние $|e\rangle$.

В рамках теории возмущений эффект квантовой интерференции описывается весьма схожим с классическим образом. Когерентное сложение путей из начального состояния в конечное через все возможные возбужденные состояния представляет собой отдельные резонансы и перекрестные члены. Записываются матричные элементы переходов, анализируется испускаемый спектр и его диаграмма направленности. Квантовые пути, заканчивающиеся в различных состояниях не интерферируют и их интенсивности складываются некогерентным образом. Рассматривается случай точечного поляризационно нечувствительного детектора. Далее рассматривается случай детектора конечных размеров. В случае полного телесного угла $\Omega_d = 4\pi$ квантовая интерференция наблюдаться не будет.

В настоящей работе холодный пучок атомов водорода в метастабильном состоянии $2S$ формируется при возбуждении двухфотонного перехода $1S-2S$ лазером с длиной волны излучения 243 нм. Лазерное возбуждение является селективным и позволяет подготовить атомы исключительно в состоянии с $F=0$. После возбуждения перехода $2S-4P$ лазером с длиной волны излучения 486 нм, состояние $4P$ распадается в основное состояние $1S$ (конечное состояние). При спектроскопии происходит регистрация флюоресценции при распаде состояния $4P$ в состояние $1S$.

В эксперименте проводилась спектроскопия двух переходов, являющихся друг для друга возмущающими: $2S \rightarrow 4P_{1/2}$ и $2S \rightarrow 4P_{3/2}$. Соотношение сил осцилляторов переходов составляет 1 : 2. Спектральное расстояние между переходами $\Delta = 2\pi \times 1367$ МГц (106Г), их ширина линии одинакова и составляет $\Gamma = 12.9$ МГц. Согласно классической модели квантовой интерференции, затягивание линии без учета эффекта и при использовании точечного детектора может достигать $\Gamma^2/\sqrt{2}\Delta \sim 2\pi \times 120$ кГц. Важно отметить, что для двух соседних резонансов сдвиг всегда будет происходить в противоположную сторону и для переходов $2S \rightarrow 4P_{1/2}$ и $2S \rightarrow 4P_{3/2}$ эффект будет иметь противоположный знак. Таким образом, если комбинировать измерения для двух переходов с правильными весами, эффект можно существенным образом подавить или даже полностью компенсировать (рис. 5).

В рамках теории возмущений была получена полная форма линии для линейно поляризованного возбуждающего переход $2S - 4P_{1/2}$ излучения и проведена аппроксимация данной линии функцией Лоренца. При детальном рассмотрении оказывается, что разность двух кривых не сравнима с нулем и асимметрична, что указывает на существенное затягивание линий.

В работе проведено моделирование для случая детектора, использовавшегося в эксперименте. При увеличении телесного угла детектирования сдвиги за счет квантовой интерференции уменьшаются.

Для учета доплеровского уширения линии необходимо произвести свертку функции, учитывающей квантовую интерференцию с функцией Гаусса с шириной на полувысоте

Γ_G . При этом полагалось, что атомы распределены в пространстве некоторым произвольным образом, так что их вклады в испускаемое поле не имеют заданных фазовых отношений. Иначе говоря, различные доплеровские компоненты не интерferируют. Согласно [38], хорошим приближением в этом случае является замена естественной ширины линии Γ на ширину наблюдаемой линии. В результате получается форма линии, которую далее мы будем называть профилем Фано-Фойгта. Именно эта форма линии использовалась для анализа экспериментальных данных. Использование моделирования формы линии открывает эффективный способ компенсации сдвига за счет квантовой интерференции, заключающийся в том, что использоваться должны усредненные значения для затягивания линий $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, которые, однако, берутся с весами, определяемыми силой осцилляторов a_1 (рисунок 5). При этом важно, что для линии $2S - 4P_{3/2}$ сила осциллятора зависит от направления наблюдения.

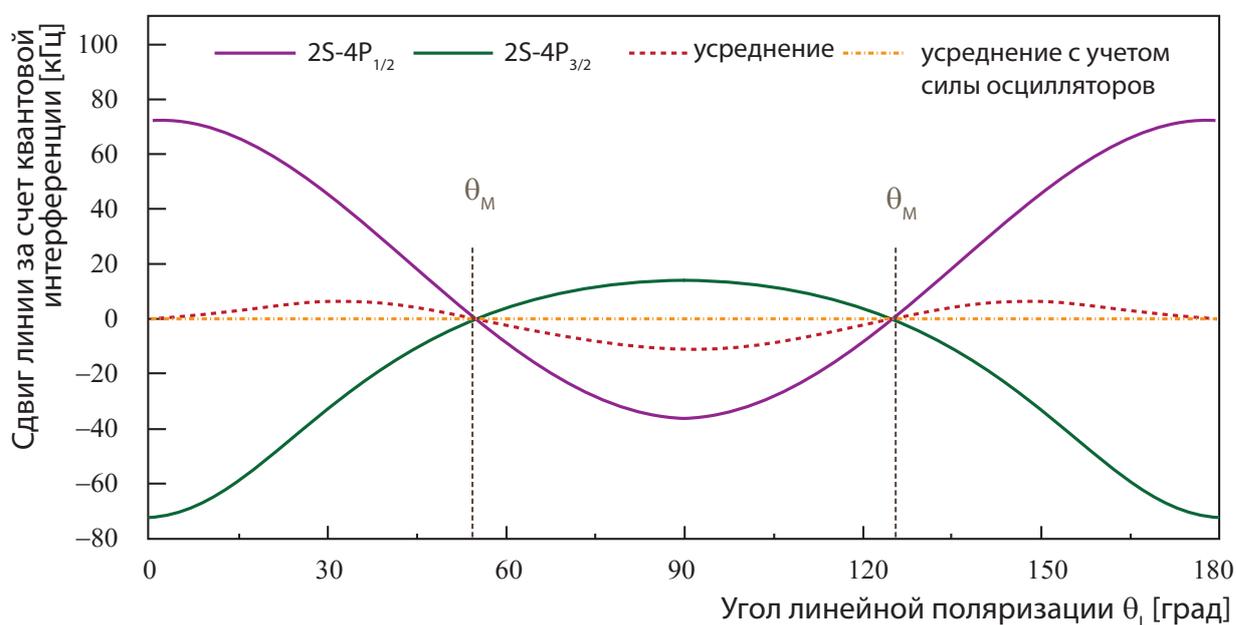


Рис. 5: Сдвиг линий за счет эффекта квантовой интерференции для переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ (моделирование). Сдвиги не исчезают при простом усреднении частот переходов (красная пунктирная линия). Для перехода $2S - 4P_{3/2}$ излучение при распаде возбужденного состояния испускается анизотропно и зависимость сдвига от угла поляризации не аппроксимируется синусоидальной функцией. Тем не менее, при использовании взвешенного усреднения сдвиги компенсируются для любых значений угла поляризации относительно оси детектора θ_L .

В работе исследовались все схемы компенсации сдвига за счет квантовой интерференции — моделирование, максимально большой телесный угол регистрации и усреднение с соответствующими весами при вычислении центра тонкой структуры.

При проведении спектроскопии переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ отчетливо наблюдалось затягивание линий за счет эффекта квантовой интерференции. Это стало возможным после подавления других систематических эффектов, в частности эффекта Доплера. На рисунке 6 показано, как эффект квантовой интерференции сдвигает линии переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$. Данные получены для различных углов линейной поляризации лазерного излучения θ_L , что означает различные ориентации наведенного атомного диполя по отношению к оси детектора. Набор данных состоит из 22 928 и 25 064 индивидуальных резонансов переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, соответственно, и

различного количества резонансов на каждое значение θ_L .

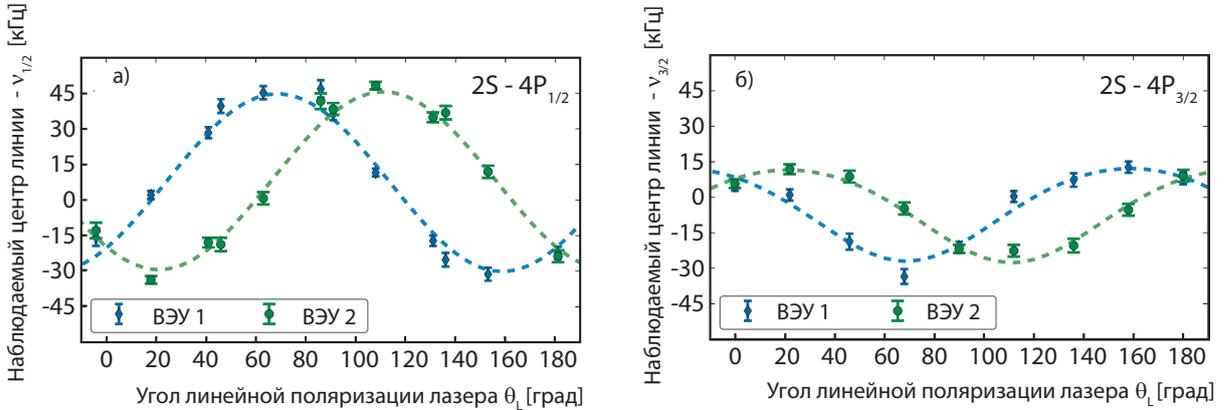


Рис. 6: Сдвиг линий, вызванный эффектом квантовой интерференции (эксперимент). Центры линий $2S - 4P_{1/2}$ (а) и $2S - 4P_{3/2}$ (б) определены при аппроксимации симметричным фойгтовским профилем и показывают зависимость от угла линейной поляризации лазерного излучения θ_L . Амплитуда наблюдаемой зависимости достигает 40 кГц. Синие и зеленые точки обозначают данные, полученные детекторами ВЭУ 1 и ВЭУ 2, соответственно. Показана только статистическая ошибка. Пунктирные линии показывают результат численного моделирования, проведенного для данных экспериментальных условий.

Регистрация флюоресценции при распаде уровня $4P$ происходит только в моменты времени, когда обтюратор перекрывал излучение лазера 243 нм. Атомы в метастабильном состоянии $2S$ переходили из зоны возбуждения перехода $1S-2S$ в зону возбуждения $2S-4P$ (рисунок 2). При мощности возбуждающего лазерного излучения около 15 мкВт (6 мкВт), в среднем около 30% общего числа атомов в метастабильном состоянии $2S$ возбуждались в состояние $4P_{1/2}$ ($4P_{3/2}$). Флюоресценция распада состояния $4P$ регистрировалась специально разработанным для наблюдения сдвига за счет квантовой интерференции детектором с большим телесным углом наблюдения. Детектор разделен на две части вдоль оси распространения лазерного излучения. В такой конфигурации вторичные электронные умножители, расположенные наверху детектора регистрируют испускание фотонов из точки возбуждения перехода, но покрывают разные части телесного угла эмиссии, что обеспечивает высокую чувствительность к эффекту квантовой интерференции, уменьшает шумы и позволяет охарактеризовать степень схожести детекторов.

При использовании фойгтовского профиля (без учета когерентного асимметричного члена) в качестве аппроксимирующей функции, наблюдается зависимость наблюдаемой частоты резонанса от угла поляризации θ_L для обоих переходов и детекторов. Экспериментально наблюдаемая зависимость хорошо совпадает с модельными данными, что свидетельствует о том, что геометрия детекторов была правильным образом принята во внимание. Это прямое наблюдение эффекта квантовой интерференции для случая хорошо разрешенных резонансов, расположенных на большом расстоянии ($\Delta/\Gamma > 100$).

Аппроксимация данных профилем Фано-Фойгта, полученным в результате свертки фойгтовского профиля с асимметричным параметром $\eta \neq 0$ с функцией Гаусса, приводит к исчезновению зависимости наблюдаемого центра линий от угла поляризации лазера θ_L (рисунок 7). Зависимость от геометрии включена в асимметричный параметр аппроксимирующей функции, которая выражается через действительную и мнимую

части функции Фаддеевой (комплексная функция ошибки w_z) :

$$|D(\omega_L)|^2 \propto A(\operatorname{Re}[w(z)] + 2\eta\operatorname{Im}[w(z)]),$$

$$z = 2\sqrt{\ln 2} \left(\frac{\omega_0 - \omega_L}{\Gamma_g} + i\frac{\Gamma}{2\Gamma_G} \right). \quad (4)$$

Остаточные амплитуды (A_{res} , обозначены на рисунке 7 пунктирными линиями), обозначающие возможный остаточный сдвиг за счет квантовой интерференции, согласуются с нулем в пределах ошибки, за исключением данных, полученных на детекторе ВЭУ 1 для перехода $2S - 4P_{1/2}$. Усреднение по всем θ_L и обоим детекторам для определения частот переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, остаточные сдвиги незначительны и составляют 0,3(3) кГц и 0,0(3) кГц, соответственно.

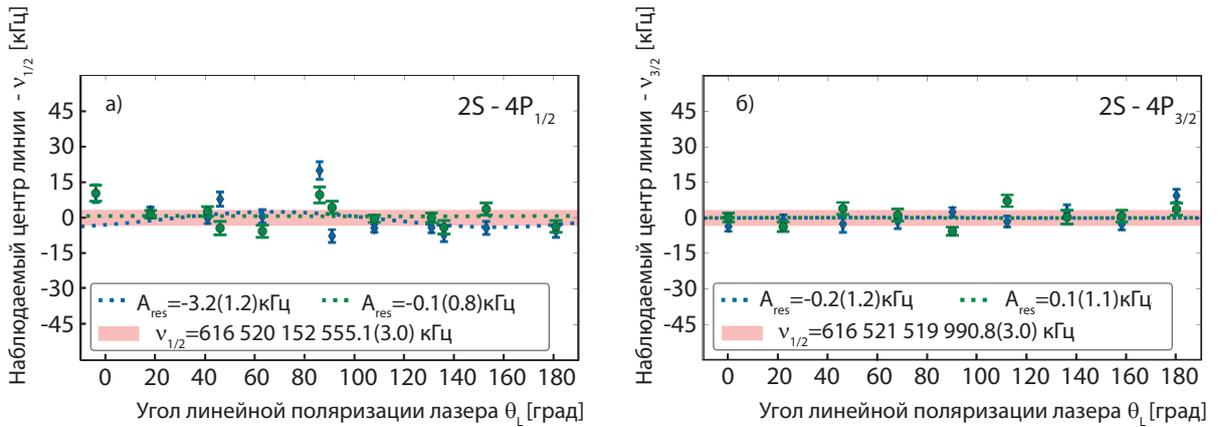


Рис. 7: Остаточный сдвиг линий $2S - 4P_{1/2}$ (а) и $2S - 4P_{3/2}$ (б) после компенсации эффекта квантовой интерференции при аппроксимации экспериментальных данных профилем Фано-Фойгта. Наблюдаемая при аппроксимации данных симметричным фойгтовским профилем зависимость от θ_L исчезла. Розовая область обозначает взвешенное среднее для двух детекторов с учетом полной систематической погрешности, включая доминирующий вклад в погрешность доплеровского сдвига. Пунктирная линия обозначает оценку возможных остаточных сдвигов с амплитудой A_{res} .

Погрешность, связанная с остаточными сдвигами за счет квантовой интерференции, составила 0,33 кГц and 0,26 кГц для частот переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, соответственно. Поскольку предполагается, что эти погрешности ограничены статистикой, они не коррелированы ($r = 0$), результирующая погрешность составляет 0,20 кГц для центра $2S - 4P$.

Глава 4 диссертации посвящена определению постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона из спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода. В начале приводится подробное описание условий получения данных при спектроскопии перехода $2S-4P$, что необходимо для учета систематических эффектов. Далее описывается методика анализа данных.

Каждый индивидуальный резонанс регистрировался как N пар значений частоты возбуждающего лазера и числа зарегистрированных фотонов флюоресценции и аппроксимировался профилем Фано-Фойгта с шестью параметрами (центр линии $\nu_0 = \omega_0/2\pi$, амплитуда A , уровень фона y_0 , ширина профиля Лоренца Γ , ширина гауссова профиля Γ_G и асимметричный параметр η (4). Полагалось, что погрешность $\sigma_{y,i}$ регистрации числа фотонов флюоресценции y_i главным образом определялась дробовым шумом,

т.е. $\sigma_{y,i} \approx \sqrt{y_i}$ (поскольку $y_i \gg 1$), можно аппроксимировать пуассоновское распределение нормальным). Оптимальные значения параметров определялись путем минимизации χ^2 , с погрешностью, соответствующей возрастанию χ^2 в окрестности оптимального значения параметра.

Поскольку форма линии Фано-Фойгта численно нестабильна при аппроксимации резонансов, для которых гауссово уширение незначительно ($\Gamma_G < 0,1$ МГц), в таких случаях для аппроксимации использовалась функция Фано-Лоренца, в которой не учитывается гауссово уширение.

Частоты переходов вычислялись как взвешенное среднее центров линий для всех значений угла поляризации θ_L , временных задержек и обоих детекторов, с использованием погрешности центра линии как веса. Статистическая погрешность дана в соответствии с погрешностью взвешенного среднего. Значение χ_{red}^2 этого взвешенного среднего составило 1,16 для обоих $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ переходов.

После компенсации лидирующего систематического эффекта (эффекта Доплера первого порядка), и компенсации эффекта квантовой интерференции за счет использования полной формы линии, мы определили частоты невозмущенных переходов $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1} \nu_{1/2}$ и $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{3/2}^{F=1} \nu_{3/2}$:

$$\begin{aligned}\nu_{1/2} &= 616520152555, 1(3, 0) \text{ кГц} \\ \nu_{3/2} &= 616521519990, 8(3, 0) \text{ кГц.}\end{aligned}\tag{5}$$

Указанная погрешность включает статистическую и систематическую погрешности, основной вклад вносит эффект Доплера первого порядка. Полученный результат оказался в 4,9 и 3,3 раза более точным, чем лучшие предыдущие значения частот переходов $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1}$ и $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{3/2}^{F=1}$ [39]. В значения, приведенные в (5), была внесена поправка на эффект отдачи, составляющий 837,23 кГц.

Для получения значения тонкого расщепления $\Delta\nu_{FS}^{exp}(4P)$ между уровнями $4P_{1/2}^{F=1}$ и $4P_{3/2}^{F=1}$, вычислялась разница частот $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$:

$$\Delta\nu_{FS}^{exp}(4P) = 1367435, 7(4, 3) \text{ кГц.}\tag{6}$$

Расщепление тонкой структуры слабо зависит от поправок, связанных с конечными размерами ядра, и поэтому может быть рассчитано точно $\Delta\nu_{FS}^{theo}(4P) = 1367433, 3(3)$ кГц [40]. Разница между нашим экспериментально полученным результатом и теоретическим значением составляет 2,4(4,3) кГц, что является очень хорошим совпадением. Кроме того, данное экспериментальное значение является наиболее точным определением тонкого расщепления в атоме водорода уровня 4P.

Важным является то обстоятельство, что поскольку любые сдвиги, вызванные эффектом квантовой интерференции имеют противоположный знак для участвующих в процессе резонансов, сравнение теоретического и экспериментального значений тонкого расщепления $\Delta\nu_{FS}^{theo}(4P)$ и $\Delta\nu_{FS}^{exp}(4P)$ обеспечивает возможность с высокой чувствительностью измерить остаточные сдвиги за счет квантовой интерференции, а также является независимым тестом внутренней согласованности проводимого анализа данных.

Значение частоты перехода $2S-4P$ без учета тонкой структуры (частоты центроида), полученное из (5) составляет:

$$\nu_{2S-4P} = 616520931626, 8(2, 3) \text{ кГц.}\tag{7}$$

Для этого значения модельные поправки и остаточные сдвиги за счет эффекта квантовой интерференции уменьшаются до малых 0,1(1) и 0,2 кГц, соответственно. Итоговая

погрешность измерения составляет 2,3 кГц.

Следуя [41] мы использовали полученное в данной работе значение и высокоточное значение частоты перехода $1S-2S$ [32] для определения новых значений $[R_\infty, r_p]$:

$$R_\infty = 10973731,568076(96) \text{ м}^{-1}, \quad (8)$$

$$r_p = 0,8335(95) \text{ фм}. \quad (9)$$

Данные значения являлись наиболее точными из всех, полученных из спектроскопии атома водорода до 2020 г., а погрешность сопоставима с погрешностью совокупности всех мировых данных, полученных ранее из спектроскопических экспериментов с атомом водорода. Полученный результат согласуется со значением, полученным из мюонного водорода [9], но отличается на 3,3 стандартных отклонения от значения, полученного из совокупности мировых спектроскопических данных для атома обыкновенного водорода (рисунок 8) для обеих констант R_∞ и r_p .

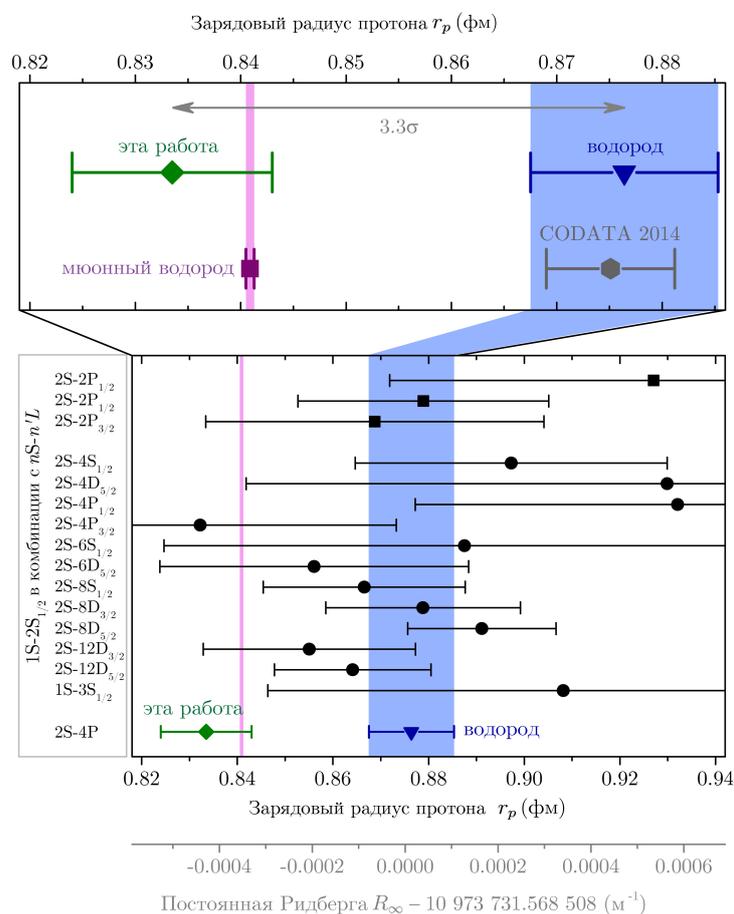


Рис. 8: Постоянная Ридберга R_∞ и зарядовый радиус протона r_p . Значения, полученные в данной работе (зеленый ромб) и из спектроскопии мюонного водорода μp (фиолетовый квадрат, сиреневая полоса на основном рисунке) согласуются между собой. При этом наблюдается расхождение в 3,3 и 3,7 стандартных отклонения по отношению к мировым водородным данным (синий треугольник и голубая полоса на основном рисунке) и рекомендованным группой CODATA в 2014 году значением (серый шестиугольник), соответственно. Мировые водородные данные состоят из 15 индивидуальных измерений частот разных переходов в атоме водорода (черные круги — оптические измерения, черные квадраты — микроволновые измерения). График для значений R_∞ выглядит идентично из-за практически полной корреляции R_∞ и r_p .

Таблица 2: Поправки $\Delta\nu$ и погрешности σ определения частоты центроида тонкой структуры перехода $2S - 4P$ и ν_{2S-4P} .

Вклад	$\Delta\nu$ (кГц)	σ (кГц)
Статистика	0,00	0,41
Эффект Доплера I порядка	0,00	2,13
Квантовая интерференция	0,00	0,21
Световой сдвиг	-0,31	0,30
Модельные поправки	0,11	0,06
Смещение выборки	0,44	0,49
Эффект Доплера II порядка	0,22	0,05
Статический эффект Штарка	0,00	0,20
Эффект Зеемана	0,00	0,22
Сдвиг давлением	0,00	0,02
Спектр лазера	0,00	0,10
Водородный мазер	0,00	0,06
Эффект отдачи	-837,23	0,00
Поправки сверхтонкого расщепления	-132 552,092	0,075
Полное значение	-133 388,9	2,3

В конце четвертой главы приводятся оценки поправок и вкладов от различных эффектов в итоговую погрешность для переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$. Список учтенных эффектов с соответствующими сдвигами и погрешностями приведен в таблице 2.

Работы, описанные в главах 2–4, выполнялись автором совместно с группой профессора Т.В. Хэнша в Институте квантовой оптики общества Макса Планка в г. Гархинг в Германии. Вклад автора заключается в создании частей экспериментальной установки: системы AFR, детектора и лазерных систем, а также в получении экспериментальных данных и анализе систематических эффектов.

Таким образом, в работе предложен и реализован новый метод спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода с использованием криогенного пучка атомов водорода в метастабильном $2S$ ($F=0$) состоянии с подавлением эффекта Доплера первого порядка. Полученное абсолютное значение частоты центроида перехода $2S-4P$, совместно со значением частоты перехода $1S-2S$ позволило получить новые значения постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона, которые были подтверждены последующими экспериментами по измерению Лэмбовского сдвига [42] и спектроскопии перехода $1S-3S$ в атоме водорода [8]. В совокупности это привело к решению загадки радиуса протона.

В главе 5 диссертации описываются результаты экспериментов по спектроскопии узких переходов в атоме стронция. Данные результаты были получены в рамках работы по созданию наземного стандарта частоты на холодных атомах стронция в оптической решетке (ФЦП “Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС 2012–2020”, работы проводились ФГУП ВНИИФТРИ), в которой автор диссертации принимала ключевое участие на этапе создания макета как штатный сотрудник ФГУП ВНИИФТРИ и на этапе исследований как сотрудник ФИАН.

В начале пятой главы обосновывается выбор атома стронция для создания оптических часов, описываются особенности его лазерного охлаждения и захвата в оптическую решетку на магической длине волны.

Далее описывается экспериментальная установка, созданная в рамках диссертаци-

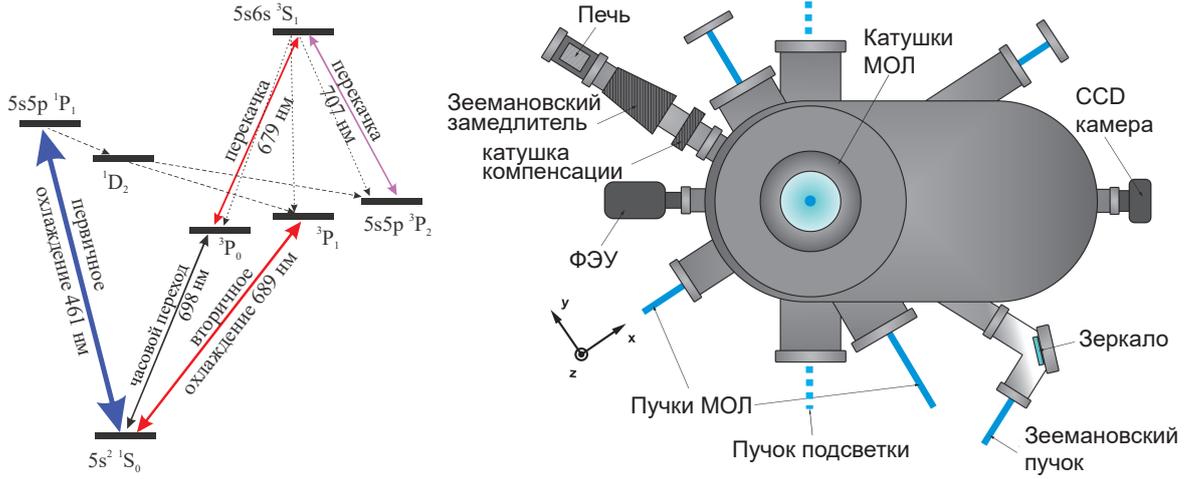


Рис. 9: **слева:** схема уровней атома ^{87}Sr и ^{88}Sr , участвующих в процессе лазерного охлаждения. **справа:** схема вакуумной камеры

онной работы и принцип ее работы (9). Отработка всех этапов лазерного охлаждения проводилась на четном изотопе ^{88}Sr , система уровней которого проще, чем у нечетного ^{87}Sr , а содержание в естественной смеси 82,56%.

Для глубокого вторичного охлаждения атомов стронция используется интеркомбинационный переход $^1S_0 - ^3P_1$ на длине волны 689 нм с естественной шириной линии $\gamma_2 = 7,4$ кГц. Доплеровский предел для этого перехода составляет 200 нК, однако лазерное охлаждение на спектрально узком переходе накладывает жесткие ограничения на спектр лазерного излучения, стабильность его частоты, а также требует компенсации и высокой симметрии магнитных полей в магнитооптической ловушке.

В цикле первичного лазерного охлаждения осуществляется захват атомов в МОЛ из теплового пучка заторможенных в зеемановском замедлителе излучением на длине волны 461 нм атомов. Атомы захватываются в область пересечения трех пар антиколлинеарных лазерных лучей с интенсивностью $0,1 - 0,3 I_{sat}$ (длина волны $\lambda = 461$ нм). Переход $^1S_0 - ^1P_1$ не является замкнутым, поскольку возможен распад на подуровни триплета 3P . Для уменьшения потерь атомов из ловушки за счет утечки населенности и повышения времени жизни атомов в ловушке используются два лазера перекачки с длиной волны излучения 679 нм и 707 нм, связывающие состояния 3P_0 и 3P_2 с выше лежащим уровнем $5s6s^3S_1$. Время жизни и количество атомов в МОЛ определялось по сигналу люминесценции, регистрируемому ФЭУ. Предполагалось, что ловушка является оптически тонкой и сигнал пропорционален количеству атомов.

Температура облака определялась баллистическим методом по его свободному разлету. После цикла первичного охлаждения в присутствии излучения лазеров перекачки формировалось почти сферическое облако атомов ^{88}Sr размером 0,5 мм по уровню $1/e^2$, содержащее до 10^8 атомов при осевом градиенте магнитного поля 50 Гс/см. После этого удерживающие световые поля отключались и облако начинало свободно падать в поле тяжести. В предположении трехмерного гауссовского распределения концентрации атомов в облаке, а также при условии близости распределения атомов по скоростям в каждой точке облака к распределению Максвелла, радиус облака по уровню $1/e$ при разлете будет увеличиваться по закону:

$$w_{1/e^2}(t) = \sqrt{w_0^2 + \frac{4kT}{m}t^2}. \quad (10)$$

Первая часть предположения проверяется экспериментально по наблюдению фотографий облака. Второе условие является приближенным, однако температура в центре облака отличается от температуры атомов на его периферии не более чем на 15% [43]. Минимально достигнутая температура составила 2 мК, что позволяло перейти к этапу вторичного охлаждения атомов на узком интеркомбинационном переходе.

Для реализации вторичного охлаждения атомов стронция на интеркомбинационном переходе $^1S_0 - ^3P_1$ нами были разработаны, созданы и охарактеризованы ультрастабильные лазерные системы ЛС1 и ЛС2. Для перезахвата предварительно охлажденных атомов Sr во вторичную ловушку и реализации этапа вторичного охлаждения необходимо, чтобы облако предохлажденных атомов Sr находилось строго в минимуме магнитного поля. Из-за неполной симметрии магнитной системы, разбалансировки интенсивностей и поляризаций охлаждающих пучков атомы обычно находятся вне желаемой области. Нами была реализована спектроскопия перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в первичной ловушке, что позволило по наблюдаемым спектрам осуществить точную юстировку положения ловушки относительно минимума магнитного поля. Схема эксперимента и характерный наблюдаемый спектр перехода $^1S_0 - ^3P_1$ представлены на рисунке 10.

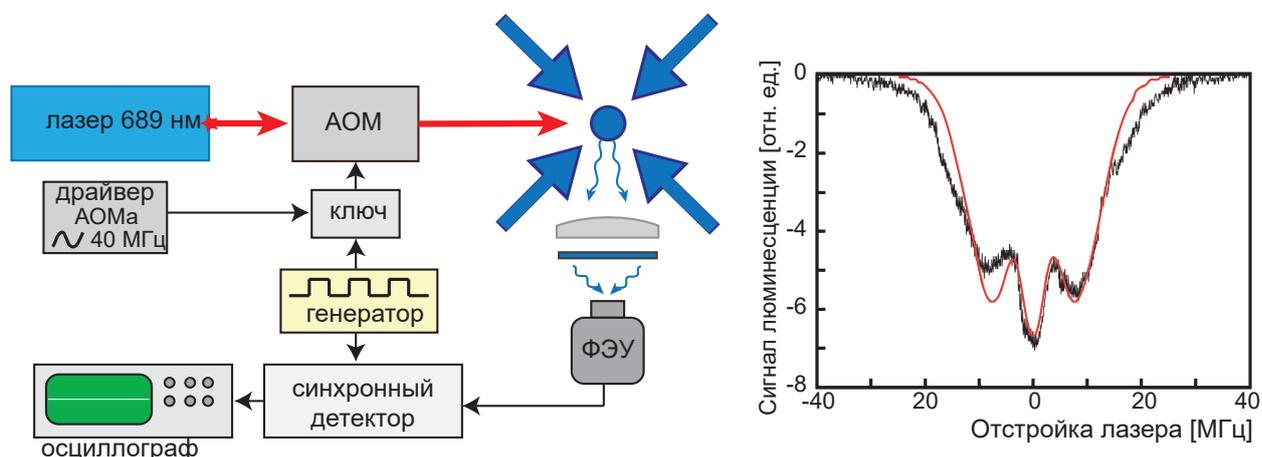


Рис. 10: **слева:** схема эксперимента по спектроскопии перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в первичной стронциевой ловушке. **справа:** интенсивность люминесценции (461 нм) облака атомов ^{88}Sr в МОЛ в зависимости от отстройки лазера с длиной волны излучения $\lambda = 689$ нм от положения резонанса $^1S_0 - ^3P_1$. Наблюдается расщепление магнитных компонентов уровня $^3P_1 (m_j = 0, \pm 1)$ в магнитном поле МОЛ. Тонкая кривая — подгонка экспериментальных данных расчетной кривой.

Далее было реализовано два этапа вторичного охлаждения атомов ^{88}Sr на узком переходе $^1S_0 - ^3P_1$. Первый этап заключался в лазерном охлаждении атомов замодулированным излучением на длине волны 689 нм, что обеспечивало взаимодействие с разными скоростными группами атомов и позволял снизить температуру ансамбля до 20 мкК. После этого доплеровское уширение в облаке становится менее 100 кГц и реализуется этап узкополосного охлаждения, что позволило снизить температуру до $2,5 \pm 1$ мкК.

Для проведения прецизионной спектроскопии часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ атомы необходимо захватывать в оптическую решетку на “магической длине волны” (для стронция она близка к 813 нм). В оптической решетке атомы находятся в режиме Лэмба-Дике и эффект Доплера первого порядка отсутствует. При этом в четном изотопе атома стронция переход $^1S_0 - ^3P_0$ является строго запрещенным. Для снятия запре-

та к атомному ансамблю прикладывается внешнее магнитное поле [44]. Характерный спектр часового перехода в ^{88}Sr в присутствии магнитного поля 2 мТл приведен на рисунке 11. Величина магнитного поля составляла 2 мТл. Спектральная ширина линии, аппроксимированной лоренцевским профилем, на полувысоте составила (130 ± 17) Гц.

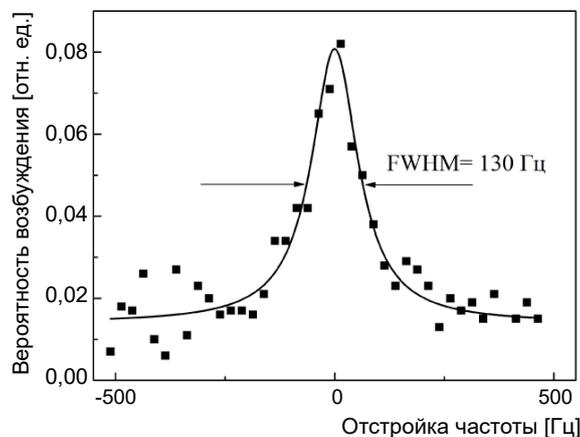


Рис. 11: Спектральная линия часового перехода $^1S_0-^3P_0$ в изотопе ^{88}Sr . Величина магнитного поля составляет 2 мТл. Каждая точка соответствует одному циклу измерений длительностью 1,5 с.

Поскольку на малых временах стабильность оптических часов определяется стабильностью часового лазера, при полученной добротности резонанса $f/\Delta f = 3 \times 10^{12}$ и количестве атомов в ансамбле 10^4 относительная нестабильность стандарта частоты на данном изотопе оценивалась на уровне не хуже $5 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$.

Таким образом, в рамках данной работы во ФГУП ВНИИФТРИ была организована новая лаборатория по созданию оптических часов на холодных атомах стронция. Для наземного обеспечения фундаментального сегмента системы ГЛОНАСС создана экспериментальная установка, отработаны все основные этапы лазерного охлаждения и подготовки атомного ансамбля. Проведена оптимизация параметров магнитных и лазерных полей. Продемонстрирована работа лазеров вторичного охлаждения и опроса часового перехода.

С использованием результатов данной работы в дальнейшем было успешно реализовано глубокое лазерное охлаждение и спектроскопия часового перехода в изотопе ^{87}Sr и создан оптический стандарт частоты с относительной погрешностью на уровне 1×10^{-16} , который был встроен в государственную систему эталонов времени и частоты ГЭТ1 и в настоящее время участвует в формировании национальной шкалы времени UTC(SU).

Глава 6 диссертации посвящена исследованию магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия. В начале главы описывается структура уровней атома тулия, главной особенностью которой является наличие единственной вакансии во внутренней 4f оболочке, что приводит к возможности переходов, экранированных от внешних электрических полей заполненными внешними электронными оболочками $5s^2$, $5p^6$, $6s^2$. Единственный стабильный изотоп тулия ^{169}Tm обладает спином ядра $I = 1/2$, что приводит к тому, что каждый уровень имеет по два сверхтонких компонента. Тулий в основном состоянии обладает электронным орбитальным моментом $L = 3$ и электронным спином $S = 1/2$. Структура уровней допускает двухступенчатое лазерное охлаждение на широком переходе $4f^{13}(^2F^0)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow$

$4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2(J = 9/2, F = 5)$ (первичное охлаждение, длина волны 410,6 нм, Доплеровский предел $T_{D1} = 240$ мкК) и более узком переходе $4f^{13}(^2F^0)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2(J' = 9/2, F' = 5)$ (вторичное охлаждение, длина волны 530,7 нм, Доплеровский предел $T_{D2} = 9$ мкК). Оба этапа были реализованы впервые группой Н.Н. Колачевского в ФИАН. В тексте приводится краткое описание работы МОЛ для обоих этапов лазерного охлаждения.

Далее приводятся результаты исследования особенностей МОЛ на узком охлаждающем переходе 530,7 нм. В зависимости от величины параметра насыщения $S = S_0/(1 + 4\Delta^2/\Gamma^2)$ наблюдается три различных режима работы магнито-оптической ловушки: обычный “симметричный” режим с преобладанием доплеровского охлаждения, “чечевичный” режим, в котором оказывается сильным влияние гравитации и наиболее необычный режим двойной структуры, в котором наблюдается конкуренция процессов доплеровского и субдоплеровского механизмов охлаждения. Фотографии облака в различных режимах приведены на рисунке 12.

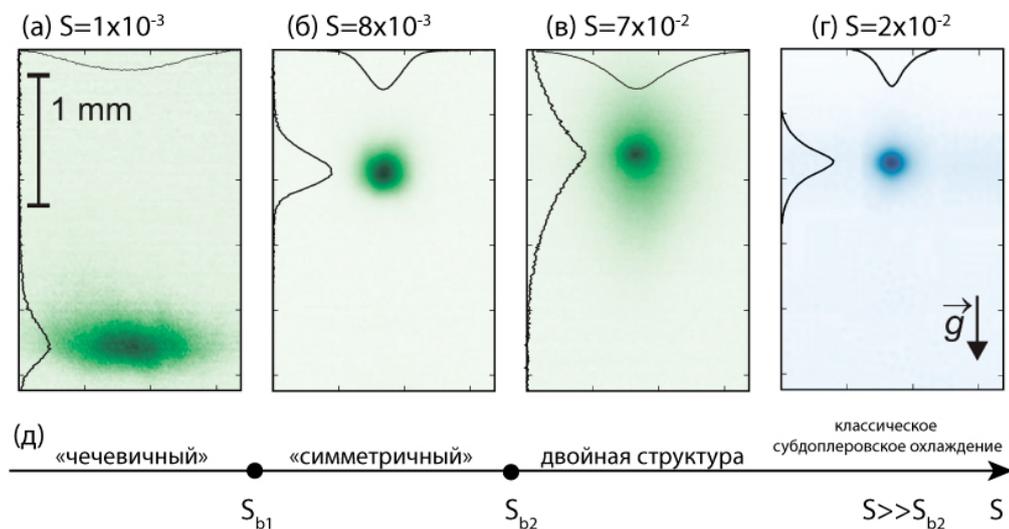


Рис. 12: (а)–(в) Характерный пространственный профиль плотности облака атомов тулия в различных режимах работы магнито-оптической ловушки на спектрально узком переходе вторичного охлаждения: (а) чечевичный режим; (б) симметричный режим; (в) режим двойной структуры (конкуренция доплеровского и субдоплеровского охлаждения). (г) Характерный пространственный профиль облака в режиме субдоплеровского охлаждения. (д) Режимы работы МОЛ в зависимости от значения параметра насыщения S . Граничные значения для спектрально узкого перехода вторичного охлаждения $S_{b1} = 2 \times 10^{-3}$ и $S_{b2} = 10^{-2}$ (а)–(в), для широкого перехода первичного охлаждения $S_{b1} = 5 \times 10^{-5}$ и $S_{b2} = 7 \times 10^{-4}$ (г).

При малых интенсивностях охлаждающего излучения сила светового давления оказывается меньше силы тяжести, что приводит к смещению облака вниз по вертикали в область ненулевого магнитного поля, где достигается равновесное положение за счет уменьшения эффективной отстройки лазерного излучения зеемановским сдвигом и увеличения силы светового давления. При этом облако атомов принимает форму поверхности равного магнитного поля и напоминает чечевицу.

При увеличении параметра насыщения сила светового давления становится достаточно велика и влияние силы тяжести на положение облака незначительно, однако ширина субдоплеровского резонанса в пространстве скоростей оказывается меньше импульса отдачи рассеиваемого фотона. Таким образом каждый акт рассеяния фотона

приводит к тому, что атом выбивается из субдоплеровского резонанса и охлаждение на нем не реализуется. При таких значениях параметра насыщения имеет место классическое доплеровское охлаждение и форма облака остается симметричной, а пространственный профиль плотности атомов в облаке описывается функцией Гаусса.

При дальнейшем увеличении параметра насыщения ширина субдоплеровского резонанса δp становится больше импульса отдачи фотона $\hbar k$ и для части атомного ансамбля, обладающей низкими скоростями, начинает реализовываться субдоплеровское охлаждение. При этом для оставшихся атомов распределение в пространстве скоростей все еще определяется доплеровским механизмом охлаждения. В результате распределение по скоростям в атомном облаке перестает быть максвелловским и состоит из доплеровской и субдоплеровской фракций. Когда ширина субдоплеровского резонанса в пространстве скоростей превышает импульс отдачи фотона всего в несколько раз, эффект отдачи при рассеянии фотонов препятствует реализации субдоплеровского охлаждения для всего ансамбля атомов, поскольку при рассеянии фотонов атомы быстро покидают диапазон скоростей, соответствующий субдоплеровскому резонансу. В итоге пространственный профиль плотности атомов в облаке имеет два компонента и может аппроксимироваться суммой двух функций Гаусса.

В эксперименте наблюдался такой режим работы МОЛ вторичного охлаждения для интенсивностей выше 3 мВт/см^2 ($S > 9$) и отстроек Δ в диапазоне от -4Γ до -12Γ . Измерение температуры атомов в облаке методом баллистического разлета показало, что облако состоит из двух фракций, характеризующихся различной температурой. В центре облака сосредоточена холодная фракция, а горячая фракция формирует размытое гало. Для определения температуры атомов холодной и горячей фракций пространственный профиль плотности атомов в процессе баллистического разлета аппроксимировался двумя функциями Гаусса с независимыми параметрами. Такой метод позволил нам определить температуру атомов холодной фракции облака T_{SD} , температуру атомов в горячей фракции T_D и долю атомов η , для которых реализуется субдоплеровское охлаждение.

Далее в главе приводятся результаты теоретического предсказания магических длин волн для часового перехода в атоме тулия. Для этого необходимо знать сдвиги уровней часового состояния во внешнем монохроматическом электрическом поле $\vec{E} = 1/2\vec{\epsilon}\vec{e}^{-i\omega t} + \text{с.с.}$ при значении угловой частоты ω :

$$\Delta E(\omega) = -\frac{\alpha(\omega)}{4}|\epsilon|^2 - \frac{\gamma(\omega)}{64}|\epsilon|^4 + \dots, \quad (11)$$

где $\alpha(\omega)$ — динамическая поляризуемость, $\gamma(\omega)$ — гиперполяризуемость, а ϵ — комплексная амплитуда электрического поля, зависящая от квантового магнитного числа m и поляризации.

В наших расчетах мы пользовались программным пакетом COWAN, в котором использовался метод Хартри-Фока, а также данными о вероятности переходов и длин волн, известными из экспериментов (поляризуемость определялась с использованием второго порядка теории возмущений).

Сначала оценивался вклад в поляризуемость дискретного спектра. Как и предполагалось из общих соображений, статическая скалярная поляризуемость уровней часового перехода практически не отличается. Наши вычисления показали разницу всего в 0, 1 а.е. при значении 138 а.е. Вычисленное значение статической тензорной поляризуемости составило $-2, 7$ а.е. для нижнего состояния часового перехода. Для верхнего состояния часового перехода расчетное значение статической тензорной поляризуемости состави-

ло $-2, 3$ а.е.

Далее оценивался вклад в поляризуемость непрерывного спектра. Он оказался мал по сравнению с вкладом дискретного спектра и отличается всего на 2 а.е. для верхнего и нижнего часовых уровней.

Результаты расчетов в пределах 10% согласуются с представленными в литературе значениями (рисунок 13).

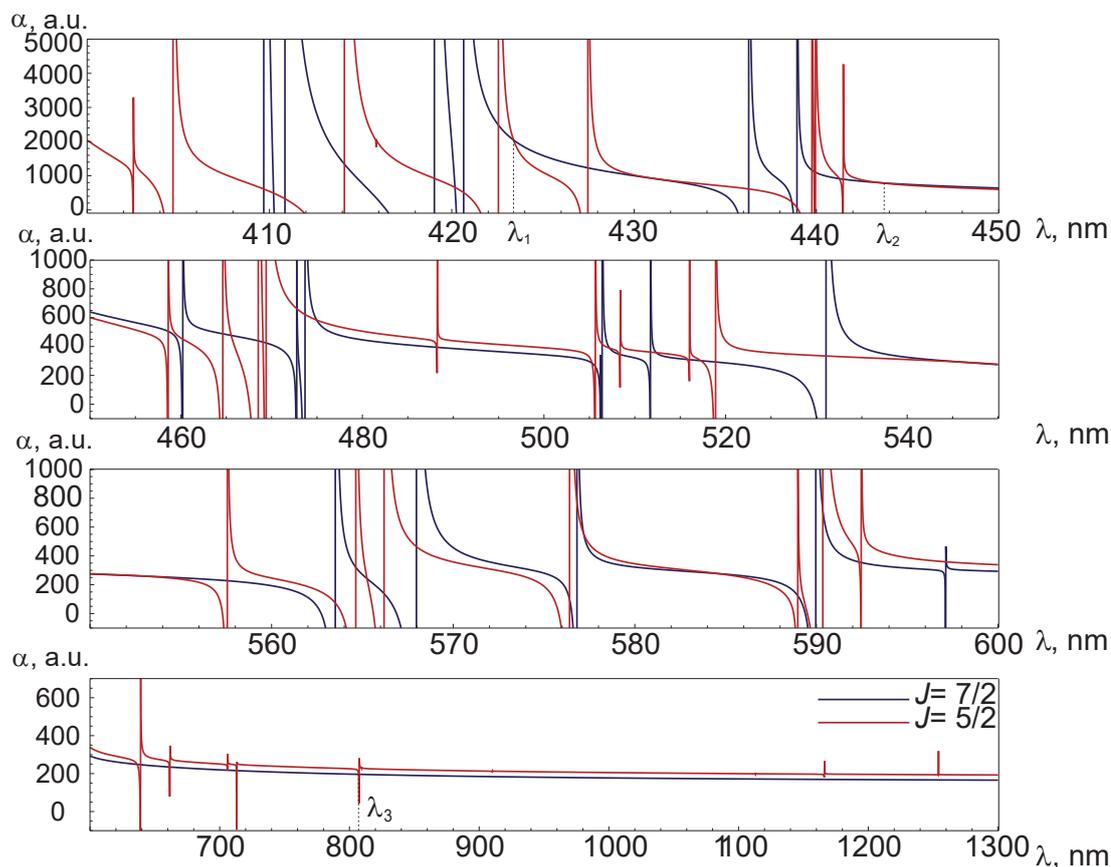


Рис. 13: Спектры динамической поляризуемости часовых уровней $|J = 7/2, F = 4\rangle$ (синий) и $|J = 5/2, F = 3\rangle$ (красный), рассчитанные с использованием пакета COWAN. Отмечены возможные магические длины волн вблизи 423 нм, 444 нм, 800 нм

Помимо дифференциальной поляризуемости, магическая длина волны перехода зависит также от гиперполяризуемости его уровней и интенсивности света I . При вычислении гиперполяризуемости использовались вычисленные с помощью пакета COWAN матричные элементы, их знаки и длины волн переходов. Только для перехода на длине волны 807,1 нм использовались данные о длине волны вероятности перехода, полученные экспериментально, а знак матричного элемента был определен вычислительным методом. Такое исключение было сделано для повышения точности предсказания положения магической длины волны.

Для дополнительной проверки расчетов было проведено измерение динамической поляризуемости уровней часового перехода. Схема эксперимента и результат измерений параметрических резонансов показаны на рисунке 14.

Спектр колебательных резонансов в дипольной оптической ловушке несет информацию о динамической поляризуемости основного состояния атома тулия $|J = 7/2\rangle$. Собственные частоты колебаний в радиальном и продольном направлениях ловушки в

приближении гармонического потенциала выражаются формулами [45]:

$$f_r = \frac{2}{\pi w_0^2} \sqrt{\frac{a_0^3 \alpha_{J=7/2}^s P}{c m_0}}, \quad (12)$$

$$f_z = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi} w_0} f_r, \quad (13)$$

где P — мощность излучения, $\alpha_{J=7/2}^s$ — поляризуемость основного уровня в атомных единицах, a_0 — радиус Бора, c — скорость света в вакууме, w_0 — радиус перетяжки пучка. При гармонической модуляции глубины потенциала ловушки на частотах $f_m = 2f/n$, где f — одна из собственных колебательных частот, а n — целое число, происходит параметрическое возбуждение колебаний атомов, что приводит к их нагреву и потерям из ловушки. В конфигурации нашей ловушки возможно зарегистрировать только поперечные резонансы, поскольку для продольной моды потенциал является слишком пологим и характерные собственные частоты оказываются порядка 1 Гц.

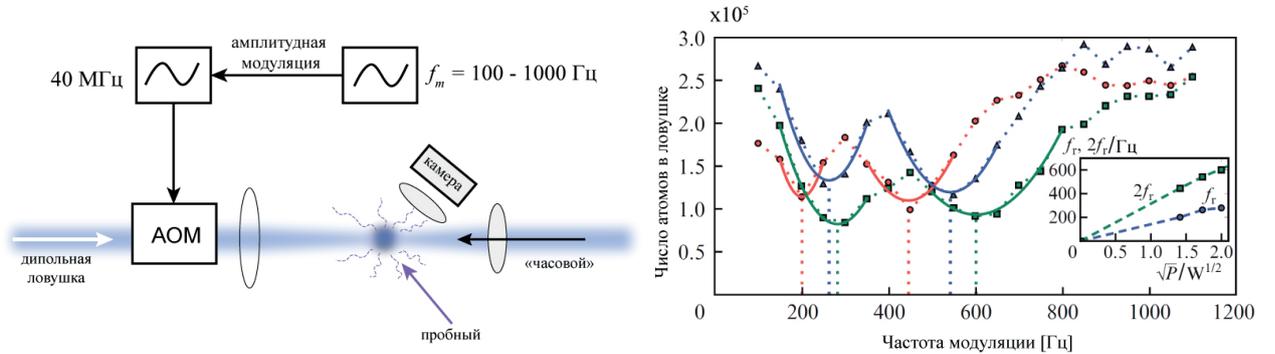


Рис. 14: Слева — схема эксперимента для измерения параметрических резонансов в дипольной ловушке. Ловушка формируется сфокусированным в области нахождения облака охлажденных атомов тулйя пучком излучения одночастотного лазера на длине волны 532 нм. камерой регистрируется сигнал флуоресценции атомов после подсветки облака пробным пучком на длине волны 410,6 нм. Акусто-оптический модулятор (АОМ) управляется драйвером на частоте 40 МГц, с помощью которого также осуществляется амплитудная модуляция на частоте $f_m = 100 - 1000$ Гц. Для возбуждения часового перехода используется излучения на длине волны 1,14 мкм. Справа — число атомов в дипольной ловушке на длине волны 532 нм в зависимости от частоты модуляции для мощности излучения в ловушке $P = 2$ Вт (круги), 3 Вт (треугольники) и 4 Вт (квадраты). Глубина модуляции составляла 50%. Положение резонансов определялось по аппроксимации зависимостей параболической функцией (сплошные линии). На вставке показаны положения первой (круги) и второй (квадраты) гармоник параметрических резонансов в зависимости от \sqrt{P} .

Полученное значение динамической поляризуемости на длине волны 532 нм составляет $\alpha_{J=7/2}^s = 420_{-200}^{+400}$ при размере перетяжки $w_0 = 60_{-10}^{+10}$ мкм. Вклад погрешности определения положения частоты параметрических резонансов в погрешность $\alpha_{J=7/2}^s$ составляет 60 а.е. Несмотря на невысокую точность, полученный результат хорошо согласуется с результатом расчета $\alpha_{J=7/2}^s = 580$ а.е.

При известном значении поляризуемости нижнего часового уровня $|J = 7/2\rangle$, скалярную поляризуемость верхнего часового уровня $|J = 5/2\rangle$ можно определить по смещению частоты перехода $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3\rangle$ на длине волны 1,14 мкм в зависимости от мощности излучения в дипольной ловушке. Значение скалярной поляризуемости верхнего часового уровня составило $\alpha_{J=5/2}^s = 335_{-200}^{+400}$.

Для определения ожидаемых магических длин волн использовался комбинированный метод с преобладанием расчетных данных. В результате в удобной для экспериментальной реализации оптической решетки области длин волн (более 800 нм) было предсказано наличие двух магических длин волн для магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атоме тулия: вблизи 807 нм и вблизи 809,5 нм.

Далее приводится описание экспериментального метода определения магических длин волн для часового перехода в атоме тулия. Схема центральной части экспериментальной установки приведена на рисунке 15. По измерению параметрических резонансов при модуляции глубины оптической решетки на длине волны 814,5 нм была определена динамическая поляризуемость основного состояния, составившая $\alpha = 146 \pm 44$ а.е.

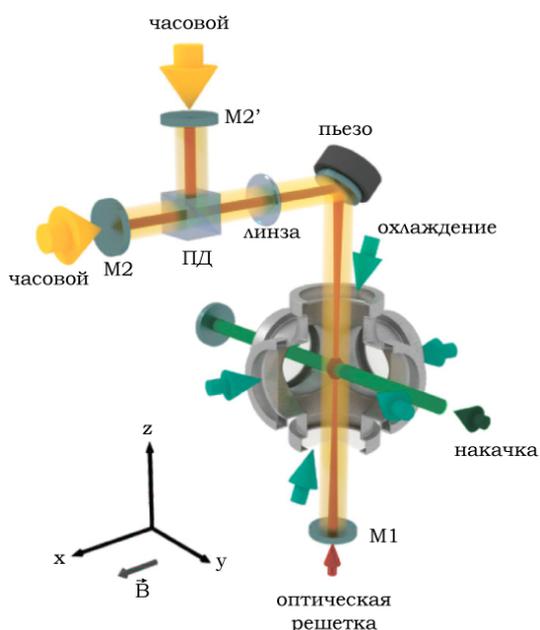


Рис. 15: Схема экспериментальной установки. Вертикальная оптическая решетка формируется Г-образным усиливающим оптическим резонатором, включающим поляризационный делитель пучка (ПД). Для разных поляризаций используются два выходных зеркала $M2$ и $M2'$. Излучение часового лазера заводится в вакуумную камеру через выходные зеркала резонатора с соответствующей поляризацией коллинеарно его оси. Излучение накачивающего и перенакачивающего лазеров формируют стоячую волну по оси y . Начальное положение магнито-оптической ловушки для атомов тулия настраивается таким образом, чтобы ее центр совпадал с перетяжкой усиливающего резонатора. $M1$ — входное зеркало резонатора.

Дифференциальная динамическая поляризуемость $\Delta\alpha$ между часовыми уровням определялась из сдвига частоты соответствующего перехода $\Delta\nu$, циркулирующей мощности P и радиуса моды ТЕМ₀₀ усиливающего резонатора w_0 :

$$\Delta\alpha = -\frac{hcw_0^2}{16a_0^2\eta} \frac{\Delta\nu}{P}. \quad (14)$$

Зависимость сдвига частоты от мощности $\Delta\nu(P)$ определялась для различных длин волн оптической решетки из диапазона 810–860 нм и мощностей в резонаторе от 1 до 4 Вт, как показано на рисунке 16 справа. Захват атомов в оптическую решетку на магической длине волны кардинально уменьшает неоднородное уширение часового перехода за счет динамического эффекта Штарка. Возбуждая часовой переход π -импульсами Ра-

би длительностью 80 мс, мы зарегистрировали спектры шириной 10 Гц на полувысоте (рисунок 16 слева).

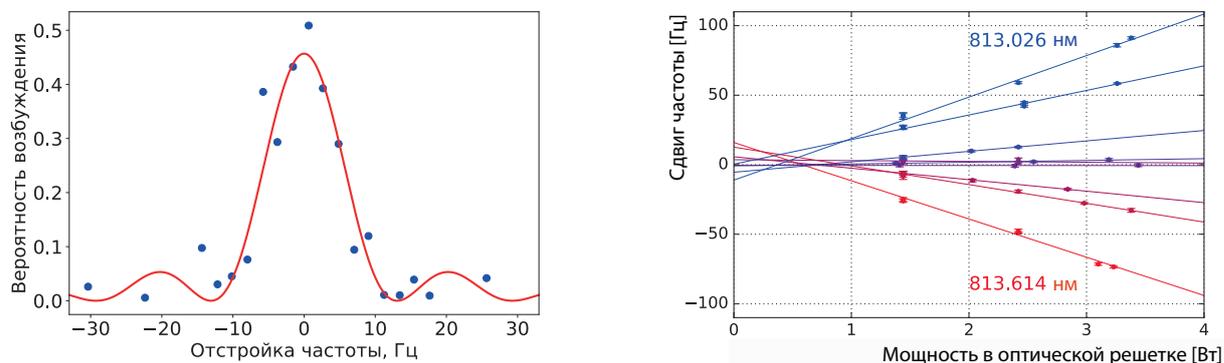


Рис. 16: Слева — спектральная линия часового перехода в атоме тулия. Каждая точка получена в результате усреднения 6 измерений. Сплошная линия — аппроксимация функцией sinc^2 . Ширина на полувысоте составляет 10 Гц и определяется длительностью возбуждающего π -импульса. Справа — измерение сдвига частоты часового перехода $\Delta\nu$ в зависимости от мощности излучения в оптической решетке в окрестности магической длины волны 813,32 нм. Сплошные линии отображают линейную аппроксимацию экспериментальных данных. По горизонтали погрешность соответствует неопределенности измерения мощности (1 стандартное отклонение), по вертикали погрешности соответствуют среднеквадратичному значению ошибки аппроксимации центра линии перехода и 2,6 Гц (1 стандартное отклонение выходной частоты часового лазера).

В исследованном диапазоне длин волн 810–860 нм было обнаружено две точки, где дифференциальная поляризуемость $\Delta\alpha$ обращается в ноль, что соответствует магическим длинам волн, а именно $\lambda_{m1} = 807,727(18)$ нм и $\lambda_{m2} = 813,3(2)$ нм. Для дальнейшей работы была выбрана магическая длина волны λ_{m2} .

В конце шестой главы приводятся результаты исследования магнито-дипольного перехода 1,14 мкм в оптической решетке на магической длине волны 813,32 нм. Приводится результат анализа дифференциальной поляризуемости перехода и обсуждаются возможные причины остаточного сдвига частоты перехода в оптической решетке. Описывается измерение статической дифференциальной поляризуемости и оценивается сдвиг частоты часового перехода за счет излучения черного тела.

Для магнито-дипольного перехода в атоме тулия на длине волны 1,14 мкм сдвиг излучением черного тела составляет 0,60(28) мГц, что на несколько порядков меньше, чем для большинства нейтральных атомов и сравнимо с лучшими значениями в ионах.

Малое значение сдвига излучением черного тела подтверждает предположение о сильном экранировании в лантаноидах переходов внутри замкнутых электронных оболочек от внешних электрических полей.

В Заключение приведены основные результаты работы, состоящие в следующем:

1. Разработан и реализован метод компенсации эффекта Доплера первого порядка для спектроскопии однофотонных переходов с использованием активного волоконного ретрорефлектора. Метод использовался при спектроскопии перехода 2S–4P в атомарном водороде в криогенном пучке и позволил достичь компенсации эффекта Доплера первого порядка до 4×10^{-6} от полного коллинеарного значения, что соответствует вносимой погрешности за счет остаточного эффекта Доплера 2,13 кГц. В основе метода лежит использование для спектроскопии двух антиколлинеарных лазерных полей с идентичными интенсивностями и волновыми фронтами и коллимированного пучка атомов в перпендикулярном направлении. Для

реализации метода создан и исследован активный волоконный ретрорефлектор, обеспечивающий высокоточное повторение волновых фронтов лазерных лучей, распространяющихся навстречу друг другу.

2. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование эффекта квантовой интерференции, приводящего в ряде случаев к искажению наблюдаемой формы линии в спектроскопии при участии нерезонансно возбуждаемых удаленных состояний. Получена модель полной формы линии в рамках формализма теории возмущений. Предложена аппроксимирующая функция Фано-Фойгта, включающая асимметричный параметр и позволяющая определять центр линии перехода из экспериментальных данных, подверженных эффекту квантовой интерференции. С использованием предложенной формы линии компенсирован эффект квантовой интерференции для экспериментального набора данных, полученных при спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода. Вклад эффекта квантовой интерференции в итоговую погрешность определения частоты центроида перехода $2S-4P$ в атоме водорода составил 0,2 кГц.
3. Измерена абсолютная частота перехода между центроидом сверхтонкой структуры состояния $2S$ и тонкой структуры состояния $4P$ в атоме водорода:

$$\nu_{2S-4P}^{(centroid)} = 616520931626,8(2,3) \text{ кГц.}$$

Экспериментально определено значение тонкого расщепления состояния $4P$ $\Delta\nu_{HFS}^{exp}(4P)$, которое согласуется с теоретически рассчитанным значением $\Delta\nu_{HFS}^{theo}(4P)$, что является чувствительным тестом наличия сдвигов, связанных с эффектом квантовой интерференции и дополнительным подтверждением достоверности проведенного анализа данных.

Из значения ν_{2S-4P} и частоты перехода $1S-2S$ определены уточненные значения постоянной Ридберга R_∞ и зарядового радиуса протона r_p , являющиеся на момент эксперимента самыми точными из полученных при спектроскопии атома водорода.

$$R_\infty = 10973731,568076(96) \text{ м}^{-1},$$

$$r_p = 0,8335(95) \text{ фм.}$$

Итоговая погрешность сравнима с погрешностью совокупности всех ранее полученных данных по спектроскопии атома водорода. Результат согласуется со значением, полученным из спектроскопии мюонного водорода, но отличается на 3,3 и 3,9 стандартных отклонения от значения, определенного из совокупности ранее полученных мировых водородных данных и значения, рекомендованного в 2014 г. группой CODATA, соответственно. Результат настоящей работы подтверждается другими экспериментами по измерению лэмбовского сдвига и спектроскопии перехода $1S-3S$ в атоме водорода.

4. Проведен цикл работ по спектроскопии однофотонных переходов в атомах стронция. Создана экспериментальная установка, реализовано первичное охлаждение облака нейтральных атомов стронция до температуры 2 мК. Предложен метод оптимизации положения облака холодных атомов стронция в ловушке по наблюдению положения и симметрии боковых пиков поглощения при спектроскопии перехода $^1S_0 - ^3P_1$. Метод реализован с использованием разработанных ультрастабильных лазеров вторичного охлаждения с длиной волны излучения 689 нм.

Реализовано вторичное широкополосное и узкополосное охлаждение атомов ^{88}Sr , в результате чего достигнута температура атомов $2,5 \pm 1$ мкК и реализована перезагрузка атомов в оптическую решетку на длине волны 813 нм.

5. Реализована магнитоиндуцированная спектроскопия часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr . Для решения комплекса задач разработаны и созданы ультрастабильные лазерные системы со спектральной шириной линии ~ 1 Гц и относительной нестабильностью частоты на уровне единиц пятнадцатого знака на временах усреднения до 100 с. Ширина спектральной линии на полувысоте перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в присутствии магнитного поля величиной 2 мТл составила (130 ± 17) Гц, что открыло возможности дальнейших исследований в ^{87}Sr и создания оптического репера частоты.
6. Исследованы режимы работы магнито-оптической ловушки для атомов тулия на узком переходе 530,7 нм в зависимости от значения параметра насыщения. Теоретически и экспериментально определены динамические поляризуемости верхнего и нижнего уровней магнитодипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атоме тулия в широком спектральном диапазоне. Предсказано и экспериментально определено положение магических длин волн оптической решетки. Создана экспериментальная установка, включающая лазерную систему со спектральной шириной линии излучения ~ 1 Гц, что позволило провести спектроскопию часового перехода на длине волны 1,14 мкм в атоме тулия и зарегистрировать линию перехода спектральной шириной 10 Гц. Измерена динамическая дифференциальная поляризуемость перехода на длине волны 1,14 мкм в диапазоне длин волн 810–860 нм и 1064 нм в атоме тулия и рассчитана величина относительного сдвига частоты часового перехода за счет излучения черного тела, составившая $\Delta\nu^{BBR} = -2,3 \times 10^{-18}$, при $T = 300$ К, что на несколько порядков меньше, чем для большинства нейтральных атомов и сравнимо с наименьшими значениями сдвига в ионах.

Основные публикации по материалам диссертации:

(1) публикации в рецензируемых научных журналах

1. Хабарова К.Ю., Слюсарев С.Н., Стрелкин С.А., Белотелов Г.С., Костин А.С., Пальчиков В.Г., Колачевский Н.Н. Лазерная система для вторичного охлаждения атомов стронция-87 //Квантовая электроника. - 2012. - Т. 42. - № 11. - С. 1021-1026.
2. Beyer, A., Alnis, J., Khabarova, K., Matveev, A., Parthey, C. G., Yost, D. C., Pohl, R., Udem, Th., Haensch, T.W., Kolachevsky, N. Precision spectroscopy of the 2S-4P transition in atomic hydrogen on a cryogenic beam of optically excited 2S atoms //Annalen der Physik. – 2013. – Т. 525. – №. 8-9. – С. 671-679.
3. Бердасов О.И., Хабарова К.Ю., Стрелкин С.А., Белотелов Г.С., Костин А.С., Грибов А.Ю., Пальчиков В.Г., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. Оптические стандарты частоты на холодных атомах стронция //Альманах современной метрологии. - 2014. - № 1. - С. 13-36.
4. Колачевский Н.Н., Хабарова К.Ю. Прецизионная лазерная спектроскопия в фундаментальных исследованиях //Успехи физических наук. - 2014. - Т. 184. - № 12. - С. 1354-1362.

5. Стрелкин С.А., Хабарова К.Ю., Галышев А.А., Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. // Вторичное лазерное охлаждение атомов стронция-88 // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 2015. - Т. 148. - № 1. - С. 25-33
6. Головизин А.А., Калганова Е.С., Сукачев Д.Д., Вишнякова Г.А., Семериков И.А., Сошенко В.В., Трегубов Д.О., Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н. Детектирование часового перехода (1.14 мкм) в ультрахолодных атомах тулия // Квантовая электроника. - 2015. - Т. 45. - № 5. - С. 482-485.
7. Хабарова К.Ю., Галышев А.А., Стрелкин С.А., Костин А.С., Белотелов Г.С., Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. Спектроскопия интеркомбинационного перехода $1S_0-3P_1$ для вторичного охлаждения атомов стронция // Квантовая электроника. - 2015. - Т. 45. - № 2. - С. 166-170.
8. Beyer, A., Maisenbacher, L., Khabarova, K., Matveev, A., Pohl, R., Udem, T., Haensch, T.W., Kolachevsky, N. Precision spectroscopy of $2S-nP$ transitions in atomic hydrogen for a new determination of the Rydberg constant and the proton charge radius // Physica Scripta. - 2015. - Т. 2015. - №. T165. - С. 014030.
9. Sukachev, D., Fedorov, S., Tolstikhina, I., Tregubov, D., Kalganova, E., Vishnyakova, G., Golovizin, A., Kolachevsky, N.N., Khabarova, K., Sorokin, V. Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks // Physical Review A. - 2016. - Т. 94. - №. 2. - С. 022512.
10. Beyer, A., Maisenbacher, L., Matveev, A., Pohl, R., Khabarova, K., Chang, Y., Grinin, A., Lamour, T., Shi, T., Yost, D.C., Udem, Th., Haensch, T.W., Kolachevsky, N. Active fiber-based retroreflector providing phase-retracing anti-parallel laser beams for precision spectroscopy // Optics Express. - 2016. - Т. 24. - №. 15. - С. 17470-17485.
11. Вишнякова Г.А., Головизин А.А., Калганова Е.С., Сорокин В.Н., Сукачев Д.Д., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. Ультрахолодные лантаноиды: от оптических часов до квантовых симуляторов // Успехи физических наук. - 2016. - Т. 186. - № 2. - С. 176-182.
12. Kalganova E., Prudnikov, O., Vishnyakova, G., Golovizin, A., Tregubov, D., Sukachev, D., Khabarova, K., Sorokon V., Kolachevsky, N. Two-temperature momentum distribution in a thulium magneto-optical trap // Physical Review A. - 2017. - Т. 96. - №. 3. - С. 033418.
13. Головизин А.А., Калганова Е.С., Сукачев Д.Д., Вишнякова Г.А., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. Методы определения поляризуемости уровней тонкой структуры основного состояния атомов тулия // Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 479-483.
14. Жаднов Н.О., Масалов А.В., Сорокин В.Н., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. Новое поколение охлаждаемых высокочастотных резонаторов Фабри-Перо для ультрастабильных лазеров // Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 421-425.
15. Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Белотелов Г.С., Пальчиков В.Г., Стрелкин С.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. Ультрастабильная лазерная

система для спектроскопии часового перехода $1S0-3P0$ в атомах Sr //Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 400-405.

16. Хабарова К.Ю., Кудеяров К.С., Колачевский Н.Н. Стандарты частоты на ультрахолодных атомах в тестах общей теории относительности, навигации и гравиметрии //Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 394-399.
17. Beyer, A., Maisenbacher, L., Matveev, A., Pohl, R., Khabarova, K., Grinin, A., Lamour, T., Yost, D.C, Haensch, T.W., Kolachevsky, N., Udem, T. The Rydberg constant and proton size from atomic hydrogen //Science. – 2017. – Т. 358. – №. 6359. – С. 79-85.
18. Калганова Е.С., Головизин А.А., Шевнин Д.О., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. Захват атомов тулия в оптическую решетку усиливающего резонатора вблизи магической длины волны 814,5 нм //Квантовая электроника. - 2018. - Т. 48. - № 5. - С. 415-418.
19. Golovizin, A., Fedorova, E., Tregubov, D., Sukachev, D., Khabarova, K., Sorokin, V., Kolachevsky, N. Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift //Nature communications. – 2019. – Т. 10. – №. 1. – С. 1-8.
20. Golovizin A. Golovizin, A., Bushmakin, V., Fedorov, S., Fedorova, E., Tregubov, D., Sukachev, D., Khabarova, K., Sorokin, V., Kolachevsky, N. Ultrastable Laser System for Spectroscopy of the 1.14 μm Inner-Shell Clock Transition in Tm and Its Absolute Frequency Measurement //Journal of Russian Laser Research. – 2019. – Т. 40. – №. 6. – С. 540-546.
21. Трегубов, Д. О., Головизин, А. А., Калганова, Е. С., Хабарова, К. Ю., Сорокин, В. Н., Колачевский, Н. Н. Магические длины волн в области 800 нм для прецизионной спектроскопии внутриоболочечного перехода в атоме тулия //Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49. – №. 11. – С. 1028-1031.
22. Калганова, Е. С., Трегубов, Д. О., Головизин, А. А., Вишнякова, Г. А., Мишин, Д. А., Проворченко, Д. И., Хабарова К. Ю., Сорокин, В. Н., Колачевский, Н. Н. Оптическая накачка ультрахолодных атомов тулия на нижний уровень часового перехода и исследование процесса их деполяризации //Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49. – №. 5. – С. 418-423.

(2) публикации в материалах конференций

1. Beyer, A., Parthey, C. G., Kolachevsky, N., Alnis, J., Khabarova, K., Pohl, R., Peters, E., Yost, D.C., Matveev, A., Predehl, K., Droste, S., Wilken, T., Holzwarth, R., Haensch, T.W., Abgrall, M., Rovera, D., Salomon, Ch., Paurent, Ph., Udem, T. Precision spectroscopy of atomic hydrogen //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2013. – Т. 467. – №. 1. – С. 012003.
2. Kolachevsky, N., Beyer, A., Maisenbacher, L., Matveev, A., Pohl, R., Khabarova, K., Lamour, T., Yost, D.C., Haensch, T. W., Udem, T. 2S-4S spectroscopy in hydrogen atom: The new value for the Rydberg constant and the proton charge radius //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2018. – Т. 1936. – №. 1. – С. 020015.
3. Жаднов, Н. О., Крючков, Д. С., Кудеяров, К. С., Вишнякова, Г. А., Хабарова, К. Ю., Колачевский, Н. Н. Ультрастабильные лазеры для квантовой метрологии //Наноиндустрия. – 2020. – Т. 13. – №. S4. – С. 634-636.

4. Кудеяров, К. С., Жаднов, Н. О., Крючков, Д. С., Вишнякова, Г. А., Хабарова, К. Ю., Колачевский, Н. Н. Ультрастабильные лазерные системы с низким уровнем тепловых шумов для задач прецизионных измерений //XIII международные чтения по квантовой оптике (IWQO-2019). – 2019. – С. 328-329.
5. Maisenbacher, L., Beyer, A., Andreev, V., Grinin, A., Matveev, A., Khabarova, K., Kolachevsky, N., Yost, D., Haensch, T.W., Udem, T. Challenging QED with atomic Hydrogen //CLEO: Science and Innovations. – Optical Society of America, 2019. – С. SM4F. 1.
6. Kryuchkov D.S., Zhadnov N.O., Kudeyarov K.S., Semerikov I.A., Khabarova K.Yu., Kolachevskiy N.N. Ultra-stable laser systems based on Fabry-Perot cavities *The VIII International Symposium MPLP-2018.*//Modern problems of laser physics. – 2018. – С. 147-148.
7. Kolachevsky N., Golovisin A., Kalganova E., Tregubov D., Khabarova K., Sukachev D., Sorokin Precision spectroscopy of Thulium in optical lattice *The VIII International Symposium MPLP-2018.* //Modern problems of laser physics. – 2018. – С. 16-17.
8. Крючков, Д. С., Жаднов, Н. О., Кудеяров, К. С., Семериков, И. А., Хабарова, К. Ю., Колачевский, Н. Н. Технологические аспекты создания субгерцовых лазерных систем на основе ультрастабильных интерферометров Фабри-Перо //XXV Международная научно-техническая конференция и школа по фотоэлектронике и приборам ночного видения. – 2018. – С. 329-330.
9. Трегубов, Д. О., Головизин, А. А., Калганова, Е. С., Хабарова, К. Ю., Сорокин, В. Н., Колачевский, Н. Н. "Магическая" длина волны 813.3 нм для тулиевого оптического стандарта частоты *Материалы IX Международного симпозиума.* //Метрология времени и пространства. – 2018. – С. 166-167.
10. Бушмакин, В. С., Головизин, А. А., Трегубов, Д. О., Калганова, Е. С., Хабарова, К. Ю., Сорокин, В. Н., Колачевский, Н. Н. Измерение абсолютной частоты лазера 1.14 мкм с использованием стабилизированной оптической фемтосекундной гребенки //Лазерные, плазменные исследования и технологии-ЛаПлаз-2018. – 2018. – С. 325-326.
11. Kolachevsky, N., Beyer, A., Maisenbacher, L., Matveev, A., Pohl, R., Khabarova, K., Grinin, A., Lamour, T., Haensch, T.W., Udem, T. . 2S-4S spectroscopy in hydrogen atom: The new value for the Rydberg constant and the proton charge radius //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2018. – Т. 1936. – №. 1. – С. 020015.
12. Головизин А. А., Калшанова, Е.С., Вишнякова, Г. А., Трегубов, Д.О., Сукачев, Д.Д., Колачевский, Н.Н., Хабарова, К.Ю., Сорокин, В.Н. Тулий: охлаждение и спектроскопия *Сборник научных трудов III Международной конференции*//Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2017. – 2017. – С. 277-277.
13. Kolachevsky, N., Khabarova, K., Semerikov, I., Zalivako, I., Borisenko, A. Progress in optical frequency standards: ultracold Thulium, ions, and passive resonators //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2017. – Т. 793. – №. 1. – С. 012013.

14. Berdasov, O. I., Strelkin, S. A., Gribov, A. Y., Galyshev, A. A., Khabarova, K. Y., Kolachevsky, N. N., Slyusarev, S. N. Laser cooling and trapping of strontium atoms *MPLP-2016. The VII International Symposium and Young Scientists School*//Modern problems of laser physics MPLP-2016. – 2016. – С. 124-124.
15. Стрелкин С. А., Галышев, А., Бердасов, О., Грибов, А., Сутырин, Д., Хабарова, К., Колачевский, Н., Слюсарев, С. Узкополосное охлаждение атомов Sr88 на переходе 1S0-3P1 //Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015. – 2015. – С. 274а-274а.
16. Golovizin, A., Kalganova, E., Sukachev, D., Vishnyakova, G., Tregubov, D., Fedorov, S., Akimov, A., Kolachevsky, N., Khabarova, K., Sorokin, V. Detection of 1.14 mkm Magnetic Dipole Transition in Ultracold Thulium *12th International Workshop on Quantum Optics, IWQO 2015*//EPJ Web of Conferences. – EDP Sciences, 2015. – Т. 103. – С. 06002.

Список литературы

- [1] Haensch T.W. Passion for precision //Nobel Lecture. NobelPrize.org. - 2005. <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2005/hansch/lecture/>>
- [2] Ludlow A. D. et al. Optical atomic clocks //Reviews of Modern Physics. – 2015. – Т. 87. – №. 2. – С. 637.
- [3] Sick I. Proton charge radius from electron scattering //Atoms. – 2018. – Т. 6. – №. 1. – С. 2.
- [4] Lange R. et al. Improved limits for violations of local position invariance from atomic clock comparisons //Physical Review Letters. – 2021. – Т. 126. – №. 1. – С. 011102.
- [5] Kennedy C. J. et al. Precision metrology meets cosmology: improved constraints on ultralight dark matter from atom-cavity frequency comparisons //Physical Review Letters. – 2020. – Т. 125. – №. 20. – С. 201302.
- [6] Sanner C. et al. Optical clock comparison for Lorentz symmetry testing //Nature. – 2019. – Т. 567. – №. 7747. – С. 204-208.
- [7] Beyer, A., Maisenbacher, L., Matveev, A., Pohl, R., Khabarova, K., Grinin, A., Lamour, T., Yost, D.C, Haensch, T.W., Kolachevsky, N., Udem, T. The Rydberg constant and proton size from atomic hydrogen //Science. – 2017. – Т. 358. – №. 6359. – С. 79-85
- [8] Grinin A. et al. Two-photon frequency comb spectroscopy of atomic hydrogen //Science. – 2020. – Т. 370. – №. 6520. – С. 1061-1066.
- [9] Pohl R. et al. The size of the proton //Nature. – 2010. – Т. 466. – №. 7303. – С. 213-216.
- [10] Muon G. collaboration, GW Bennett et al. 2006 Final report of the muon E821 anomalous magnetic moment measurement at BNL //Phys. Rev. D. – 2. – Т. 73. – С. 072003.
- [11] Hagiwara K. et al. $(g-2)_\mu$ and a_μ (M2Z) re-evaluated using new precise data //Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2011. – Т. 38. – №. 8. – С. 085003.

- [12] De Beauvoir B. et al. Metrology of the hydrogen and deuterium atoms: Determination of the Rydberg constant and Lamb shifts //The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics. – 2000. – Т. 12. – №. 1. – С. 61-93.
- [13] Sutyryn D. V. et al. Optical frequency reference for the national time scale //Quantum Electronics. – 2019. – Т. 49. – №. 2. – С. 199.
- [14] Campbell G. K. et al. The absolute frequency of the ^{87}Sr optical clock transition //Metrologia. – 2008. – Т. 45. – №. 5. – С. 539.
- [15] Ludlow A. D. et al. Systematic study of the Sr 87 clock transition in an optical lattice //Physical Review Letters. – 2006. – Т. 96. – №. 3. – С. 033003.
- [16] Takamoto M. et al. An optical lattice clock //Nature. – 2005. – Т. 435. – №. 7040. – С. 321-324.
- [17] Castin Y., Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. Bose-Einstein Condensation (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995).
- [18] Бердасов О. И. и др. Оптический стандарт частоты на холодных атомах стронция //Альманах современной метрологии. – 2017. – №. 11. – С. 81-94.
- [19] Kaewuam R. et al. Spectroscopy of the $S\ 0\ 1 - D\ 2\ 1$ clock transition in Lu^+ 176 //Physical Review A. – 2019. – Т. 99. – №. 2. – С. 022514.
- [20] Derevianko A., Dzuba V. A., Flambaum V. V. Highly charged ions as a basis of optical atomic clockwork of exceptional accuracy //Physical review letters. – 2012. – Т. 109. – №. 18. – С. 180801.
- [21] von der Wense L., Seiferle B., Thirolf P. G. Towards a ^{229}Th -Based Nuclear Clock //Measurement Techniques. – 2018. – Т. 60. – №. 12. – С. 1178-1192.
- [22] Вишнякова Г.А., Головизин А.А., Калганова Е.С., Сорокин В.Н., Сукачев Д.Д., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. Ультрахолодные лантаноиды: от оптических часов до квантовых симуляторов//Успехи физических наук. - 2016. - Т. 186. - № 2. - С. 176-182.
- [23] D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov et al. Magneto-optical trap for thulium atoms // Physical Review A. - 2010. - Vol. 82. - P. 011405 1–4.
- [24] G. A. Vishnyakova, E. S. Kalganova, D. D. Sukachev et al. Two-stage laser cooling and optical trapping of thulium atoms// Laser Physics. - 2014. - Vol. 24. - P. 074018 1–7.
- [25] Drever R. W. P. et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator //Applied Physics B. – 1983. – Т. 31. – №. 2. – С. 97-105.
- [26] Kolachevsky N. et al. Low phase noise diode laser oscillator for $1S-2S$ spectroscopy in atomic hydrogen //Optics letters. – 2011. – Т. 36. – №. 21. – С. 4299-4301.
- [27] Rempe G. et al. Measurement of ultralow losses in an optical interferometer //Optics letters. – 1992. – Т. 17. – №. 5. – С. 363-365.

- [28] Alnis J. et al. Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities //Physical Review A. – 2008. – Т. 77. – №. 5. – С. 053809.
- [29] Golovizin A. et al. Ultrastable Laser System for Spectroscopy of the 1.14 mkm Inner-Shell Clock Transition in Tm and Its Absolute Frequency Measurement //Journal of Russian Laser Research. – 2019. – Т. 40. – №. 6. – С. 540-546.
- [30] К. Ю. Хабарова и др. Лазерная система для вторичного охлаждения атомов ^{87}Sr //Квантовая электроника. - 2012. - Т. 42 - № 11 - С. 1-6.
- [31] Berdasov O. I. et al. Ultrastable laser system for spectroscopy of the $1S_0-3P_0$ clock transition in Sr atoms //Quantum Electronics. – 2017. – Т. 47. – №. 5. – С. 400.
- [32] Parthey C. G. et al. Improved measurement of the hydrogen $1s-2s$ transition frequency //Physical review letters. – 2011. – Т. 107. – №. 20. – С. 203001.
- [33] Beyer A. et al. Precision spectroscopy of the $2S-4P$ transition in atomic hydrogen on a cryogenic beam of optically excited $2S$ atoms //Annalen der Physik. – 2013. – Т. 525. – №. 8-9. – С. 671-679.
- [34] Beyer A. et al. Active fiber-based retroreflector providing phase-retracing anti-parallel laser beams for precision spectroscopy //Optics express. – 2016. – Т. 24. – №. 15. – С. 17470-17485.
- [35] Minardi F. et al. Frequency shift in saturation spectroscopy induced by mechanical effects of light //Physical Review A. – 1999. – Т. 60. – №. 5. – С. 4164.
- [36] Low F. Natural line shape //Physical Review. – 1952. – Т. 88. – №. 1. – С. 53.
- [37] Yost D. C. et al. Quantum interference in two-photon frequency-comb spectroscopy //Physical Review A. – 2014. – Т. 90. – №. 1. – С. 012512.
- [38] Horbatsch M., Hessels E. A. Shifts from a distant neighboring resonance //Physical Review A. – 2010. – Т. 82. – №. 5. – С. 052519.
- [39] Berkeland D. J., Hinds E. A., Boshier M. G. Precise optical measurement of Lamb shifts in atomic hydrogen //Physical review letters. – 1995. – Т. 75. – №. 13. – С. 2470.
- [40] Horbatsch M., Hessels E. A. Tabulation of the bound-state energies of atomic hydrogen //Physical Review A. – 2016. – Т. 93. – №. 2. – С. 022513.
- [41] Mohr P. J., Taylor B. N., Newell D. B. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2010. – 2012.
- [42] Bezginov N. et al. A measurement of the atomic hydrogen Lamb shift and the proton charge radius //Science. – 2019. – Т. 365. – №. 6457. – С. 1007-1012.
- [43] Arnold A. S., Manson P. J. Atomic density and temperature distributions in magneto-optical traps //JOSA B. – 2000. – Т. 17. – №. 4. – С. 497-506.
- [44] Taichenachev A. V. et al. Magnetic field-induced spectroscopy of forbidden optical transitions with application to lattice-based optical atomic clocks //Physical review letters. – 2006. – Т. 96. – №. 8. – С. 083001.

- [45] Friebe S. et al. CO 2-laser optical lattice with cold rubidium atoms //Physical Review A. – 1998. – T. 57. – №. 1. – C. R20.