

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

На правах рукописи

Семериков Илья Александрович

ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ИОНОВ Mg^+ И Yb^+ В
КВАДРУПОЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ ПАУЛЯ ДЛЯ
КВАНТОВОЙ ЛОГИКИ

Специальность 01.04.05 – Оптика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

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

Москва - 2020

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Теория захвата и лазерного охлаждения ионов.....	15
1.1 Принцип работы квадрупольной ловушки Пауля.....	15
1.2 Взаимодействие иона с лазерным полем.....	24
1.3 Режимы взаимодействия иона с излучением.....	31
1.4 Доплеровское охлаждение ионов в режиме слабой связи.....	33
1.5 Метод определения температуры одиночного иона.....	33
Глава 2. Экспериментальная установка.....	39
2.1 Вакуумная система.....	39
2.1.1 Многосекционная квадрупольная линейная ловушка Пауля.....	42
2.1.2 Численное моделирование поля ловушки.....	46
2.1.3 Источники атомов и система ионизации электронным ударом.....	48
2.1.4 Регистрация ионов при помощи канальных умножителей.....	51
2.2 Питание ловушки.....	51
2.2.1 Резонансный трансформатор для питания ловушки.....	52
2.3 Лазерная система для охлаждения $^{24}\text{Mg}^+$	59
2.4 Оптическая система регистрации одиночных ионов.....	61
2.5 Управление экспериментом.....	63
2.6 Ионные системы для исследований.....	63
2.7 Основные результаты второй главы.....	64
Глава 3. Эксперименты по исследованию Вигнеровских кристаллов в ионной ловушке	67

3.1	Первичный захват и детектирование ионов в ловушке.....	67
3.1.1	Ионизация электронным ударом	67
3.1.2	Загрузка ловушки	68
3.1.3	Захват ионов в ловушку, исследование скорости загрузки и потерь.....	69
3.1.4	Оценка вкладов различных механизмов в скорость потерь	72
3.2	Эксперименты по охлаждению ионов $^{24}\text{Mg}^+$ и исследованию колебательной структуры ионов в ловушке	78
3.2.1	Система энергетических уровней $^{24}\text{Mg}^+$	78
3.2.2	Эксперимент по измерению температуры одиночного иона $^{24}\text{Mg}^+$	78
3.2.3	Исследование колебательного спектра ионов в ловушке	83
Глава 4.	Глубокое охлаждение ионов $^{171}\text{Yb}^+$	92
4.1	Глубокое охлаждение ионов.....	92
4.2	Расчет охлаждения иона $^{171}\text{Yb}^+$	94
4.2.1	Структура энергетических уровней $^{171}\text{Yb}^+$	94
4.2.2	Численное моделирование стационарной заселенности энергетических уровней $^{171}\text{Yb}^+$ в присутствии трех сфазированных оптических полей	95
4.2.3	Численное моделирование стационарной заселенности колебательных уровней $^{171}\text{Yb}^+$ во внешнем потенциале ловушки	102
	Заключение	106
	Список литературы	109

Введение

Диссертация посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию лазерного охлаждения ионов в линейной квадрупольной ловушке Пауля для их последующего использования в задачах квантовой логики.

Актуальность работы

В 1953 году Вольфганг Пауль предложил новый тип масс-спектрометра без магнитного поля [1], который впоследствии стал прототипом для квадрупольной ловушки Пауля [2]. В 1968 году Ханс Демельт предложил использовать радиочастотные ловушки для спектроскопии локализованных ионов. За свои работы в области удержания одиночных ионов Пауль и Демельт получили Нобелевскую премию по физике 1989 года. Следующим важным шагом стало лазерное охлаждение локализованных ионов, которое было предложено Вайнлендом и Демельтом в 1975 году и экспериментально реализовано в 1978 [3]. В 1994 году Ди-Винчнезо впервые предложил использовать ионы иттрия в качестве кубитов для квантовых вычислений [4]. А уже в 1995 Цираком и Цоллером была предложена схема реализации контролируемой двухкубитной операции с использованием общей колебательной моды ионной цепочки, что теоретически позволяет создать масштабируемый универсальный квантовый вычислитель на ионах [5]. В 1995 году в группе под руководством Вайнленда экспериментально продемонстрирована контролируемая двухкубитная операция, в которой кубиты представляли собой колебательное расщепление двух сверхтонких подуровней основного состояния иона ${}^9\text{Be}^+$, охлажденного до основного колебательного состояния [6]. В той же группе в 1998 году было продемонстрировано управляемое перепутывание состояний двух ионов [7], а в 2000 уже четырех [8]. Дальнейшим шагом по масштабированию квантовых вычислений на ионах стала реализация в 2003 г двухкубитной операции с использованием двух ионов ${}^{40}\text{Ca}^+$ в основном колебательном состоянии [9]. В этой работе использовались оптические кубиты и

модернизированный протокол Цирака-Цоллера, при этом достоверность двухкубитной операции составила 80%.

Одной из важных задач, требующих решения при реализации двухкубитных операций является необходимость достижения основного колебательного состояния ионов. Для большинства используемых квантовых вентилях (гейтов) необходимо чтобы в течение проведения всего цикла квантовых вычислений колебательное состояние иона не изменялось за счет нагрева иона. Для решения этой задачи были проведены теоретические [10; 11] и экспериментальные [12; 13] исследования скорости нагрева ионов и предложены подходы по ее минимизации: криогенное охлаждение электродов ловушки [14; 15], использование высокотемпературных сверхпроводников в электродах ловушки [16], очищение электродов плазмой [17; 18] или импульсным лазером [19]. Исследование скорости нагрева иона в ловушке до сих пор является актуальной научной задачей [20]. На данный момент в криогенных ловушках достигнуты скорости нагрева на уровне 1 фонона в секунду при расстоянии от иона до электродов ловушки порядка 100 мкм [16].

Также выполняются работы по созданию схем двухкубитных операций без использования основного колебательного состояния. В 1999-2000 годах Клаус Молмер и Андерс Соренсен (МС) предложили концепцию управляемого фазового гейта с использованием бихроматического поля [21; 22]. Преимуществом таких гейтов перед гейтом Цирака-Цоллера является возможность работы в неосновном колебательном состоянии. В 2003 году Гарсией-Риполлом в соавторстве с Цираком и Цоллером была предложена концепция управляемого фазового гейта с использованием быстрых пар лазерных π импульсов, производимых за время τ_π много меньше периода колебаний иона в ловушке $t_{ion} = 10^{-6}$ сек [23]. Преимуществом этого типа гейтов по сравнению с МС гейтами является хорошая масштабируемость, вплоть до систем, состоящих из сотен ионов и большая скорость. В том же году была продемонстрирована экспериментальная реализация

гейта типа Мольмера-Соренсона (МС) в группе Вайнленда. В качестве кубитов использовалось сверхтонкая структура ионов бериллия, захваченных в линейную ловушку Пауля [24]. Достоверность двухкубитной операции составила 98%.

После таких впечатляющих результатов открылась возможность масштабирования квантовых вычислений на ионах [25; 26]. Было предложено несколько концепций масштабируемого квантового вычислителя: адиабатическое перемещение ионов для проведения операции [27], связь разнесенных ионных кристаллов при помощи оптических связей по волокну [28], использование градиентов магнитных полей для адресации кубитов глобальными оптическими полями [29–32], использование массивов микроловушек. Были проведены экспериментальные работы по оптимизации алгоритмов коррекции ошибок [33]. Также были проведены эксперименты с различными типами кубитов: оптическими [34], на сверхтонкой структуре [35], на зеемановских подуровнях [36] и на тонкой структуре [37]. Использовались различные ионы: $^{25}\text{Mg}^+$ [38], $^{171}\text{Yb}^+$ [39], $^9\text{Be}^+$ [35], $^{40}\text{Ca}^+$ [40], $^{43}\text{Ca}^+$ [41], $^{88}\text{Sr}^+$ [40]. В результате были достигнута достоверность однокубитных операций на уровне 0.99996 при времени гейта 2 мкс [31]. Для двухкубитных операций эта величина составила 0.9991(6) при времени выполнения операции 30 мкс [31]. Времена когерентности в ионных системах составляют до 10 минут [42]. Совокупность этих факторов делает ионы одной из наиболее перспективных систем для квантовых вычислений.

Для выполнения исследований в этом направлении требуется создание универсальной линейной ловушки Пауля с системой оптической регистрации, реализация лазерного доплеровского охлаждения ионов, исследования по загрузке и их глубокому охлаждению. В диссертации приведены экспериментальные результаты по захвату и лазерному охлаждению цепочек ионов $^{24}\text{Mg}^+$ в линейной квадрупольной ловушке Пауля и исследование их колебательного спектра. Ион магния является одним из наиболее легких ионов, доступных для прямого лазерного охлаждения, что позволяет проводить на нем одни из наиболее

достоверных и быстрых двухкубитных квантовых операций [43]. Также в работе приводятся теоретические расчеты для глубокого охлаждения иона $^{171}\text{Yb}^+$ методом двойной индуцированной электромагнитной прозрачности. Задача эффективного глубокого охлаждения является одной из ключевых при масштабировании квантовых вычислителей, а ион $^{171}\text{Yb}^+$ обладает целым рядом достоинств, что уже позволило создать на нем 17-кубитный универсальный квантовый вычислитель [44]. Исследования, выполненные в данной диссертации, закладывают экспериментальную и теоретическую основу для реализации элементов квантовой логики на ионах Mg и Yb в ФИАН.

Целью данной работы являлось экспериментальное и теоретическое исследование захвата и лазерного охлаждения ионов Yb и Mg.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Создать линейную квадрупольную ловушку Пауля для захвата и исследования одиночных ионов с системой генерации атомных пучков и системой ионизации атомов.
2. Исследовать процесс захвата ионов и методы их регистрации в линейной ловушке при помощи канальных электронных умножителей.
3. Исследовать многочастичные потери и время жизни ионов, захваченных в ловушку.
4. Реализовать лазерное охлаждение ионов Mg и исследовать спектр колебаний ионов в линейной ловушке.
5. Измерить температуру ионов при доплеровском охлаждении.
6. Произвести расчеты населенности возбужденного уровня энергии в ионе $^{171}\text{Yb}^+$ в присутствии трех оптических полей, а затем на его основе произвести расчет минимально достижимого среднего колебательного числа иона в ловушке при глубоком охлаждении методом двойной индуцированной прозрачности.

Научная новизна:

1. Методом численного решения уравнений движения с полным учетом межионных взаимодействий исследованы многочастичные потери захваченных в ловушку Пауля ионов. Метод позволяет исследовать динамику потерь для ловушки с количеством ионов до 30. Результаты расчетов подтверждены экспериментально с использованием ионов магния.
2. Измерена верхняя граница температуры иона Mg после цикла лазерного охлаждения методом анализа зависимости интенсивности флюоресценции иона от отстройки охлаждающего излучения от резонанса. Для обработки экспериментальных данных использовался профиль Фойгта, учитывающий, как уширение линии за счет эффекта Доплера, так и уширение мощностью. Верхняя граница температуры составила 39 мК при погрешности 5 мК.
3. Впервые предложен метод двойной электромагнитно индуцированной прозрачности для охлаждения ионов иттербия в основное колебательное состояние с использованием трех оптических полей. Произведен расчет спектра поглощения иона с использованием статического решения уравнения Линдблада, получена зависимость среднего колебательного числа от частоты моды для различных параметров оптических полей. Метод позволит производить охлаждение ионов иттербия до колебательного состояния с $\langle n \rangle < 0,1$ в диапазоне секулярных частот от $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 0,9$ МГц до $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 2,5$ МГц.

Практическая значимость

Линейная ловушка Пауля с оптической системой регистрации ионов, созданная в рамках этой работы, может быть использована для реализации элементов квантовой логики в линейных цепочках ионов различных масс от ${}^9\text{Be}^+$ до ${}^{199}\text{Hg}^+$.

Программа для расчетов многочастичных потерь может быть использована для расчета динамики загрузки ловушек в различных ионных экспериментах и позволит подбирать оптимальные параметры загрузки ионов в ловушку.

Лазерное охлаждение вигнеровских кристаллов Mg^+ и исследование их колебательного спектра является необходимым шагом для проведения квантовых операций на сверхтонкой структуре ионов магния-25, имеющего ненулевой спин ядра.

Предложенный метод глубокого лазерного охлаждения иттербия может быть использован как в стандартах частоты для достижения глубокого режима Лэмба-Дике, так и в квантовых вычислителях на основе ионов для улучшения достоверности двухкубитных квантовых операций.

Результаты работы востребованы такими организациями как МГУ им. Ломоносова, МФТИ, АО РКС, ВНИИФТРИ, ООО МЦКТ, ИЛФ СО РАН, ЗАО “Время-Ч”.

Положения, выносимые на защиту:

1. Число захваченных ионов Mg^+ в созданную линейную квадрупольную ловушку Пауля с радиальной секулярной частотой $2\pi \times 0,16$ МГц и аксиальной циклической частотой $2\pi \times 0,08$ МГц экспоненциально уменьшается со временем удержания. Для 16и изначально захваченных частиц постоянная времени составляет 1,7 сек при давлении в вакуумной камере 10^{-8} мбар. Постоянная времени определяется в основном кулоновским взаимодействием ионов друг с другом, что подтверждается численным моделированием.
2. При помощи лазерного охлаждения иона $^{24}Mg^+$ в созданной установке достигнута температура иона менее 39 мК. Верхняя граница температуры иона получена при помощи анализа сигнала люминесценции иона в зависимости от отстройки охлаждающего излучения от частоты перехода.

Предложенный метод обеспечивает точность измерения верхней границы температуры иона не хуже 15% при используемых параметрах.

3. Расчеты, основанные на решении уравнения Линдблада, показывают, что метод двойной индуцированной электромагнитной прозрачности, примененный к иону $^{171}\text{Yb}^+$, позволит получить среднее колебательное число $\langle n \rangle$ ниже 0,1 в диапазоне секулярных частот от $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 0,9$ МГц до $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 2,5$ МГц.

Личный вклад. Все изложенные в данной работе результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

Апробация работы. Результаты работы были представлены автором лично на 5 международных и российских научных конференциях, и симпозиумах:

1. “Текущее состояние разработки и изготовления стандарта частоты на одиночных ионах $^{27}\text{Al}^+$ ”, И.А. Семериков Физика ультрахолодных атомов (21-22 декабря 2015, Новосибирск, Россия)
2. “Trapping of $^{27}\text{Al}^+$ and $^{25}\text{Mg}^+$ ions in a linear Paul trap for creation an optical frequency standard, based on $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ aluminum transition”, Ilya Semerikov, 3-ий объединённый симпозиум МФТИ-ФИАН-ИЭК(Токио) (20-23 октября 2015, Москва, ФИАН) https://sites.lebedev.ru/en/smfti/show.php?page_id=3998
3. “Multiparticle losses in a linear Paul trap”, Ilya Semerikov, European Conference on Atoms, Molecules and Photons (EGAS-ECAMP-12) (5-9 сентября 2016, Франкфурт, ФРГ)
4. “Many-particle losses in a linear Paul trap”, I. Semerikov, I. Zalivako, A. Borisenko, T. Shpakovky, V. Sorokin, K. Khabarova, N. Kolachevskiy, Modern Problems of Laser Physics, MPLP (22-28 августа 2016, Новосибирск, Россия)
5. “On the way to robust laser cooled magnesium ion microwave frequency standard”, Ilya Semerikov, 4 -ий объединённый симпозиум МФТИ-ФИАН-ИЭК(Токио) (25-29 марта, Токио, Япония)

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 рецензируемых научных изданиях, индексируемых Web of Science:

1. И. А. Семериков, И. В. Заливако, Т. В. Шпаковский, А. С. Борисенко, К. Ю. Хабарова, В. Н. Сорокин, Н. Н. Колачевский/ Многочастичные потери в линейной квадрупольной ловушке Пауля // Квантовая электроника – 2016 – Т. 46, № 10 – с.935-940.
2. И. В. Заливако, А. С. Борисенко, И. А. Семериков, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский/ Доплеровское лазерное охлаждение и исследование колебательного спектра ионов $^{24}\text{Mg}^+$ в линейной ловушке Пауля// Квантовая электроника – 2018 – Т. 48, № 5 – с.448-452.
3. I. A. Semerikov I. V. Zalivako A. S. Borisenko K. Y. Khabarova N. N. Kolachevsky/ EIT Ground State Cooling Scheme of $^{171}\text{Yb}^+$ Based on the $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ Cooling Transition// Journal of Russian Laser Research – 2018 – Vol. 39, Iss. 6 – pp.568-574.

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

Во **введении** приводится краткая история исследований в области удержания и доплеровского охлаждения ионов, рассматриваются история квантовых вычислений с использованием ультрахолодных ионов от первых идей до наиболее современных техник и экспериментов. Обосновывается актуальность представляемой работы в рамках текущих исследований, использующих ультрахолодные ионы.

В первой главе приводятся основные теоретические сведения, используемые для создания экспериментальной установки и проведения экспериментов с холодными ионами, а также общие теоретические сведения, необходимые для расчетов взаимодействия иона в квадрупольном потенциале с оптическим полем. В п. 1.1 рассматривается классическая теория работы линейной квадрупольной ловушки Пауля, рассматриваются классические уравнения движения заряженной частицы в радиочастотном квадрупольном потенциале. В п. 1.2 описывается движение иона в квадрупольном потенциале с точки зрения квантовой механики, модификация гамильтониана взаимодействия двухуровневой

системы с оптическим полем в потенциале квадрупольной ловушки, режим Лэмба-Дике. В 1.3 рассматривается 2 режима взаимодействия иона с излучением: с разрешёнными боковыми частотами и с неразрешёнными боковыми частотами. Приводится критерий перехода от одного режима к другому. В пункте 1.4 рассмотрено доплеровское охлаждение иона в режиме неразрешённых боковых частот, приводится доплеровский предел охлаждения. Пункт 1.5 посвящен обзору методов определения температуры иона и детальному описанию метода определения температуры по анализу профиля спектра люминесценции иона. Основным результатом первой главы является формулирование теоретических предпосылок для создания экспериментальной установки, проведения экспериментов с ионными кристаллами и теоретических расчетов новых схем глубокого охлаждения.

Вторая глава посвящена описанию созданной экспериментальной установки. В пункте 2.1 описывается вакуумная система включающая в себя линейную квадрупольную ловушку Пауля (п.п. 2.1.1, 2.1.2), источники атомов и систему ионизации электронным ударом (п. 2.1.3), а также систему регистрации ионов на основе каналотронов (п. 2.1.4). В пункте 2.2 описывается система питания ловушки, приводятся результаты исследования изготовленных резонансных трансформаторов. Пункт 2.3 посвящен описанию лазерной системы для доплеровского охлаждения и возбуждения колебаний в кристаллах из ионов $^{24}\text{Mg}^+$. В пункте 2.4 описана оптическая система регистрации ионов, позволяющая разрешать отдельные ионы в ионном кристалле и таким образом детектировать квантовое состояние отдельных ионов. Пункт 2.6 посвящен описанию диапазона ионов доступных для исследований при помощи созданной экспериментальной системы. Основным результатом второй главы является создание экспериментальной установки, позволяющей проводить эксперименты с холодными ионами. При небольшой модернизации возможно также проведение однокубитных и двухкубитных операций.

Третья глава посвящена проведению экспериментов с ионами. Пункт 3.1 посвящен первичному захвату ионов в созданную ловушку. В нем описываются эксперименты по проверке работоспособности систем генерации атомов, ионизации их электронным ударом (п. 3.1.1), а также совместной работы квадрупольной ловушки, системы генерации атомов и ионизации электронным ударом (п. 3.1.3). Проведены исследования скорости загрузки ионов в ловушку и их времени жизни, которое составило 1,7 с (п. 3.1.3). Также предложен механизм, приводящий к потере горячих ионов из ловушки связанный с кулоновским взаимодействием ионов между собой. При помощи численного моделирования показано, что предложенный механизм вносит основной вклад в потери ионов и ограничивает время жизни ионов в ловушке (п. 3.1.4). В результате экспериментов, описанных в пункте 3.1 было получено облако ионов с временем жизни достаточным для применения лазерного охлаждения. Пункт 3.2 посвящён экспериментам по лазерному охлаждению ионов $^{24}\text{Mg}^+$ и исследованию их колебательного спектра в линейной квадрупольной ловушке. В пункте 3.2.1 описана энергетическая структура уровней однократно ионизованного иона $^{24}\text{Mg}^+$, используемых для доплеровского охлаждения. В пункте 3.2.2 приведены оценки на верхнюю границу температуры иона магния полученные из анализа профиля линии охлаждающего перехода. Результатом пункта 3.2.2 является получение верхней границы температуры лазерно-охлажденного иона $^{24}\text{Mg}^+$ $T = 40 \pm 4$ мК. В пункте 3.2.3 описываются эксперименты по исследованию колебаний одиночного иона и пары холодных ионов, производится сравнение параметров ловушки полученных в результате измерения частот колебательных мод кристалла и по результатам численного моделирования. Таким образом, в третьей главе продемонстрированы захват и лазерное охлаждение ионов $^{24}\text{Mg}^+$ в линейной квадрупольной ловушке Пауля, оценена верхняя граница температуры иона в этих экспериментах, измеряется секулярные частоты колебания одиночного иона и простого ионного кристалла.

В четвертой главе рассмотрено глубокое лазерное охлаждение методом двойной индуцированной электромагнитной прозрачности применительно к иону $^{171}\text{Yb}^+$. В пункте 4.1 описываются методы глубокого лазерного охлаждения ионов, их преимущества и недостатки. Подпункт 4.2.1 описывает структуру энергетических уровней иттербия и конкретизирует используемую в расчетах модель используемых уровней. В подпункте 4.2.2 производится вычисление стационарного распределения населенности энергетических уровней иона $^{171}\text{Yb}^+$ в присутствии трех сфазированных оптических полей. В подпункте 4.2.3 производится вычисление стационарного среднего колебательного числа для $^{171}\text{Yb}^+$ в зависимости от параметров ловушки и охлаждающего излучения.

В заключении приводятся основные результаты работы.

Глава 1. Теория захвата и лазерного охлаждения ионов

1.1 Принцип работы квадрупольной ловушки Пауля

Согласно теореме Ирншоу невозможно создать статическое электрическое поле, обеспечивающее устойчивое положение равновесия для точечного заряда. Однако, это ограничение не распространяется на переменное электрическое поле. Далее будет кратко изложены теоретические основы движения иона в радиочастотной ловушке согласно [45]. Рассмотрим положительно заряженную частицу с зарядом e в электрическом поле с потенциалом $\Phi(\mathbf{r})$. На нее будет действовать сила $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ причем

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -e \nabla \Phi(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Ограничимся рассмотрением силы, линейной по координате. Тогда потенциал может быть описан формулой

$$\Phi(x, y, z) = ax^2 + by^2 + cz^2 \quad (2)$$

Из уравнения Лапласа, пренебрегая объемной плотностью заряда самого иона получаем $\Delta\Phi(x, y, z) = 0$ что с учетом (2) дает

$$a + b + c = 0. \quad (3)$$

В радиочастотных ловушках чаще всего используется один из двух важных случаев:

1. линейная ловушка Пауля $a = 1; b = -1; c = 0$
2. трехмерная ловушка Пауля $a = b = 1; c = -2$

Далее мы рассмотрим движение заряженной частицы в линейной ловушке Пауля т.к. она значительно чаще используется в приложениях, связанных с квантовой логикой.

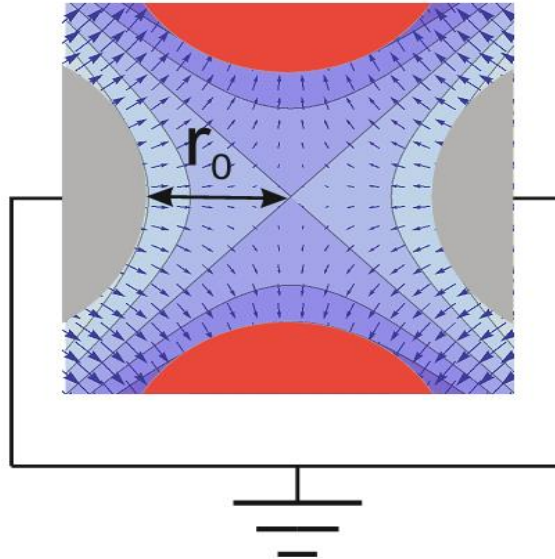


Рис. 1. Структура электрического поля в радиочастотной ловушке Пауля в некоторый момент времени. Серым показаны заземленные электроды, красным-электроды с радиочастотным потенциалом. Цветом показаны эквипотенциальные поверхности, стрелками направление электрического поля. Длина стрелок пропорциональна напряженности электрического поля в данной точке.

Как не трудно заметить из (2), в случае линейной ловушки Пауля эквипотенциальными линиями в плоскости xu при фиксированной координате z будут гиперболы. Поэтому для задания идеального квадрупольного потенциала электроды тоже должны иметь форму гиперболы. В этом случае напряженности электрического поля могут быть записаны в виде

$$E_x = \frac{\Phi_0}{r_0^2} x; E_y = -\frac{\Phi_0}{r_0^2} y; E_z = 0, \quad (4)$$

где r_0 – модуль расстояния от поверхности электрода до центра ловушки. Подставив $\Phi_0 = U_{dc} - V_{ac} \cos \omega t$, где U_{dc} – постоянное напряжение прикладываемое к электроду, V_{ac} – амплитуда радиочастотного напряжения, $\omega_{pч}$ – радиочастота, получим уравнения движения для заряженной частицы с зарядом e и массой m в таком потенциале:

$$m\ddot{x} = \frac{e}{r_0^2} (U_{dc} - V_{ac} \cos \omega_{pч} t)x, \quad (5)$$

$$m\ddot{y} = -\frac{e}{r_0^2}(U_{dc} - V_{ac} \cos \omega_{pч} t)y.$$

Введем новые безразмерные переменные

$$\tau = \frac{\omega}{2} t; a = \frac{4eU_{dc}}{m\omega_{pч}^2 r_0^2}; q = \frac{2eV_{ac}}{m\omega_{pч}^2 r_0^2} \quad (6)$$

и получим безразмерные уравнения движения:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x(\tau)}{d\tau^2} + (a - 2q \cos 2\tau)x &= 0, \\ \frac{d^2 y(\tau)}{d\tau^2} - (a - 2q \cos 2\tau)y &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Это - известные уравнения Матье, которые принадлежат к классу уравнений с периодическими коэффициентами. Согласно теореме Флоке общее решение такого уравнения может быть записано в виде

$$x(\tau) = A e^{i\beta(a,q)\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}(a,q) e^{i2n\tau} + B e^{-i\beta(a,q)\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}(a,q) e^{-i2n\tau} \quad (8)$$

и аналогично для $y(\tau)$. Стоит отметить, что в случае $\beta(a,q) \in \mathbb{R}$ движение по осям x и y являются ограниченными. Подставляя (8) в (7), и считая коэффициенты $C_{2n}(a,q)$ и $\beta(a,q)$ действительными можно получить рекуррентное соотношение для $C_{2n}(a,q)$

$$\begin{aligned} C_{2n+2} - D_{2n} C_{2n} + C_{2n-2} &= 0, \\ D_{2n} &= \frac{a - (2n + \beta)^2}{q}. \end{aligned} \quad (9)$$

Преобразуя выражение (9) и применяя его рекуррентно, получим

$$\begin{aligned} C_{2n+2} &= \frac{C_{2n}}{D_{2n} - \frac{1}{D_{2n+2} - \frac{1}{\dots}}}, \\ C_{2n} &= \frac{C_{2n-2}}{D_{2n} - \frac{1}{D_{2n-2} - \frac{1}{\dots}}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Аналогично для $\beta(a, q)$

$$\beta^2 = a - q \left(\frac{1}{D_0 - \frac{1}{D_2 - \frac{1}{\dots}}} + \frac{1}{D_0 - \frac{1}{D_{-2} - \frac{1}{\dots}}} \right). \quad (11)$$

Для того чтобы решения уравнения Матье были ограничены в пространстве, параметр β должен быть действительным. Учитывая, что $\beta_x(a, q) = \beta_y(-a, q)$ будем рассматривать первую зону стабильности уравнения Матье где $\beta \in (0,1)$. Решая численно (11) при фиксированных β относительно a можно получить диаграмму стабильности для уравнения Матье (Рис. 2). При параметрах, лежащих внутри заштрихованной области, решение уравнений движения является ограниченным и ион может быть захвачен в ловушку.

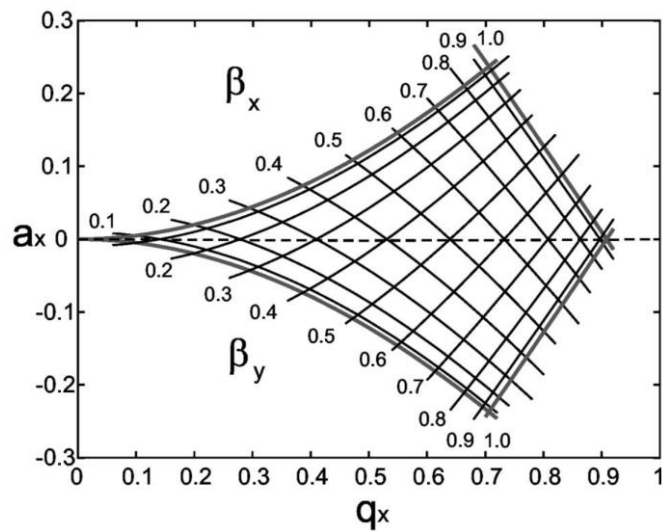


Рис. 2 Диаграмма стабильности уравнения Матье. При параметрах, лежащих в штрихованной области решение уравнения Матье являются ограниченными. [45]

Обычно в экспериментах выполняется соотношение $|a| \ll 1$ и $q^2 \ll 1$. В этом случае можно приближенно считать, что $C_{\pm 4} \cong 0$ и выражение для $\beta(a, q)$ приобретает вид

$$\beta = \sqrt{a + \frac{q^2}{2}}. \quad (12)$$

В свою очередь считая, что $A = B$, получим

$$x(t) = 2AC_0 \cos\left(\frac{\beta\omega_{\text{pч}}}{2}t\right) \left(1 - \frac{q}{2} \cos \omega_{\text{pч}}t\right). \quad (13)$$

Аналогично можно получить решение для движения по координате y :

$$y(t) = 2AC_0 \sin\left(\frac{\beta\omega_{\text{pч}}}{2}t + \phi_0\right) \left(1 + \frac{q}{2} \cos \omega_{\text{pч}}t\right). \quad (14)$$

Из формул (13), (14) следует, что при малых параметрах β , движение одиночного иона в линейной ловушке Пауля может быть разложено на гармоническое движение с частотой $\Omega_{\text{сек}} = \frac{\beta\omega_{\text{pч}}}{2}$, амплитудой $x_{0\text{сек}} = 2AC_0$, а также модуляцию этого движения на частоте радиочастотного поля ловушки с амплитудой $x_{0\text{микр}}(t) = \frac{q}{2}x_{\text{сек}}(t)$. Первый тип движения называется секулярным, и амплитуда его движения определяется только температурой иона. Второй тип движения называется микродвижением, является вынужденным и определяется не только температурой, но и параметром q . Амплитуда микродвижений линейно возрастает с удалением от центра ловушки. Чтобы качественно понять принцип действия ловушки, используем метод последовательных приближений. Вначале рассмотрим одномерное движение положительно заряженного иона в однородном электрическом поле $E_x = E_{x_0} \cos(\omega_{\text{pч}}t)$. Уравнение движения в этом случае $m\ddot{x} = eE_{x_0} \cos(\omega_{\text{pч}}t)$ а координата может быть записана в виде

$$x(t) = x_1 - \frac{eE_{x_0}}{m\omega_{\text{pч}}^2} \cos(\omega_{\text{pч}}t) \quad (15)$$

для нулевой начальной скорости. Это решение соответствует уже описанным выше микродвижениям. При этом видно, что микродвижения отстают по фазе от радиочастотного напряжения на π . Далее рассмотрим движение иона в квадрупольном потенциале. Для этого разложим электрическое поле в ряд Тейлора вблизи точки x_1 и оставим только два первых члена $E_x \approx E_x(x_1) + \frac{\partial E_x(x_1)}{\partial x}(x - x_1)$.

Тогда с учетом (15) и (4) считая $U_{dc} = 0$ сила, действующая на ион будет иметь вид

$$F_x(t) \approx e \frac{V_{ac}}{r_0^2} x_1 \cos(\omega_{pч} t) - \frac{e^2 V_{ac}^2}{r_0^4 m \omega_{pч}^2} x_1 \cos^2(\omega_{pч} t) \quad (16)$$

При усреднении этой силы по времени за один период радиочастотного поля первый член даст ноль, а второй будет равен

$$\langle F_x \rangle = - \frac{e^2 V_{ac}^2}{2 r_0^4 m \omega_{pч}^2} x_1. \quad (17)$$

Аналогично получим

$$\langle F_y \rangle = - \frac{e^2 V_{ac}^2}{2 r_0^4 m \omega_{pч}^2} y_1. \quad (18)$$

Эта сила обуславливает секулярное движение иона, и ей будет соответствовать псевдопотенциал

$$\Psi(x, y) = \frac{e^2 V_{ac}^2}{4 r_0^4 m \omega_{pч}^2} (x^2 + y^2). \quad (19)$$

Максимум этого потенциала достигается при $x^2 + y^2 = r_0^2$. В этом случае

$$\Psi_{\text{макс}} = \frac{e^2 V_{ac}^2}{4 m \omega_{pч}^2 r_0^2} = \frac{eqV_{ac}}{8} = \frac{q^2 m \omega_{pч}^2 r_0^2}{2} = \frac{\Omega_{\text{сек}}^2 r_0^2 m}{16}. \quad (20)$$

Из формулы (20) следует, что глубина потенциала линейной квадрупольной ловушки прямо пропорциональна безразмерному параметру q и амплитуде радиочастотного напряжения на электродах V_{ac} . Таким образом, для увеличения глубины потенциала можно увеличивать параметр q и амплитуду V_{ac} . Однако, увеличение параметра q приводит к увеличению ангармонизма, а в последствии и к потере ограниченности решения уравнения Матье. Обычно в экспериментах по квантовой логике параметр q не превышает $q \leq 0,1$. По этой причине для увеличения глубины псевдопотенциала ловушки можно увеличивать частоту питания ловушки и ее характерные размеры. Вместе с этим должна увеличиваться амплитуда радиочастотного напряжения. Также при помощи преобразований можно показать, что глубина псевдопотенциала ловушки может быть выражена через секулярную частоту движений иона в ловушке, её размер и массу иона. Эта

связь используется для экспериментального определения глубины псевдопотенциала.

Далее рассмотрим удержание иона в линейной ловушке Пауля вдоль оси z . Для удержания иона вдоль оси z используется постоянное поле. Рассмотрим дополнительный квадрупольный потенциал вида

$$\Phi_z = \kappa_z U_z (z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2)). \quad (21)$$

Здесь κ_z – геометрический фактор, U_z – напряжение на дополнительных электродах, отвечающих за аксиальное удержание. В этом случае движение иона вдоль оси z будет гармоническим с частотой ω_z

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2\kappa_z e U_z}{m}}, \quad (22)$$

а глубина потенциальной ямы вдоль оси z будет определяться формулой

$$\Psi_z = \kappa_z e U_z z_0^2. \quad (23)$$

Где z_0 – характерный размер ловушки вдоль оси z . При этом это дополнительное поле изменит движение вдоль осей x и y . В частности, изменится параметр a в уравнении Матье, а параметр q останется неизменным. Модифицированные параметры могут быть записаны в следующем виде:

$$a'_x = \frac{4eU_{dc}}{m\omega_{pч}^2 r_0^2} - \frac{4e\kappa_z U_z}{m\omega_{pч}^2}; \quad a'_y = -\frac{4eU_{dc}}{m\omega_{pч}^2 r_0^2} - \frac{4e\kappa_z U_z}{m\omega_{pч}^2}. \quad (24)$$

Тогда модифицированная секулярная частота при $U_{dc} = 0$ согласно (12) оказывается равна

$$\Omega'_{сек} = \sqrt{\Omega_{сек}^2 - \omega_z^2/2}. \quad (25)$$

Отношение $\frac{\Omega_{сек}}{\omega_z}$ в эксперименте обычно лежит в диапазоне от 3 до 100. По этой причине иногда бывает важным учитывать уменьшение эффективной секулярной частоты и, соответственно, уменьшение глубины псевдопотенциала вдоль осей x и y при увеличении локализации иона (конфайнмента) по оси z . Далее в тексте модифицированная секулярная частота будет для краткости обозначаться

$\Omega_{\text{сек}}$. Существует несколько типов реализаций удержания иона вдоль оси z (Рис. 3): пара колец (Рис. 3 а), сегментированные электроды на крайние сегменты которых подается напряжение U_z (Рис. 3 б), пара чашечных электродов (Рис. 3 в) размещенных на оси z в торцах ловушки.

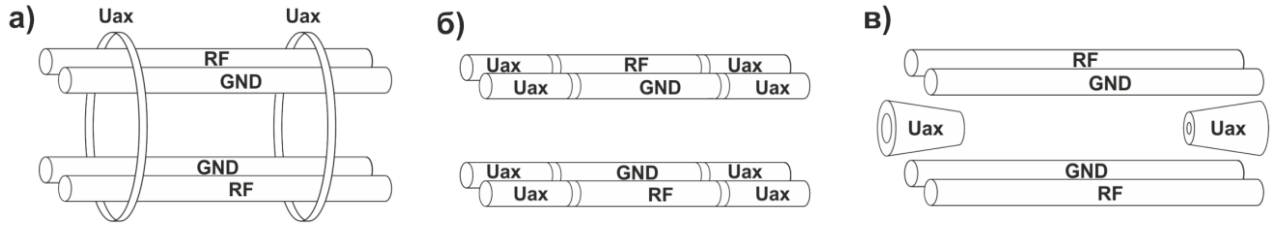


Рис. 3 Наиболее распространенные способы организации удержания ионов в осевом направлении ловушки: а) при помощи кольцевых электродов; б) путем сегментирования радиочастотных электродов; в) при помощи концевых электродов (end-cap). RF — радиочастотные электроды, GND — заземленные электроды, U_{ax} — положительный постоянный потенциал, обеспечивающий аксиальное удержание.

Приведенные выше рассуждения справедливы для движения иона только в квадрупольном электрическом поле. В условиях эксперимента существует ряд важных отличий от идеального гармонического потенциала: наличие разности фаз на радиочастотных электродах ловушки, присутствие внешних паразитных электрических полей, отличие формы электродов от идеальной гиперболы, присутствие патчевых зарядов на электродах ловушки.

Рассмотрим движение иона в линейной ловушке Пауля в присутствии внешнего однородного поля $\mathbf{E}_{\text{внеш}}$. Такие поля в эксперименте возникают за счет зарядки диэлектриков вблизи точки удержания ионов или вследствие прочих паразитных полей вне ловушки. Из формулы (17), можно приравнять среднюю силу, действующую на ион со стороны удерживающего потенциала, к электростатической силе, действующей со стороны внешнего поля. Тогда получим для величины смещения центра потенциальной ямы $x_{\text{сд}}$

$$x_{\text{сд}} = \frac{E_{\text{внеш}x} 2r_0^4 m \omega_{\text{рч}}^2}{V_{\text{ас}}^2 e} = \frac{E_{\text{внеш}x} e}{m \Omega_{\text{сек}}^2}. \quad (26)$$

Аналогично можно найти смещение центра потенциальной ямы по осям y и z . Такое смещение точки равновесия иона приводит к амплитуде микродвижений $x_{\text{пар}} = \frac{x_{\text{сд}}q}{2}$, что соответствует средней кинетической энергии [46]

$$W_{\text{кин}} = \frac{m x_{\text{сд}}^2 \omega_{\text{рч}}^2 q^2}{16} = \frac{E_{\text{внешх}}^2 e^2}{2 m \Omega_{\text{сек}}^2}. \quad (27)$$

Так как микродвижения являются вынужденными, то амплитуда описанных паразитных микродвижений не может быть уменьшена за счёт охлаждения иона. По этой причине необходимо компенсировать внешние паразитные электрические поля при помощи дополнительных компенсирующих электродов.

В случае отличия формы электродов от гиперболического цилиндра (формула (4)) потенциал вблизи оси z ловушки может быть разложен до квадрупольного с применением геометрических факторов κ_x и κ_y :

$$E_x = \frac{\kappa_x \Phi_0}{r_0^2} x; \quad E_y = -\frac{\kappa_y \Phi_0}{r_0^2} y. \quad (28)$$

Соответственно, гармоничность потенциала определяется близостью геометрического фактора к единице. В эксперименте радиочастотные электроды ловушки часто имеют форму цилиндра в силу простоты, высокой точности изготовления и возможности хорошего оптического доступа. В этом случае оптимальным отношением радиуса электрода $r_{\text{эл}}$ к расстоянию от поверхности электрода до центра ловушки r_0 с точки зрения максимальной гармоничности потенциала является [47]

$$\left(\frac{r_{\text{эл}}}{r_0}\right)_{\text{опт}} = 1,16. \quad (29)$$

В этом случае $\kappa_x > 0,9$. Однако, платой за высокую эффективность удержания и гармоничность потенциала является относительно малый телесный угол, доступный для оптического наблюдения иона. С уменьшением телесного угла наблюдения иона падает эффективность сбора фотонов от иона и, соответственно, эффективность регистрации состояния иона.

Таким образом была изложена теория классического движения иона в квадрупольной ловушке Пауля, необходимая для проектирования ловушки, а также для перехода к квантовому описанию движения иона. Получены выражения для траектории движения частицы в квадрупольном потенциале, описаны безразмерные параметры, характеризующие движение иона, оценивается глубина потенциала ловушки и секулярная частота иона в зависимости от геометрии ловушки и параметров питающего напряжения. Приводятся выражения для амплитуды паразитных микродвижений.

1.2 Взаимодействие иона с лазерным полем

Наличие внешнего псевдопотенциала, создаваемого квадрупольной ловушкой, меняет характер взаимодействия иона с излучением, что бывает важным как для лазерного охлаждения, так и для квантовых манипуляций с ионом. В этом пункте будет получен вид Гамильтониана взаимодействия иона с лазерным полем. Вначале будет получен гамильтониан иона в поле ловушки, а затем будет рассмотрено взаимодействие с оптическим полем.

Рассмотрим квантовую динамику движения иона в квадрупольном потенциале радиочастотной ловушки согласно [45]. Гамильтониан движения может быть записан в виде

$$\hat{H}_{\text{дв}} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{m}{2}W(t)\hat{x}^2 \quad (30)$$

где

$$W(t) = \frac{\omega_{\text{рч}}^2}{4}(a + 2q \cos(\omega_{\text{рч}}t)) \quad (31)$$

Далее запишем уравнения движения в гейзенберговском представлении по аналогии с гармоническим осциллятором

$$\frac{d\hat{x}_{\Gamma}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{x}_{\Gamma}, \hat{H}_{\text{дв}}] = \frac{\hat{p}_{\Gamma}}{m} \quad (32)$$

$$\frac{d\hat{p}_\Gamma}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{p}_\Gamma, \hat{H}_{\text{дв}}] = -mW(t)\hat{x}_\Gamma \quad (33)$$

Дифференцируя (32) и подставляя (33), получим

$$\frac{d^2\hat{x}_\Gamma}{dt^2} + W(t)\hat{x}_\Gamma = 0 \quad (34)$$

Если в этом уравнении заменить оператор \hat{x} на функцию $u(t)$, мы получим известное уравнение Матье, которое уже решалось в пункте 1.1. Рассмотрим его решение с начальными условиями

$$u(0) = 1; \dot{u}(0) = iv \quad (35)$$

Такое решение соответствует $A = 1, B = 0$ в выражении (8). Соответственно,

$$u(t) = e^{i\beta\omega_{\text{рч}}t/2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{in\omega_{\text{рч}}t} \equiv e^{i\beta\omega_{\text{рч}}t/2} \Phi(t) \quad (36)$$

где $\Phi(t)$ – периодическая функция с периодом $T = 2\pi/\omega_{\text{рч}}$. Подставляя решение (36) в выражение для начальных условий (35), получим условие для коэффициентов C_{2n} :

$$u(0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} = 1; \nu = \omega_{\text{рч}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} (\beta/2 + n) \quad (37)$$

В случае $\beta \ll 1$ $\nu = \Omega_{\text{сек}}$.

Так как это решение и его комплексное сопряжение линейно независимы, их вронскиан не равен нулю. Запишем сохранение вронскиана на решении:

$$u^*(t)\dot{u}(t) - u(t)\dot{u}^*(t) = u^*(0)\dot{u}(0) - u(0)\dot{u}^*(0) = 2iv \quad (38)$$

Так как $\hat{x}(t)$ и $u(t)$ являются решениями одного и того же дифференциального уравнения, то их линейная комбинация

$$\hat{C}(t) = \sqrt{\frac{m}{2\hbar\nu}} i(u(t) \frac{d\hat{x}(t)}{dt} - \dot{u}(t)\hat{x}(t)) \quad (39)$$

оказывается пропорциональна их вронскиану и не меняется со временем. С учетом (32) и (35) получим

$$\hat{C}(t) = \hat{C}(0) = \sqrt{\frac{1}{2m\hbar\nu}} (m\nu\hat{x}(0) + i\hat{p}(0)). \quad (40)$$

Правая часть этого уравнения в точности совпадает с оператором уничтожения для гармонического осциллятора с массой m и частотой ν :

$$\hat{C}(t) = \hat{C}(0) = \hat{a} \quad (41)$$

Соответственно, коммутационные соотношения для оператора $\hat{C}(t), \hat{C}^\dagger(t)$ совпадают с коммутационными соотношениями для операторов рождения и уничтожения:

$$[\hat{C}(t), \hat{C}^\dagger(t)] = [\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1. \quad (42)$$

Из этих коммутационных соотношений с учетом (39) и (32) можно получить зависимость операторов координаты и импульса от времени через функцию $u(t)$ и операторы рождения и уничтожения:

$$\hat{x}_\Gamma(t) = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\nu}} (\hat{a}u^*(t) + \hat{a}^\dagger u(t)) \quad (43)$$

$$\hat{p}_\Gamma(t) = \sqrt{\frac{\hbar m}{2\nu}} (\hat{a}\dot{u}^*(t) + \hat{a}^\dagger \dot{u}(t)) \quad (44)$$

Таким образом, получено выражение для операторов координаты и импульса одиночного иона, движущегося в потенциале квадрупольной радиочастотной ловушки через решение уравнения Матье.

Далее рассмотрим взаимодействие иона, энергетическую структуру которого представим как двухуровневую систему, с оптическим полем. Гамильтониан такой системы может быть разделен на три компоненты:

$$\hat{H}_{\text{сумм}} = \hat{H}_{\text{эл}} + \hat{H}_{\text{дв}} + \hat{H}_{\text{вз}} \quad (45)$$

где $\hat{H}_{\text{эл}}$ – часть связанная с электронной структурой иона, $\hat{H}_{\text{дв}}$ – часть связанная с движением во внешнем потенциале, $\hat{H}_{\text{вз}}$ – часть связанная со взаимодействием излучения с ионом. Первое слагаемое можно записать как

$$\hat{H}_{\text{эл}} = \frac{\hbar\omega_3}{2}\sigma_z \quad (46)$$

Здесь ω_3 – частота оптического перехода, σ_z – матрица Паули $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$. В свою очередь

$$\hat{H}_{\text{вз}} = \frac{\hbar}{2}\Omega_{\text{раби}}(\sigma_- + \sigma_+)(e^{i(k\hat{x}_{\text{ш}} - \omega_{\text{св}}t + \phi)} + e^{-i(k\hat{x}_{\text{ш}} - \omega_{\text{св}}t + \phi)}) \quad (47)$$

Здесь $\Omega_{\text{раби}}$ – частота Раби, $\sigma_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\hat{x}_{\text{ш}}$ – оператор координаты в шредингеровском представлении, k – волновой вектор оптического поля.

Перейдем в представление взаимодействия со свободным гамильтонианом $\hat{H}_0 = \hat{H}_{\text{дв}} + \hat{H}_{\text{эл}}$ и оператором взаимодействия $\hat{V} = \hat{H}_{\text{вз}}$. Для этого произведем унитарное преобразование с оператором

$$\hat{U}_0 = e^{-i/\hbar\hat{H}_0t} \quad (48)$$

вида

$$\begin{aligned} \hat{H}'_{\text{вз}} &= \hat{U}_0^\dagger \hat{H}_{\text{вз}} \hat{U}_0 = \\ &= \frac{\hbar}{2}\Omega_{\text{раби}} e^{i/\hbar\hat{H}_{\text{эл}}t} (\sigma_+ + \sigma_-) e^{-i/\hbar\hat{H}_{\text{эл}}t} e^{i/\hbar\hat{H}_{\text{дв}}t} \times \\ &\quad \times (e^{i(k\hat{x}_{\text{ш}} - \omega_{\text{св}}t + \phi)} + e^{-i(k\hat{x}_{\text{ш}} - \omega_{\text{св}}t + \phi)}) e^{-i/\hbar\hat{H}_{\text{дв}}t} = \\ &= \frac{\hbar}{2}\Omega_{\text{раби}} (\sigma_+ e^{i\omega_3 t} + \sigma_- e^{-i\omega_3 t}) e^{i/\hbar\hat{H}_{\text{дв}}t} (e^{i(k\hat{x}_{\text{ш}} - \omega_{\text{св}}t + \phi)} \\ &\quad + e^{-i(k\hat{x}_{\text{ш}} - \omega_{\text{св}}t + \phi)}) e^{-i/\hbar\hat{H}_{\text{дв}}t}. \end{aligned} \quad (49)$$

Рассмотрим подробнее преобразование

$$e^{i/2t\omega_3\sigma_z} (\sigma_+ + \sigma_-) e^{-i/2t\omega_3\sigma_z}. \quad (50)$$

Так как $\sigma_z^2 = E$; $\sigma_+ E = \sigma_+$; $\sigma_+ \sigma_z = -\sigma_+$; $\sigma_z \sigma_+ = \sigma_+$; $E \sigma_+ = \sigma_+$ и, вводя обозначение $\frac{i}{2}t\omega_3 = a$, получим

$$\begin{aligned}
& e^{a\sigma_z}\sigma_+e^{-a\sigma_z} \\
&= \left(a\sigma_z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^{2n}}{(2n)!} E + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^{2n+1}}{(2n+1)!} \sigma_z \right) \left(a\sigma_+ \right. \\
&+ \left. \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(a)^{2n}}{(2n)!} \sigma_+ + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(a)^{2n+1}}{(2n+1)!} \sigma_+ \right) \\
&= e^a \left(a\sigma_z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^{2n}}{(2n)!} E + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^{2n+1}}{(2n+1)!} \sigma_z \right) \sigma_+ = e^{2a} \sigma_+.
\end{aligned} \tag{51}$$

Аналогично можно получить $e^{a\sigma_z}\sigma_-e^{-a\sigma_z} = e^{-2a}\sigma_-$.

Преобразование гамильтониана движения в представление взаимодействия эквивалентно преобразованию этой части из шредингеровского в гейзинберговское представление. В этом случае оператор координаты в шредингеровском представлении $\hat{x}_{ш}$ преобразуется к гейзинберговскому виду согласно (43) и (49)

$$\hat{H}'_{вз} \approx \frac{\hbar}{2} \Omega_{раби} (\sigma_+ e^{i\omega_3 t} + \sigma_- e^{-i\omega_3 t}) (e^{i(k\hat{x}_\Gamma - \omega_{св}t + \phi)} + e^{-i(k\hat{x}_\Gamma - \omega_{св}t + \phi)}). \tag{52}$$

Далее воспользуемся приближением вращающейся волны и пренебрежем быстро осциллирующими членами, пропорциональными $e^{\pm i(\omega_{св} + \omega_3)t}$. Обозначая отстройку оптического излучения $\Delta_{св} = \omega_{св} - \omega_3$, получим

$$\hat{H}'_{вз} \approx \frac{\hbar}{2} \Omega_{раби} (\sigma_+ e^{i(k\hat{x}_\Gamma - \Delta_{св}t + \phi)} + \sigma_- e^{-i(k\hat{x}_\Gamma - \Delta_{св}t + \phi)}). \tag{53}$$

Введя параметр Лэмба-Дике $\eta_d = kx_0 = k \sqrt{\frac{\hbar}{2m\Omega_{свк}}}$, характеризующий отношение амплитуды нулевых колебаний одиночного иона в ловушке к длине волны излучения, и используя (43), получим выражение для параметра $k\hat{x}$:

$$k\hat{x} = \eta_d (\hat{a}u^*(t) + \hat{a}^\dagger u(t)), \tag{54}$$

а также итоговое выражение для преобразованного гамильтониана взаимодействия

$$\begin{aligned} \hat{H}'_{\text{вз}}(t) = \frac{\hbar}{2} \Omega_{\text{раби}} \left(\hat{\sigma}_+ e^{i(\phi + \eta_d(\hat{a}u^*(t) + \hat{a}^\dagger u(t)) - \Delta_{\text{св}} t)} \right. \\ \left. + \hat{\sigma}_- e^{-i(\phi + \eta_d(\hat{a}u^*(t) + \hat{a}^\dagger u(t)) - \Delta_{\text{св}} t)} \right). \end{aligned} \quad (55)$$

Произведем разложение экспоненты в ряд Тейлора по параметру η_d с учетом выражения (36):

$$\begin{aligned} e^{i(\phi + \eta_d(\hat{a}u^*(t) + \hat{a}^\dagger u(t)) - \Delta_{\text{св}} t)} = \\ = e^{i(\phi - \Delta_{\text{св}} t)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(i\eta_d)^m}{m!} \left(\hat{a} e^{-\frac{i\beta\omega_{\text{пч}}}{2} t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n}^* e^{-in\omega_{\text{пч}} t} \right. \\ \left. + \hat{a}^\dagger e^{\frac{i\beta\omega_{\text{пч}}}{2} t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{in\omega_{\text{пч}} t} \right)^m. \end{aligned} \quad (56)$$

Из этого выражения следует, что когда отстройка лазерного излучения $\Delta_{\text{св}}$ удовлетворяет соотношению,

$$\left(l_1 + \frac{l_2 \beta}{2} \right) \omega_{\text{пч}} = \Delta_{\text{св}} \quad (57)$$

(здесь l_1 и l_2 – целые числа, не равные нулю), в гамильтониане взаимодействия появляется два медленно осциллирующих члена, а остальными можно будет пренебречь как быстро осциллирующими в приближении вращающейся волны. Эти частоты отстройки можно ассоциировать с l_1 -ой боковой частотой микродвижений и l_2 -ой боковой секулярной частотой. Далее мы будем рассматривать только члены гамильтониана связанные с $l_1 = 0$ т.е. без учета микродвижений. Такой выбор обусловлен малой амплитудой микродвижений в большинстве экспериментов и соответствует $q \ll 1$. В этом случае $|a| \ll 1$, $\frac{\beta\omega_{\text{пч}}}{2} \approx$

$\Omega_{\text{сек}}, C_0 \approx \left(1 + \frac{q}{2}\right)^{-1}$ и $u = \frac{e^{i\Omega_{\text{сек}} t}}{1+q/2}$, и гамильтониан взаимодействия равен

$$\begin{aligned} \hat{H}'_{\text{вз}}(t) = \frac{\hbar}{2} \Omega'_{\text{раби}} \left(\hat{\sigma}_+ e^{i\eta_d(\hat{a}e^{-i\Omega_{\text{сек}} t} + \hat{a}^\dagger e^{i\Omega_{\text{сек}} t})} e^{i(\phi - \Delta_{\text{св}} t)} \right. \\ \left. + \hat{\sigma}_- e^{-i\eta_d(\hat{a}e^{-i\Omega_{\text{сек}} t} + \hat{a}^\dagger e^{i\Omega_{\text{сек}} t})} e^{-i(\phi - \Delta_{\text{св}} t)} \right). \end{aligned} \quad (58)$$

Здесь $\Omega'_{\text{раби}} = \Omega_{\text{раби}}/(1 + q/2)$. Далее, если выполнено условие $\eta_{\text{д}}\sqrt{\langle(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)^2\rangle} = \eta_{\text{д}}\sqrt{2\langle n \rangle + 1} \ll 1$ т.е. локализация волновой функции иона в пространстве много меньше оптической длины волны, можно оставить только первый член в разложении экспоненты. Гамильтониан взаимодействия упрощается до

$$\hat{H}_{\text{лд}}(t) = \frac{\hbar}{2}\Omega'_{\text{раби}}(\hat{\sigma}_+(1 + i\eta_{\text{д}}(\hat{a}e^{-i\Omega_{\text{сек}}t} + \hat{a}^\dagger e^{i\Omega_{\text{сек}}t}))e^{i(\phi - \Delta_{\text{св}}t)} + (\hat{\sigma}_-(1 - i\eta_{\text{д}}(\hat{a}e^{-i\Omega_{\text{сек}}t} + \hat{a}^\dagger e^{i\Omega_{\text{сек}}t}))e^{i(\phi - \Delta_{\text{св}}t)}). \quad (59)$$

В этом гамильтониане остается всего 3 резонанса:

$$\hat{H}_{\text{ц}} = \frac{\hbar}{2}\Omega'_{\text{раби}}(\hat{\sigma}_+e^{i\phi} + \hat{\sigma}_-e^{-i\phi}), \quad (60)$$

$$\hat{H}_{\text{кбч}} = \frac{\hbar}{2}\Omega'_{\text{раби}}\eta_{\text{д}}(\hat{a}\hat{\sigma}_+e^{i\phi} + \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_-e^{-i\phi}), \quad (61)$$

$$\hat{H}_{\text{сбч}} = \frac{\hbar}{2}\Omega'_{\text{раби}}\eta_{\text{д}}(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_+e^{i\phi} + \hat{a}\hat{\sigma}_-e^{-i\phi}). \quad (62)$$

Такой гамильтониан будет соответствовать трем типам переходов: без изменения колебательного состояния ($\hat{H}_{\text{ц}} |n\rangle|g\rangle \leftrightarrow |n\rangle|e\rangle$), с его уменьшением ($\hat{H}_{\text{кбч}} |n\rangle|g\rangle \leftrightarrow |n-1\rangle|e\rangle$) и с увеличением колебательного числа ($\hat{H}_{\text{сбч}} |n\rangle|g\rangle \leftrightarrow |n+1\rangle|e\rangle$). Соответствующие частоты Раби

$$\Omega_{n,n} = \Omega'_{\text{раби}} \quad (63)$$

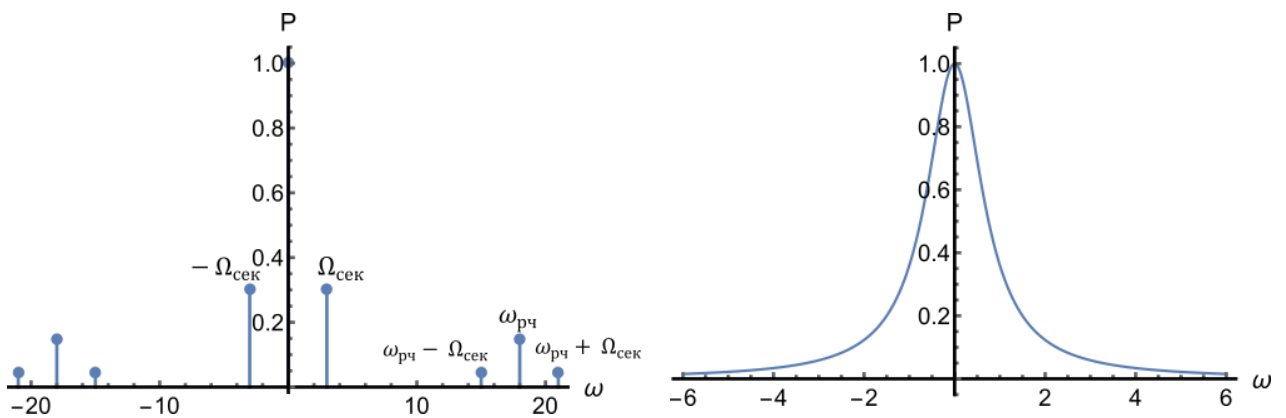
$$\Omega_{n,n-1} = \Omega'_{\text{раби}}\sqrt{n}\eta_{\text{д}} \quad (64)$$

$$\Omega_{n,n+1} = \Omega'_{\text{раби}}\sqrt{n+1}\eta_{\text{д}} \quad (65)$$

Важно отметить что в случае выполнения условия Лэмба-Дике спонтанные распады с возбужденного электронного состояния происходят преимущественно без изменения колебательного числа. Этот результат будет использован в 4 главе для расчета минимально достижимого среднего колебательного числа при использовании метода двойной электромагнитно-индуцированной прозрачности.

1.3 Режимы взаимодействия иона с излучением

Как видно из формулы (56), при движении иона во внешнем потенциале в спектре поглощения и излучения возникает модуляция, связанная с циклическостью движения иона. Появляются боковые полосы, кратно отстроенные на секулярные частоты, а также на частоту поля ловушки. Амплитуда этих боковых полос пропорциональна амплитуде движения на соответствующей частоте. Поглощение на красных (отстроенных от несущей в сторону более низких частот) секулярных боковых частотах приводит к потере колебательных квантов и, соответственно, охлаждению, а на синих – к нагреву. Процессы спонтанного излучения также влияют на колебательное состояние иона. Спонтанное излучение может происходить с потерей колебательных квантов, без изменения колебательного числа или с увеличением колебательного числа. Наиболее вероятным процессом спонтанного излучения является переход без изменения колебательного числа [45]. Таким образом, в частотном представлении основная идея лазерного охлаждения состоит в том, что при отстройке лазера от резонанса в красную область, его взаимодействие с частицей преимущественно происходит на красных секулярных боковых частотах. Для более детального описания можно выделить два режима: 1. $\Gamma > \omega_{рч}$, и 2. $\Gamma \ll \Omega_{сек}$ (Рис. 4). Первый называют режимом с неразрешенными боковыми частотами, второй режим – с разрешенными боковыми частотами соответственно.



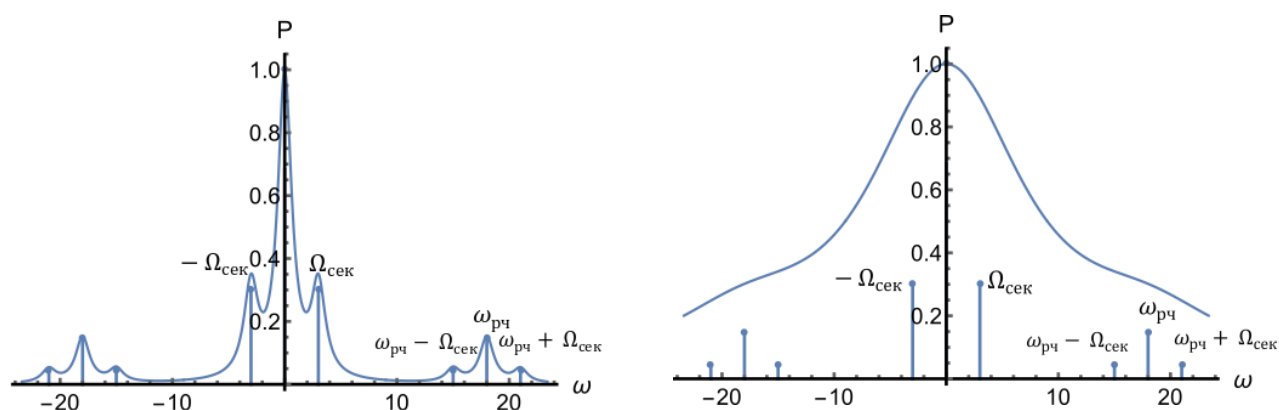


Рис. 4 а – модификация спектра поглощения иона в квадрупольном потенциале. б – спектр поглощения свободной частицы. в – спектр поглощения иона в режиме с разрешенными боковыми частотами $\Gamma \ll \Omega_{\text{сек}}$. г – спектр поглощения иона в режиме с неразрешенными боковыми частотами $\Gamma > \Omega_{\text{сек}}$

Доплеровское охлаждение обычно производится на сильных переходах для обеспечения высокой скорости охлаждения. Характерная естественная ширина перехода составляет 10 МГц [48]. Поэтому реализуется первый режим. В этом случае спектр поглощения и испускания иона в ловушке практически не отличается от такого спектра для свободной частицы и предел лазерного охлаждения совпадает с доплеровским пределом для свободной частицы. В случае же режима разрешенных боковых частот путем подбора отстройки лазера от несущей возможно контролируемое возбуждение конкретных боковых частот. Так, если возбуждать π переходы на красных колебательных частотах, поглощение каждого фотона будет приводить к потере колебательного кванта. Из формул (64),(65) следует, что в случае выполнения условия Лэмба-Дике излучение фотона ионом будет происходить без изменения колебательного числа. Таким образом, после осуществления такого цикла возбуждения-излучения ион потеряет ровно один колебательный квант. Следовательно, в случае когда $\Gamma \ll \Omega_{\text{сек}}$ возможно достижение $\langle n \rangle \ll 1$. При невыполнении условия Лэмба-Дике охлаждение на боковых частотах ниже доплеровского предела также возможно, но эффективность процесса заметно снижается [45].

1.4 Доплеровское охлаждение ионов в режиме слабой связи

Для реализации квантовых операций на одиночных ионах необходимо минимизировать доплеровское уширение линий, связанное с движением иона в ловушке. Одним из наиболее эффективных методов охлаждения ионов в радиочастотных ловушках является доплеровское охлаждение. В простейшем случае для доплеровского охлаждения достаточно одного лазерного пучка со стабильностью и шириной спектра не хуже естественной ширины охлаждающего перехода, которая в случае ионов составляет десятки мегагерц. При этом для эффективного охлаждения всех колебательных мод необходимо чтобы волновой вектор имел проекцию на все три оси ловушки. При доплеровском охлаждении обычно выполняется условие $\Gamma \gg \Omega_{\text{сек}}$. И реализуется режим неразрешенных боковых частот. По этой причине можно не учитывать модификацию спектра излучения и поглощения иона во внешнем поле и воспользоваться выражением для температуры доплеровского предела для ансамбля атомов. Стоит отметить, что само понятие температуры может быть обобщено и на одиночную частицу. В этом случае усреднение по ансамблю должно быть заменено на усреднение по времени. Достижимая температура в этом случае определяется шириной охлаждающего перехода и составляет [49]

$$T_{\text{доп}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_{\text{б}}} = 3,8 \times 10^{-6} \left[\frac{K}{2\pi \times \text{МГц}} \right] \times \Gamma. \quad (66)$$

Где $k_{\text{б}}$ – постоянная Больцмана, Γ – спектральная ширина охлаждающего перехода. При такой температуре обычно удается добиться выполнения условия Лэмба-Дике, при котором эффект Доплера первого порядка по скорости оказывается подавлен. Методы более глубокого охлаждения ионов будут рассмотрены в главе 4. Далее будут рассмотрены методы определения температуры одиночного иона.

1.5 Метод определения температуры одиночного иона

Определение средней кинетической энергии охлажденных ионов в ловушке является важной экспериментальной задачей. Знание этого параметра позволяет

оценивать эффективность охлаждения, скорость нагрева иона в ловушке, а также корректно учитывать систематические эффекты [50; 51].

Существует несколько методов определения средней кинетической энергии одиночных ионов. В случае глубоко охлажденных ионов, находящихся в режиме Лэмба-Дике, средняя кинетическая энергия измеряется при помощи разности интенсивностей красной и синей боковых колебательных частот переходов, имеющих относительно узкие спектральные линии (естественная ширина перехода меньше секулярной частоты) в спектре поглощения частицы. В качестве узкого спектрального перехода может использоваться либо дипольно-запрещенные переходы [52], либо стимулированные комбинационные переходы [53]. Такой метод используется в основном для случаев, когда среднее колебательное число $\langle n \rangle \leq 10$. Для более высоких средних колебательных чисел можно применить метод определения температуры по размеру изображения получаемого от одиночного иона на камере [54; 55]. Таким методом можно определять температуру в широком диапазоне, однако он требует наличия высокоапертурного объектива с большим увеличением и малыми aberrациями. Третьим способом является измерение амплитуды колебаний одиночного иона методом синхронного детектирования [56]. Четвертым возможным методом является анализ спектра люминесценции одиночного иона. Ниже он будет рассмотрен подробнее.

Рассмотрим профиль сигнала люминесценции. При наличии N независимых механизмов уширения с профилями линий $P_1(\nu) \dots P_N(\nu)$, итоговый спектр люминесценции может быть рассчитан как свертка функций каждого из механизмов [57]

$$P_{fin}(\nu) = (P_1 * P_2 * \dots * P_N)(\nu). \quad (67)$$

Операция свертки является ассоциативной и по этой причине достаточно определить ее только для двух функций.

$$(P_1 * P_2)(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} P_1(x)P_2(\nu - x)dx \quad (68)$$

Большинство механизмов уширений спектральных линий могут быть разделены на однородные и неоднородные. В случае однородного уширения без учета сдвигов спектр чаще всего представляет из себя кривую Лоренца

$$L(\nu; \gamma_L) = \frac{1}{\pi\gamma_L \left(1 + \frac{\nu^2}{\gamma_L^2}\right)}. \quad (69)$$

В случае неоднородного уширения без учета сдвигов спектр часто подчиняется гауссовому распределению.

$$G(\nu, \sigma_\Gamma) = \frac{1}{\sigma_\Gamma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\nu^2}{2\sigma_\Gamma^2}}. \quad (70)$$

Свертка двух гауссовых распределений с дисперсиями σ_{Γ_1} и σ_{Γ_2} дает также гауссово распределение с дисперсией $\sigma_{\Gamma_1 \otimes \Gamma_2} = \sqrt{\sigma_{\Gamma_1}^2 + \sigma_{\Gamma_2}^2}$. Аналогично свертка двух лоренцевых распределений дает лоренцево распределение с $\gamma_{L_1 \otimes L_2} = \gamma_{L_1} + \gamma_{L_2}$ [58]. Общий вид профиля спектра люминесценции имеет вид функции Фойгта являющейся сверткой Гауссова и Лоренцева контуров:

$$V(\nu; \sigma_\Gamma, \gamma_L) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} G(\nu', \sigma_\Gamma)L(\nu - \nu'; \gamma_L) d\nu' \quad (71)$$

Рассмотрим присутствующие в эксперименте механизмы уширения. Первым механизмом является уширение мощностью падающего лазерного излучения. Спектр интенсивности сигнала люминесценции при возбуждении перехода излучением вблизи резонанса может быть выражен через параметр насыщения S_0 и естественную ширину линии $\gamma = 1/\tau_{\text{пер}}$ [49]:

$$P_\nu(\nu, S_0) = \frac{S_0}{2(1 + S_0)} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\nu}{\gamma\sqrt{1 + S_0}}\right)^2}, \quad (72)$$

Где $S_0 = I/I_{sat}$ – параметр насыщения. Интенсивность насыщения дается выражением

$$I_{sat} = \frac{2\pi^2 h c \gamma}{3\lambda^3} \quad (73)$$

Где h - постоянная Планка, c – скорость света, λ – длина волны излучения, соответствующая переходу. Ширина контура на полувысоте в данном случае определяется по формуле

$$\Delta\nu_{P_{fwhm}} = \gamma\sqrt{1+S_0} \quad (74)$$

а параметр масштаба в распределении Лоренца равен $\gamma_L = \frac{\gamma\sqrt{1+S_0}}{2}$. Таким образом, интенсивность излучения, падающего на ион, может быть оценена исходя из ширины лоренцовской составляющей наблюдаемой в эксперименте спектральной линии по формуле

$$I = I_{sat} \left(\left(\frac{2\gamma_L}{\gamma} \right)^2 - 1 \right) = \frac{2\pi^2 h c \gamma}{3\lambda^3} \left(\left(\frac{2\gamma_L}{\gamma} \right)^2 - 1 \right) \quad (75)$$

Вторым типом уширения является доплеровское уширение, возникающие вследствие наличия у иона ненулевой кинетической энергии. Предположим, что ион охлажден до кинетической энергии, соответствующей относительно большому среднему колебательному числу $\langle n \rangle \geq 10$, и не находится в режиме Лэмба-Дике. Тогда для одиночного иона можно ввести понятие температуры заменив усреднение по ансамблю частиц усреднением по времени [59]. В случае режима неразрешенных боковых частот, $\langle n \rangle \gg 1$ доплеровское уширение спектральной линии для иона совпадает с таким уширением для ансамбля атомов, и с учетом только эффекта Доплера первого порядка может быть записано в виде-

$$D_\nu(\nu, T) = \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi k_6 T}} \exp\left(-\frac{mc^2(\nu - \nu_0)^2}{2k_6 T \nu_0^2}\right), \quad (76)$$

где m – масса иона, T – его температура, ν_0 – частота перехода, k_6 – постоянная Больцмана. Это распределение может быть охарактеризовано полной шириной на полувысоте (Full Width Half Maximum – FWHM)

$$\Delta\nu_{D_{fwhm}} = \nu_0 \sqrt{\frac{8k_6 T \ln 2}{mc^2}} \quad (77)$$

и коэффициентом $\sigma_\Gamma = \nu_0 \sqrt{\frac{k_6 T}{mc^2}}$. Температура в этом случае может быть вычислена по формуле

$$T = \frac{mc^2}{k_6} \left(\frac{\sigma_\Gamma}{\nu_0} \right)^2 \quad (78)$$

В случае дипольно-разрешенного перехода, температуры ионов порядка десятков мК, а также уровня вакуума, соответствующего условиям эксперимента, остальными механизмами уширения можно пренебречь. Таким образом, зная параметры аппроксимации спектра люминесценции профилем Фойгта можно оценить интенсивность охлаждающего излучения в районе иона и его температуру. Этот результат будет использован для экспериментального измерения температуры одиночного иона магния в 3 главе.

Таким образом в первой главе проведен вывод теоретических предпосылок для проектирования экспериментальной установки, проведения исследований по захвату и охлаждению ионов, а также расчету квантовой динамики ионов, взаимодействующих с лазерным излучением. В частности, были получены формулы для расчета и оптимизации параметров радиочастотной ионной ловушки, движения иона в таком потенциале. Приведены гамильтонианы взаимодействия иона в ловушке с оптическим полем. Рассмотрены различные режимы взаимодействия иона в ловушке с оптическим излучением: режим слабой связи и режим разрешенных боковых частот. Получена методика определения температуры иона на основании анализа профиля сигнала люминесценции. Результаты первой главы используются в главе 2 для проектирования

экспериментальной установки, в главах 3 и 4 для проведения экспериментов и расчетов

Глава 2. Экспериментальная установка

Для проведения экспериментов по лазерному охлаждению одиночных ионов в ловушке, а также для исследования колебательного спектра простых ионных кристаллов была создана экспериментальная установка. Можно условно разделить ее на несколько подсистем: 1. вакуумную систему необходимую для генерации, захвата, удержания и детектирования ионов; 2. систему питания ловушки, обеспечивающую необходимые постоянные и переменные напряжения для питания ловушки; 3. лазерную систему, служащую для генерации оптических полей, необходимых для манипуляции с ионами; 4. систему оптической регистрации ионов 5. электронную систему обеспечивающую коммутацию напряжений и совместную работу всех подсистем. Далее эти системы будут описаны подробнее.

2.1 Вакуумная система

Уровень вакуума в экспериментах по квантовой логике на одиночных ионах играет очень важную роль. Несмотря на то, что глубина ловушек составляет единицы эВ и ионы не могут быть напрямую выбиты частицами остаточного газа, уровень вакуума определяет время жизни охлажденных ионов в ловушке за счет процессов перезарядки и химических реакций, происходящих при столкновении иона с нейтральным атомом остаточного газа [60]. Вторым негативным фактором низкого уровня вакуума является декогеренция возбужденного состояния иона в результате соударения [61]. По этим причинам в экспериментах по квантовой логике давление остаточного газа поддерживается на уровне ниже 10^{-9} мбар [62; 63]. Достижение такого уровня вакуума является сложной технической задачей. Для обеспечения такого уровня вакуума используется высоковакуумная камера MCF800-SphOct-G2C8 производства KIMBALL PHYSICS. Камера изготовлена из нержавеющей стали с электрополировкой. Применение электрополировки уменьшает эффективную площадь поверхности и снижает темпы дегазации поверхности, что

положительно сказывается на достижимом уровне вакуума. Вакуумный объем предварительно обезгаживается при помощи турбомолекулярного насоса. Для дополнительной дегазации стенок был применен нагрев камеры до 180 °С в течение 7 дней при постоянной откачке турбомолекулярным насосом. Для откачки в процессе проведения экспериментов используется ион-геттерный насос с не испаряемым поглотителем saes d100-5. Ионная часть насоса обладает производительностью 5 л/с и служит для откачки в основном инертных газов. Геттерная часть имеет производительность 100 л/с при откачке азота. Использование такой комбинации позволило получить вакуум на уровне 10^{-9} – 10^{-10} мбар по показаниям ионной части ион-геттерного насоса.

Камера обладает двумя портами типа CF-160 и восемью портами CF-40. На камеру установлено два кварцевых окна CF-160, позволяющих производить радиочастотную и селективную оптическую адресацию цепочки ионов, а также производить эффективный сбор излучения от ионов. Три оптических окна из кварца (CF-40) обеспечивают доступ к оси z ловушки, а также сквозной оптический доступ в направлении, ортогональном к направлению считывания и оси ловушки. Для электрического питания атомных пушек и компенсирующих электродов предусмотрен высоковакуумный электрический ввод. Все вакуумные

соединения имеют стандарт CF и герметизируются при помощи системы стальной зуб фланца-медное кольцо-стальной зуб ответного фланца.

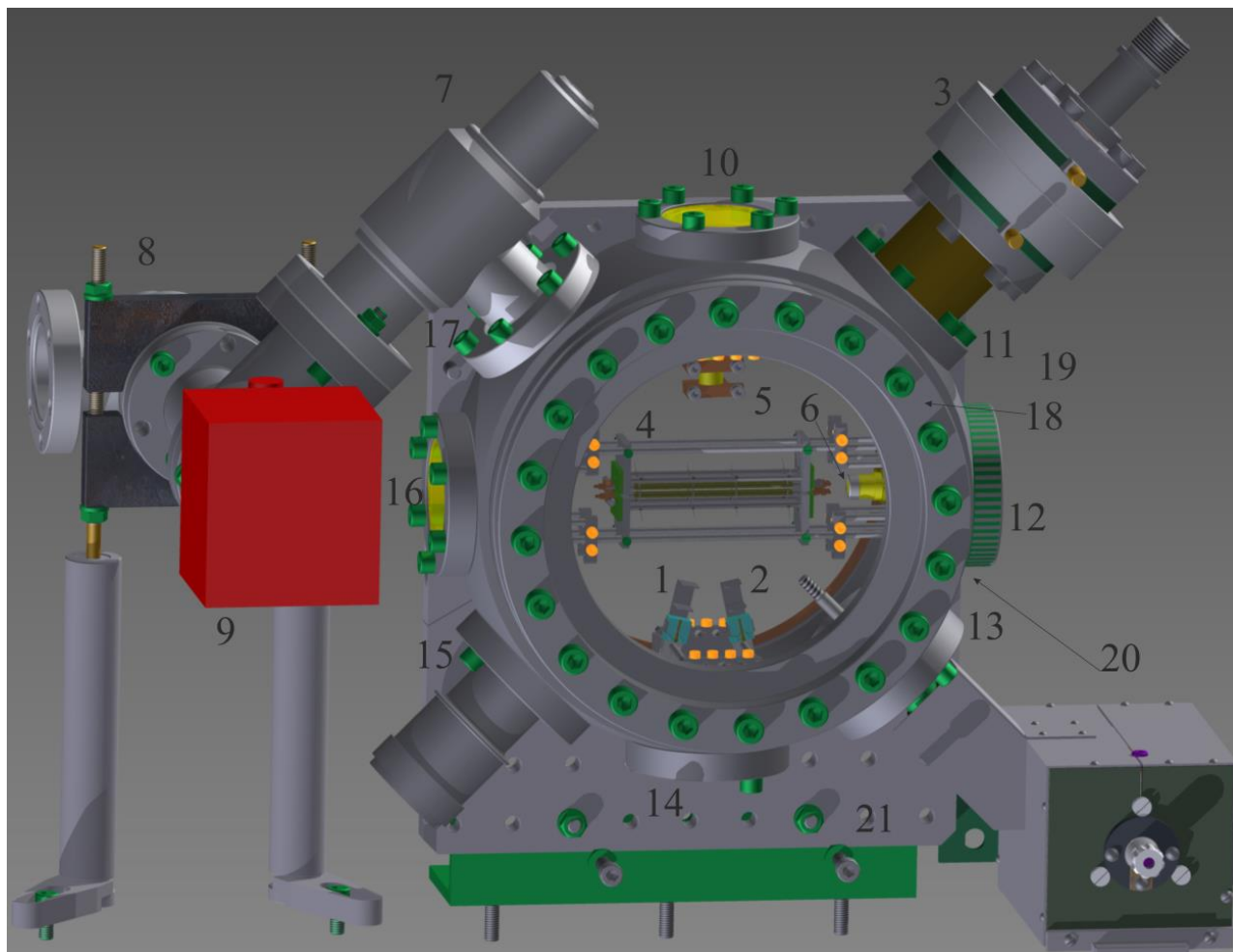


Рис. 5 Модель вакуумной камеры в сборе. Цифрами обозначены: 1,2 – атомные испарители, 3 – электронная пушка, 4 – линейная ловушка Пауля в сборе, 5 – верхний каналный электронный умножитель, 6 – каналный электронный умножитель на оси ловушки, 7,8 – высоковакуумный полностью металлический вентиль, 9 – ион-гетерный насос, 10,14,16 – кварцевые окна cf40, 11 – удлинитель cf40, 12 – дополнительный коаксиальный электрический ввод, 13 – электрический ввод высокой мощности, 15 – многоштырьковый электрический высоковакуумный ввод, 17,18 – кварцевое окно cf160, 19 – система юстировки положения электронной пушки, 20 – высоковакуумная камера 21 – крепление вакуумной камеры

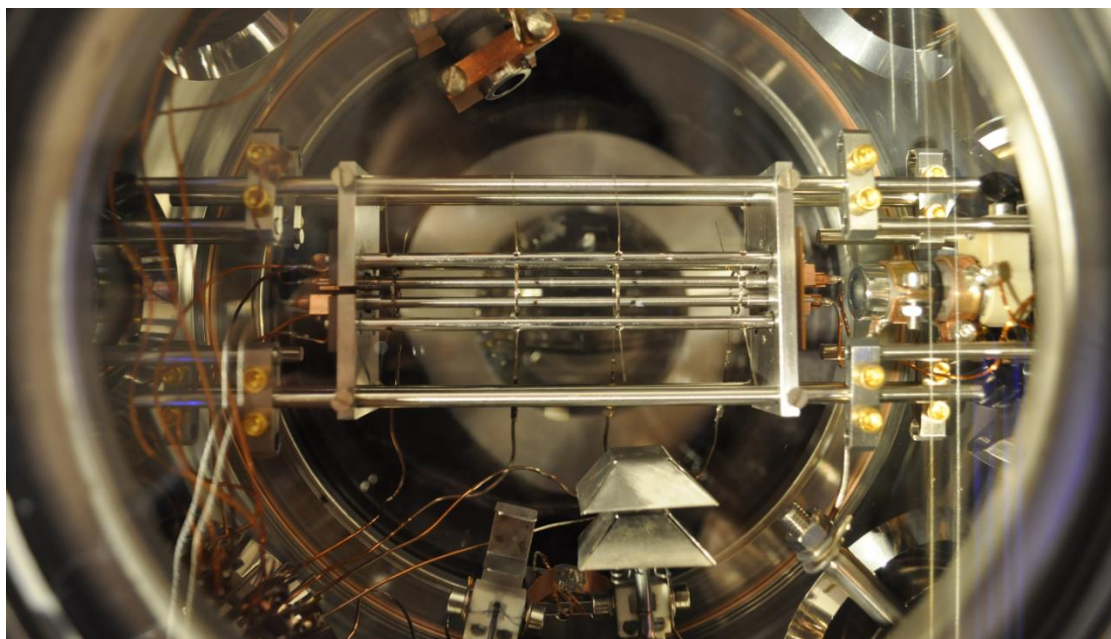


Рис. 6. Общий вид ловушки с системой регистрации ионов и двумя типами испарителей атомов. Электронная пушка не показана.

Отсечение вакуумного объема производится при помощи цельнометаллических вентилях. Общий вид вакуумной системы показан на Рис. 6 и Рис. 5 В вакуумном объеме установлены линейная ловушка Пауля, два атомных испарителя, два каналотрона и электронная пушка. Они будут рассмотрены подробнее далее.

2.1.1 Многосекционная квадрупольная линейная ловушка Пауля

Ловушка, используемая в дальнейших экспериментах, проектировалась для задач, связанных с квантовой логикой и стандартами частоты. Исходя из этих задач к ловушке предъявлялись следующие требования: высокая гармоничность потенциала, низкая скорость нагрева иона, возможность перегрузки холодных ионов между секциями ловушки, низкие уровни паразитных статических электрических полей, хороший оптический доступ к ионам, технологичность изготовления.

Для достижения необходимых характеристик, указанных в главе 1, была разработана линейная квадрупольная ловушка Пауля (Рис. 7). За основу был взят дизайн квадрупольной ловушки из работы Себастьяна Кньюнца [54].

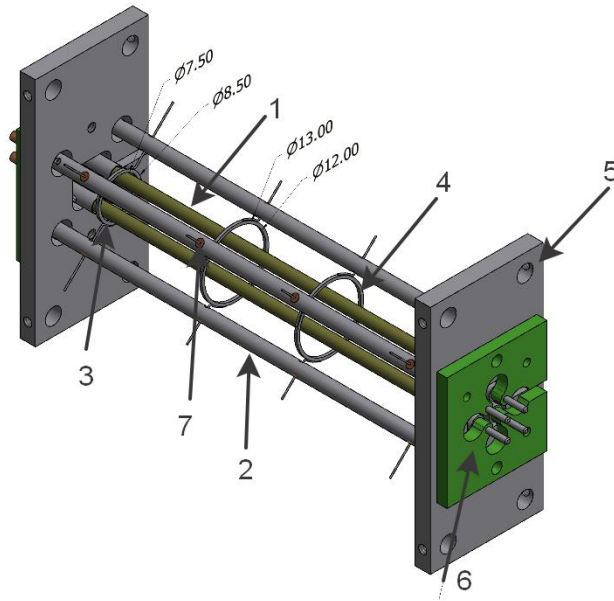


Рис. 7 Общий вид квадрупольной ловушки Пауля, изготовленной в ФИАНе. 1 – один из 4х цилиндрических электродов, используемых для радиального удержания, 2 – один из 4х электродов используемых для компенсации паразитных статических полей, 3 – один из двух крайних кольцевых электродов, используемый для аксиального удержания, 4 – один из двух центральных кольцевых электродов, используемый для аксиального удержания, 5 – пластина из нержавеющей стали, 6 – каптоновый держатель электродов ловушки, 7 – каптоновый изолятор

Для создания поля, обеспечивающего радиальное удержание ионов в ловушке, используются четыре цилиндрических стержня. Цилиндрические электроды были выбраны для обеспечения хорошего оптического доступа к ионам в ловушке, а также по причине технологичности изготовления. Цилиндрические электроды длиной 75 мм изготовлены из вольфрама и имеют радиус $r_{эл}=1$ мм. Расстояние от поверхности электродов до центра ловушки составляет $r_0 = 1,5$ мм. Таким образом отношение $b = \frac{r_{эл}}{r_0} \approx 0,67$. Это значение оказывается меньше оптимального с точки зрения близости потенциала к квадрупольному значения $\frac{r_{эл}}{r_0} = 1,16$ [47]. При этом телесный угол $\Omega_{\text{опт}}$, обеспечивающий оптически доступ к ловушке составляет

$$\Omega_{\text{опт}} = \frac{(2 - (-2 + \sqrt{2})b - \sqrt{2 + 4b})\pi}{1 + b}. \quad (79)$$

Для $b = 0,67 \Omega_{\text{опт}} = 0,43$ стр в то время, как для $b = 1,16 \Omega_{\text{опт}} = 0,15$ стр. Таким образом, телесный угол доступный для наблюдения, увеличен почти в 3 раза в сравнении с конфигурацией, оптимальной с точки зрения гармоничности движения иона в ловушке. При этом, как будет показано в пункте 2.1.2, потенциал при $b = 0,67$ остается близким к квадрупольному.

Большая длина электродов позволяет минимизировать краевые эффекты. Стержни закреплены на концах при помощи двух каптоновых держателей. Последние, в свою очередь, экранированы от зоны удержания ловушки пластинами из нержавеющей стали. Это сделано для того, чтобы ионы, высвободившиеся из ловушки, не оседали на диэлектрической поверхности держателей, что приводило бы к появлению паразитных статических электрических полей, усиливающих микродвижения [64]. Для компенсации паразитных статических электрических полей в центре ловушки и минимизации, вызванных ими микродвижений используются четыре дополнительных цилиндрических электрода (Рис. 7). Потенциал каждого из этих электродов может быть задан независимо.

Аксиальное удержание в ловушке обеспечивается четырьмя кольцевыми электродами из нержавеющей стали, закрепленными при помощи четырех стальных усов, продетых сквозь каптоновые втулки, которые установлены в компенсирующих электродах. Внутренний диаметр больших колец равен 12 мм, внутренний диаметр малых колец составляет 7,5 мм. Расстояние между внутренними кольцами 18,5 мм, между внешними – 63,5 мм Толщина колец – 0,5мм. Диаметр усов 0,1 мм. Схема аксиального удержания при помощи кольцевых электродов обеспечивает высокую аксиальную симметрию потенциала Φ_z . Дополнительным преимуществом такой схемы в сравнении с чашечными электродами является хороший оптический доступ вдоль оси z позволяющий, например, проводить эксперименты с комбинированными радиочастотно-оптическими ионными ловушками [65; 66]. Недостатками использования кольцевого аксиального удержания является маленький геометрический

коэффициент κ_z в силу экранирования поля, создаваемого кольцевыми электродами, стержневыми электродами, что приводит к относительно небольшим частотам колебаний ионов вдоль оси z . Использование четырех кольцевых электродов позволяет создавать три области удержания ионов: две крайние для загрузки и предварительного охлаждения ионов и центральную для проведения спектроскопических исследований. Наличие зон загрузки позволяет избежать напыления слоя исследуемых атомов на электроды ловушки, приводящее к увеличению скорости нагрева ионов в ловушке.

Кроме геометрии важными параметрами при проектировании ловушки является подбор материалов. Изоляторы, используемые в конструкции ловушки, должны быть совместимы с ультравысоким вакуумом, обладать низким значением тангенса диэлектрических потерь. При этом в нашем случае важным фактором была возможность прецизионной обработки используемого диэлектрика для создания изолятора сложной формы с отверстиями диаметром 2 мм. По этой причине был использован высоковакуумный пластик. Материалы радиочастотных электродов ловушки должны обеспечивать низкий уровень паразитных зарядов, приводящих к эффекту аномального нагрева иона в ловушке, а также обладать необходимой прочностью для точного соблюдения геометрии ловушки и иметь хорошее качество поверхности после механической обработки. Вольфрам, с одной стороны, является одним из наиболее прочных металлов, а с другой стороны обладает высокой работой выхода, что предположительно может положительно сказываться на эффекте аномального нагрева [67]. В заключение стоит отметить необходимость проектирования конструкции ловушки с учетом требований по работе в условиях ультравысокого вакуума. С этой целью не должно быть закупоренных объемов. Например, при использовании глухой резьбы на винте должна быть сделана проточка или сквозное отверстие для эффективной откачки получившегося замкнутого объема. В противном случае возникает эффект «виртуальной течи» при котором воздух из квазигерметичного объема постепенно вытекает в высоковакуумный объем.

2.1.2 Численное моделирование поля ловушки

Для определения потенциала, создаваемого в созданной ловушке, было проведено численное моделирование электрических полей в ловушке методом конечных элементов. Сначала моделировалось поле в сечении xu . Для этого на одну пару электродов, расположенных друг напротив друга по диагонали прикладывался потенциал +1 вольт. Вторая пара электродов заземлялась. Результаты расчета представлены на Рис. 8. На Рис. 9 представлены численные результаты расчетов для потенциала вдоль оси, проходящей через центры электродов с потенциалом 1 В (синие точки). Также приведены результаты квадратичной аппроксимации численных результатов (синяя кривая) и кривая, описывающая идеальный квадрупольный потенциал для используемого расстояния от центра ловушки до поверхности электрода.

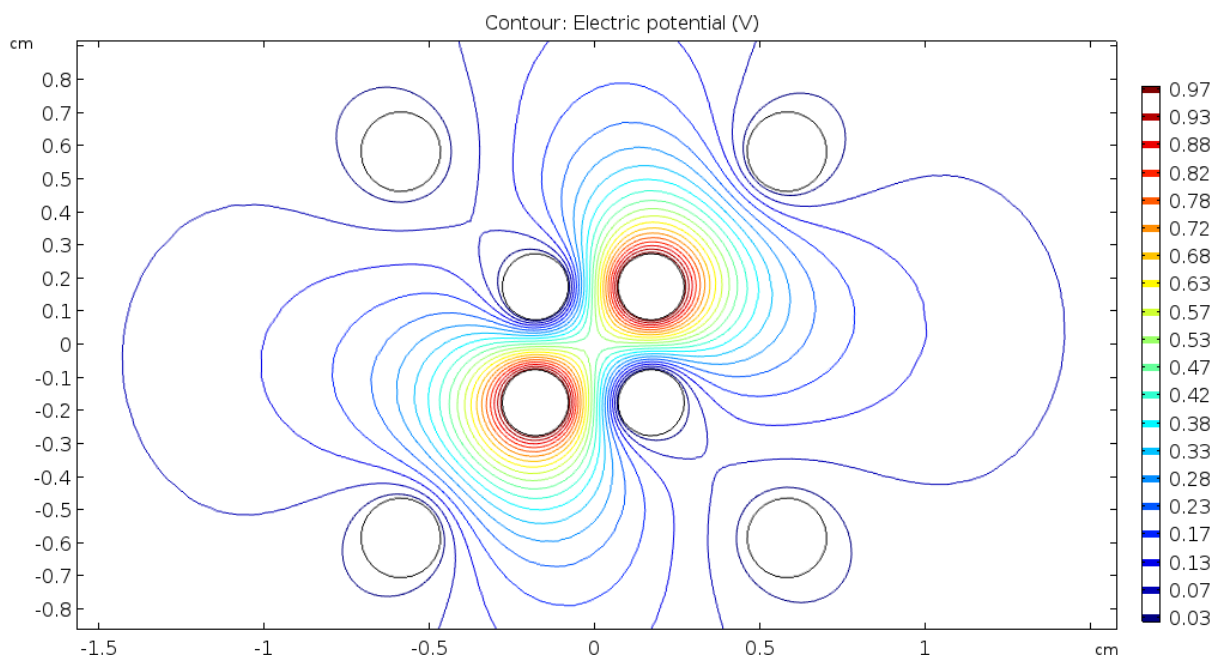


Рис. 8 Результаты численного моделирования распределения потенциала в плоскости xu ловушки. Компенсирующие электроды заземлены. На пару электродов ловушки подан потенциал 1В, вторая пара заземлена.

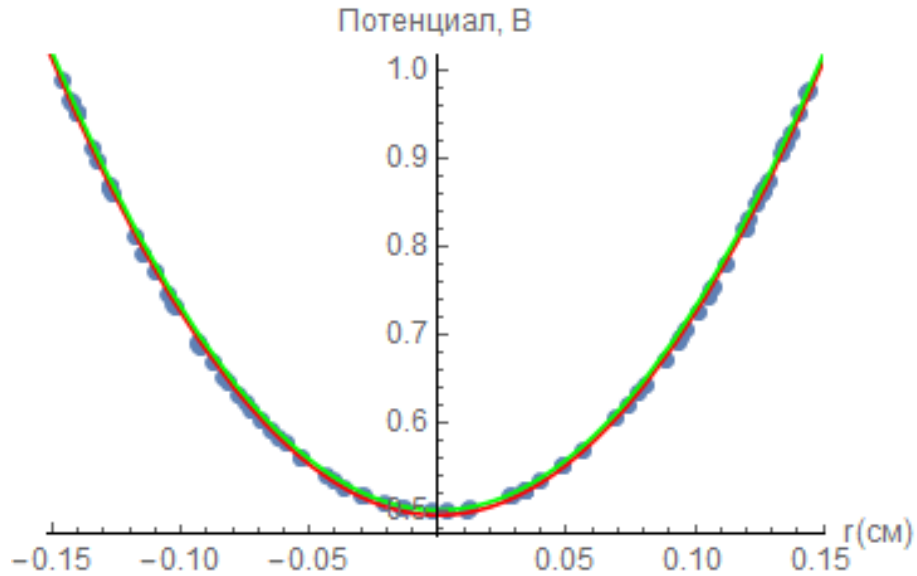


Рис. 9 Параболическая аппроксимация потенциала вдоль оси, соединяющей центры электродов с потенциалом 1 В. Точками показаны результаты численного моделирования, красная кривая соответствует аппроксимации численного решения. Зеленая кривая соответствует идеальному квадрупольному потенциалу с $r_0 = 1.5$ мм.

Для моделирования потенциала вдоль оси z была построена точная трехмерная модель ловушки. Ко всем четырем кольцевым электродам был приложен потенциал +1 В, все стержневые электроды были заземлены. Результаты моделирования представлены на Рис. 11 и Рис. 12.

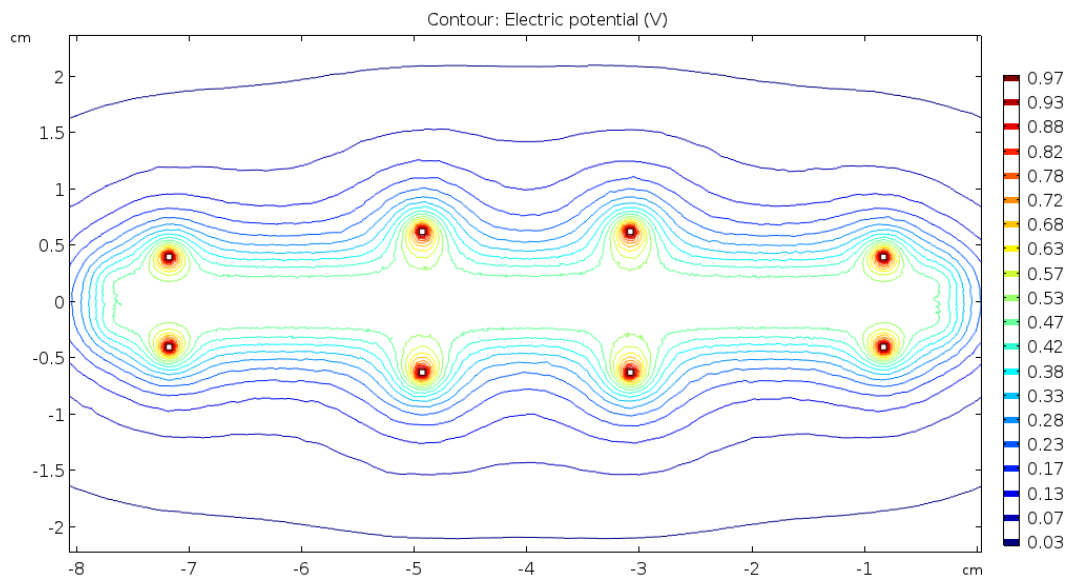


Рис. 10 Численное моделирование потенциала создаваемого кольцами в плоскости проходящей через центр ловушки. Стержневые электроды не попадают в сечение и поэтому не показаны. К каждому из колец приложен потенциал 1 В.

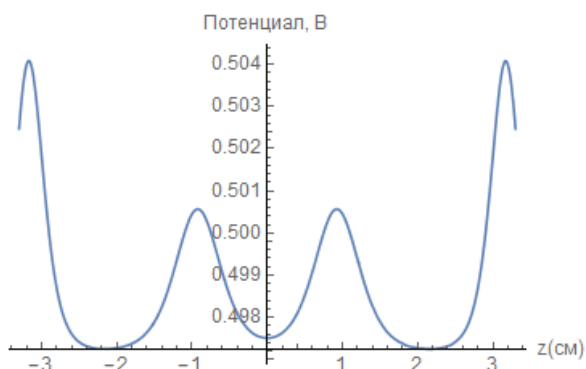


Рис. 11 Результаты численного моделирования потенциала вдоль оси z на оси ловушки. Видны 3 зоны удержания: центральная, левая и правая. К каждому из цилиндрических колец приложен потенциал 1 В.

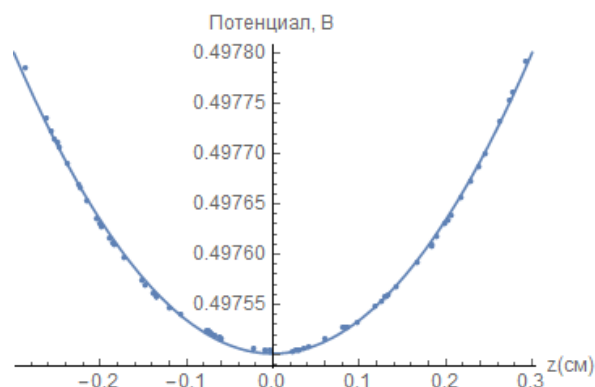


Рис. 12 Результаты численного моделирования потенциала вдоль оси z на оси ловушки вблизи центра удержания центральной зоны. К каждому из цилиндрических колец приложен потенциал 1 В. Линией показана квадратичная аппроксимация.

Из этих графиков следует наличие трех зон удержания. При этом вблизи центра ловушки потенциал является почти квадратичным. Для вычисления геометрического фактора была произведена квадратичная аппроксимация потенциалов по осям x и z вблизи нуля координат. Вычисленные геометрические факторы составили $\kappa_z = 33.2 \text{ м}^{-2}$ соответствующий ему безразмерный фактор $\kappa_z z_0^2 \approx 3,3 \times 10^{-3}$, $\kappa_x = 0,996$.

2.1.3 Источники атомов и система ионизации электронным ударом

Для получения пучка нейтральных атомов были спроектированы атомные испарители двух конструкций. В первой конструкции (Рис. 13) исследуемый металл помещается в танталовую тонкостенную трубку внешним диаметром 0,8 мм и длиной приблизительно 6 мм. Нагрев трубки осуществляется пропусканием тока по танталовой проволоке диаметром 0,15 мм. Проволока обернута в один оборот вокруг трубки и приварена к ней в середине для улучшения теплопередачи. Концы проволоки приварены к пластинам из нержавеющей стали, которые закреплены винтами из нержавеющей стали к основанию из высоковакуумной керамики тасог. Для коллимации атомного пучка используются 2 диафрагмы с отверстиями 0,8 мм расположенных на расстоянии 5 и 15 мм от торца трубки. В завершение сборки для

соблюдения соосности за счёт деформации нагревающей проволоки в отверстия в диафрагмах и трубку одновременно продевали иглу. Высокая температура плавления тантала позволяет испарять практически любые металлы. Далее в тексте этот атомный испаритель будет называться малой магниевой пушкой. Испаритель второй конструкции имеет аналогичное устройство. Основным отличием второй модели (Рис. 14) является увеличенные размеры трубки (внешний диаметр 3 мм, длина 10 мм). Это позволяет производить загрузку ловушки большими потоками атомов и реже загружать рабочее вещество. Недостатком такой конструкции является большая тепловая инерция пушки. Во второй пушке используется трубка из нержавеющей стали и две нихромовые нагревательные проволоки, которые ограничивают допустимую температуру разогрева рабочего вещества по сравнению с танталом. Однако, для многих металлов, которые используются в задачах квантовой логики, такой температуры вполне достаточно. Далее в тексте этот испаритель будет называться большой магниевой пушкой. Например, для магния давление насыщенных паров достигает 1 Па уже при 428 °С что соответствует потоку $\frac{dN}{dt} = 2 \times 10^{22} * 10^{-6} = 2 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$ [68]. По этой причине нет необходимости разогревать атомный испаритель выше указанной температуры. Для одного из наименее летучего металла использующегося в квантовой логике- бериллия давление насыщенных паров при температуре 800 °С равно $P_{800_{Be}} = 7 \times 10^{-5}$ Па, что соответствует потоку $1,9 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Для оценки потока атомов в районе ловушки снизу можно считать, что атомы вылетают из трубки испарителя изотропно в телесный угол 2π и далее проходят через 2 диафрагмы, действующей из которых является вторая. Доля атомов прошедших через диафрагму в этом случае $\alpha \approx \frac{0,8^2}{15^2} = 2 \times 10^{-3}$, полный угол раствора конуса в который летят атомы составляет приблизительно 3 градуса.

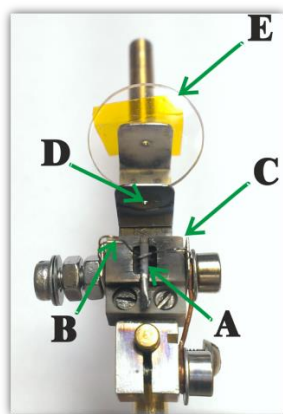


Рис. 13 атомный испаритель на основе танталовой трубки. А – танталовая трубка, В – нагревательная проволока, С – керамический изолятор, D – диафрагма, E – покрывное стекло для тестирования работы атомного испарителя



Рис. 14 атомный испаритель на основе трубки из нержавеющей стали

В эксперименте может использоваться одновременно оба атомных испарителя. Это позволяет исследовать два типа ионов в ловушке. Атомные испарители установлены таким образом, чтобы поток атомов попадал в основном в крайние сегменты ловушки. Это сделано для уменьшения напыления металла на центральный сегмент ловушки, использующийся для спектроскопических исследований. Напыление металла негативно сказывается на скорости нагрева холодных ионов в ловушке [64].

Для ионизации потока атомов используется электронная пушка EGA-1012 KIMBALL PHYSICS с катодом из оксида иттрия, энергией электронного пучка от 5 до 1000 эВ и возможностью регулировки тока эмиссии в диапазоне от 1 мкА до 2 мА. Диаметр электронного пучка в области ловушки порядка 15 мм. Ионизация в данном случае происходит методом электронного удара. К достоинствам такого метода стоит отнести высокую скорость загрузки ионов и возможность ионизации атомов любых металлов. К недостаткам относится невозможность селективной ионизации различных изотопов веществ, что затрудняет проведение детерминированных квантово-логических операций, зарядка диэлектриков вблизи ловушки, ухудшение уровня вакуума в процессе работы атомной пушки.

Альтернативным методом является селективная фотоионизация с использованием дополнительной лазерной системы и резонансного возбуждения промежуточного уровня энергии в нейтральных атомах [69; 70].

2.1.4 Регистрация ионов при помощи канальных умножителей

Для исследования захвата горячих ионов в ловушку, работы систем испарения атомов и ионизации электронным ударом была разработана и реализована система регистрации одиночных ионов на основе двух канальных электронных умножителей – каналотронов PHOTONIS MAGNUM 5901. Один из них расположен в верхней части вакуумной камеры (5 на Рис. 5) и служит для исследований ионизации атомного пучка электронным ударом. Второй расположен на оси z ловушки (6 на Рис. 5) и служит для измерения числа ионов, захваченных в ловушку. На переднюю сетку каждого из каналотронов подается постоянный отрицательный потенциал -2 кВ относительно корпуса вакуумной камеры и, соответственно, атомных испарителей и пары цилиндрических электродов ловушки. Отрицательный потенциал затягивает положительно заряженные ионы, в результате чего почти все положительные ионы, образовавшиеся внутри вакуумного объема, могут быть зарегистрированы верхним каналотроном. Каналотроны используются в режиме счета одиночных заряженных частиц. Выходной сигнал с каналотрона подается на малошумящий усилитель (Minicircuits ZFL-500LN+), а затем на осциллограф с терминатором на 50 Ом и на счетчик импульсов (Stanford Research SR400). Временное разрешение системы детектирования ионов ограничено временным разрешением каналотрона и составляет 20 нс.

2.2 Питание ловушки

Система питания ловушки обеспечивает генерацию переменного и постоянного напряжений, необходимых для питания ловушки. Для генерации переменного напряжения используется схема изображенная на (Рис. 15). Сигнал с генератора

через выключатель подается на широкополосный усилитель с максимальной выходной мощностью 5 Вт (использовался 1 Вт выходной мощности). С усилителя сигнал подается на вход резонансного трансформатора. Для генерации постоянного напряжения на кольцевых электродах ловушки используется источник напряжения Stanford research PS350, а для питания каналотронов - Stanford research PS325. Один из кольцевых электродов может быть заземлен при помощи самодельного высоковольтного ключа, управляемого по TTL сигналу. Радиочастотное напряжение на ловушке также может быть быстро выключено с использованием радиочастотного переключателя (Рис. 15).

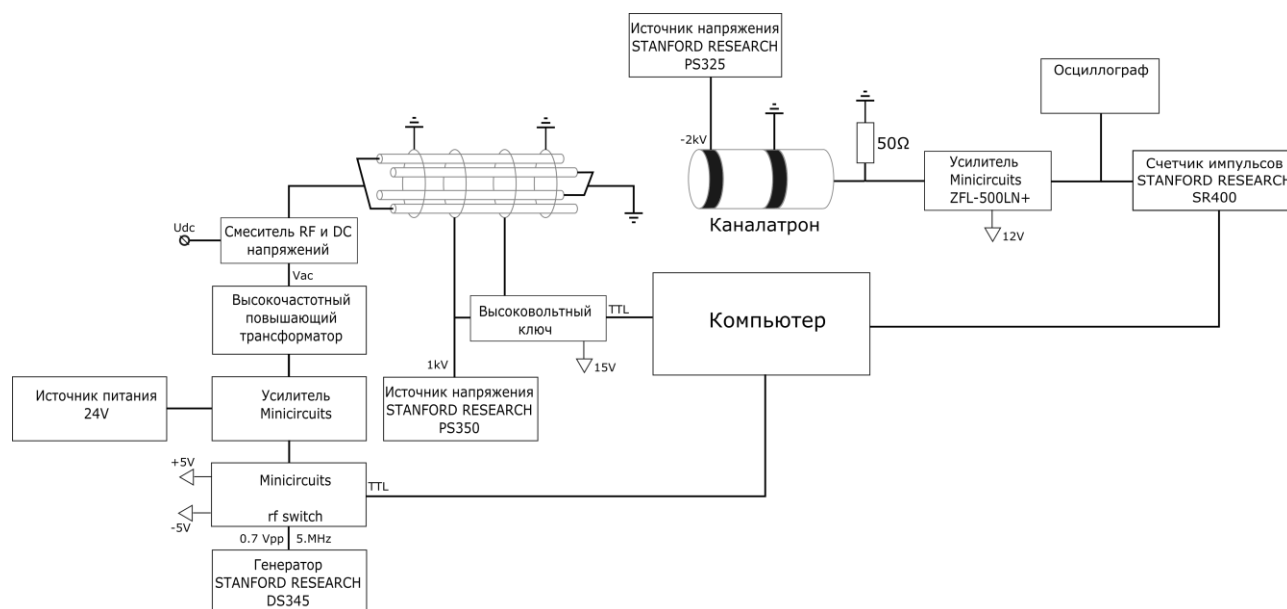


Рис. 15. Общая электрическая схема установки.

2.2.1 Резонансный трансформатор для питания ловушки

Для питания радиочастотной ловушки Пауля требуются напряжения с частотой порядка десятков-сотен мегагерц и амплитудой от нескольких вольт до нескольких киловольт. Частоты и амплитуды питающих напряжений зависят от геометрии ловушки и исследуемых ионов. В нашем случае частота радиочастотного (РЧ) поля составляет около 20 МГц, а амплитуда порядка 500 вольт. В связи с относительно высокой частотой, необходимой для экспериментов с одиночными ионами,

используются радиочастотные компоненты, согласованные на импеданс 50 Ом. Воспользовавшись формулой для электрической мощности $P_{эл} = \frac{U^2}{2R}$, получим мощность усилителя порядка 2,5 кВт. Создание усилителя такой мощности не является целесообразным. К тому же электроды ловушки представляют из себя емкостную нагрузку величиной около 20 пФ. В результате вся мощность усилителя будет рассеиваться внутри усилителя.

По этой причине для согласования емкостной нагрузки, которой являются электроды ловушки, с усилителем применяется резонансный трансформатор [71]. Его эквивалентная схема приведена на Рис. 16. Резонансная частота и добротность изолированного резонансного контура может быть вычислена по формулам

$$\omega_{\text{res}} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}, \quad (80)$$

$$Q = 2\pi \frac{W_{\text{зап}}}{W_{\text{потери}}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (81)$$

Далее рассмотрим резонансный контур, подключенный по схеме, изображенной на Рис. 16.

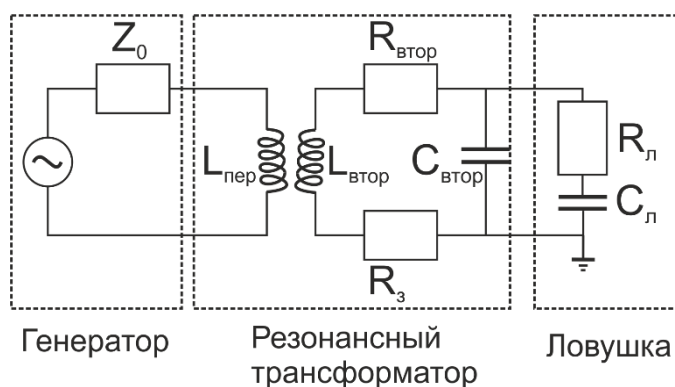


Рис. 16. Эквивалентная схема резонансного трансформатора. Z_0 – импеданс генератора, $R_{\text{втор}}$ – сопротивление вторичной катушки резонансного трансформатора, $R_з$ – активное сопротивление заземления резонансного трансформатора $R_л$ – активное сопротивление электродов ловушки, $C_л$ – емкость электродов ловушки, $C_{\text{втор}}$ – емкость вторичной катушки резонансного трансформатора, $L_{\text{пер}}$ – индуктивность первичной катушки, $L_{\text{втор}}$ – индуктивность вторичной катушки

Импеданс правой части схемы может быть рассчитан по формуле

$$Z_{\text{прав}} = R_3 + R_{\text{втор}} + \left(i\omega C_{\text{втор}} + \frac{1}{R_{\text{л}} - \frac{i}{\omega C_{\text{л}}}} \right)^{-1}. \quad (82)$$

Для частоты 20 МГц $\frac{i}{\omega C_{\text{л}}} = 2500 \text{ Ом}$, $R_{\text{л}} \leq 1 \text{ Ом}$ поэтому $R_{\text{л}} \ll \frac{i}{\omega C_{\text{л}}}$ и (82) может быть преобразовано к виду

$$Z_{\text{прав}} \approx R_3 + R_{\text{втор}} + R_{\text{л}} \left(\frac{C_{\text{л}}}{C_{\text{втор}} + C_{\text{л}}} \right) + \frac{1}{i\omega(C_{\text{втор}} + C_{\text{л}})} = R_{\text{эфф}} + \frac{1}{i\omega C_{\text{эфф}}}. \quad (83)$$

Найдем эффективный импеданс всей правой части цепи $Z_{\text{эфф}} = \frac{U_1}{I_1}$. Падение напряжения на первичной обмотке трансформатора может быть вычислено по формуле

$$U_1 = i\omega L_{\text{пер}} I_1 + i\omega M I_2. \quad (84)$$

Здесь $M = k\sqrt{L_{\text{пер}}L_{\text{втор}}}$ - взаимная индуктивность, k коэффициент взаимной индукции первичной и вторичной катушек, $k \in [-1,1]$. Далее запишем второй закон Кирхгофа для правой части цепи:

$$i\omega L_{\text{втор}} I_2 + i\omega M I_1 + I_2 \left(R_{\text{эфф}} + \frac{1}{i\omega C_{\text{эфф}}} \right) = 0. \quad (85)$$

Исключая из (84) и (85) I_1 и I_2 , получим эффективный импеданс резонансного трансформатора с катушкой:

$$Z_{\text{эфф}} = L_{\text{пер}} \left(i\omega + \frac{\omega^2 k^2 L_{\text{втор}}}{i\omega L_{\text{втор}} + R_{\text{эфф}} - \frac{i}{\omega C_{\text{эфф}}}} \right). \quad (86)$$

Для согласования импеданса необходимо, чтобы $Z_{\text{эфф}} = Z_0 = 50 \text{ Ом}$. Таким образом, приравнивая действительную и мнимые части импеданса, получаем

$$\frac{\omega^2 k^2 L_{\text{пер}} L_{\text{втор}} R_{\text{эфф}}}{R_{\text{эфф}}^2 + \left(\omega L_{\text{втор}} - 1/(\omega C_{\text{эфф}}) \right)^2} = Z_0 = 50 \text{ Ом}, \quad (87)$$

$$L_{\text{пер}} \omega - \frac{\omega^2 k^2 L_{\text{пер}} L_{\text{втор}} \left(\omega L_{\text{втор}} - \frac{1}{\omega C_{\text{эфф}}} \right)}{R_{\text{эфф}}^2 + \left(\omega L_{\text{втор}} - \frac{1}{\omega C_{\text{эфф}}} \right)^2} = 0. \quad (88)$$

Из (87) и (88) можно вычислить резонансную частоту контура $\omega_{\text{рез}}$ и коэффициент k обеспечивающий оптимальное согласование:

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{L_{\text{втор}} C_{\text{эфф}} - \frac{R_{\text{эфф}} L_{\text{пер}} C_{\text{эфф}}}{Z_0}}}, \quad (89)$$

$$k_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{R_{\text{эфф}} (L_{\text{пер}}^2 + C_{\text{эфф}} L_{\text{втор}} Z_0^2 - C_{\text{эфф}} L_{\text{пер}} R_{\text{эфф}} Z_0)}{L_{\text{пер}} L_{\text{втор}} Z_0}}. \quad (90)$$

Далее рассчитаем усиление резонансного трансформатора по напряжению. В случае идеального совпадения импедансов мощность, выделяемая на $R_{\text{эфф}}$, равна мощности, подаваемой с усилителя:

$$\frac{R_{\text{эфф}} I_2^2}{2} = \frac{U_{\text{вх}}^2}{2Z_0}. \quad (91)$$

Напряжение на электродах ловушки может быть вычислено по формуле

$$U_{\text{вых}} = \frac{I_2}{i\omega_{\text{рез}} C_{\text{эфф}}}. \quad (92)$$

Подставляя выражение для I_2 из (92) в (91), получим выражение для коэффициента усиления резонансного трансформатора по напряжению:

$$\eta_U = \frac{|U_{\text{вых}}|}{|U_{\text{вх}}|} = \frac{1}{\sqrt{Z_0 R_{\text{эфф}} \omega_{\text{рез}}^2 C_{\text{эфф}}^2}}. \quad (93)$$

Из формулы (93) видно, что коэффициент усиления падает с ростом частоты и эффективного сопротивления, складывающегося из сопротивления электродов ловушки, вторичной обмотки резонансного трансформатора и контактов, а также емкости ловушки. Таким образом, при проектировании резонансного трансформатора необходимо минимизировать сопротивление вторичной катушки, а также проводов, соединяющих ловушку с выходом резонансного трансформатора. Предпочтительно использование электрических вакуумных вводов с большой площадью контакта для присоединения проводников от

резонансного трансформатора и ловушки для увеличения теплоотода от электродов ловушки. Необходимо также учитывать, что на частоте 20 МГц толщина скин-слоя для меди равна 0,015 мм. По этой причине сопротивление проводов падает линейно, а не квадратично с ростом диаметра. Также важным параметром является материал каркаса для намотки катушек. Важно, чтобы он имел малый тангенс диэлектрических потерь на соответствующих частотах. В противном случае потери в каркасе будут включены в эффективное сопротивление вторичной обмотки.

Было изготовлено 2 резонансных трансформатора различных конструкций.

В первом вторичная обмотка состоит из 8 витков многожильного провода типа литцендрат, намотанного на фторопластовую основу. Первичная обмотка представляет из себя один виток такого же провода, установленный внутри вторичной обмотки. Первичная и вторичная обмотки помещены во внешний разборный алюминиевый корпус. Для регулирования коэффициента взаимной индукции первичная обмотка может быть повернута относительно вторичной обмотки при помощи подстроечного фторопластового винта. Внешний вид первого резонансного трансформатора представлен на Рис. 17.

Второй резонансный трансформатор был изготовлен по схеме helical резонатора [72]. Вторичная катушка изготовлена из одножильного медного провода диаметром 3 мм, навитого без сердечника. Первичная катушка изготовлена из медного провода сечением 2 мм также без каркаса. Первичная и вторичная катушки смонтированы на оси медной трубы внешним диаметром 77 мм и длиной 100 мм (Рис. 18). Основным преимуществом второй конструкции является высокая степень экранирования резонатора. С одной стороны, уменьшается влияние внешних факторов на резонансную частоту и коэффициент взаимной индукции резонансного трансформатора, а с другой – уменьшается уровень паразитных наводок от работающего резонансного трансформатора на окружающие приборы.

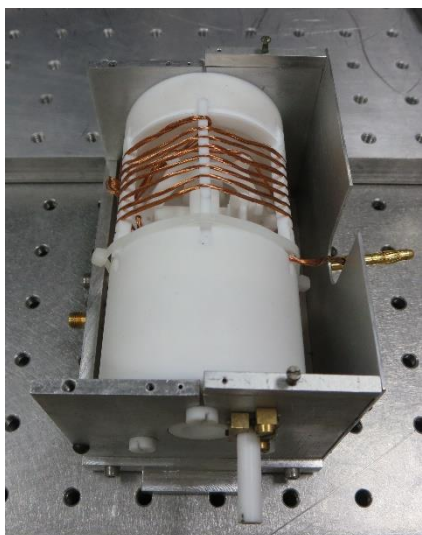


Рис. 17 Фотография резонансного трансформатора из лицендрата на фторопластовой основе.

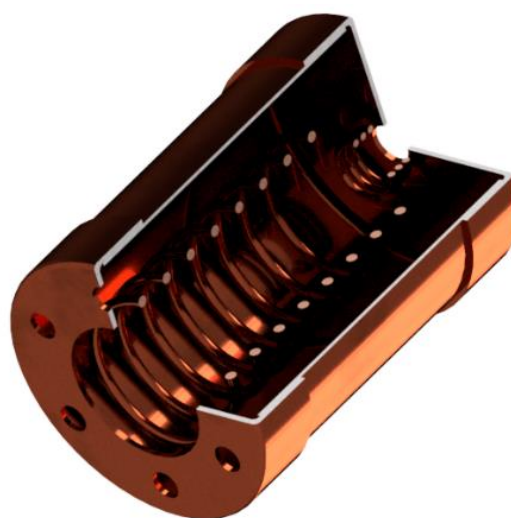


Рис. 18 Модель медного коаксиального трансформатора.

Для настройки коэффициента взаимной индукции и определения параметров резонансных трансформаторов использовалась схема измерения, основанная на анализе сигнала отражения от резонансного трансформатора. Сигнал с трекинг-генератора подается на направленный ответвитель. Его выход подключён ко входу резонансного трансформатора. Выход резонансного трансформатора подключается к электрическому вводу ловушки. Сигнал, отраженный от резонансного трансформатора, подается на вход спектроанализатора. На спектроанализаторе наблюдается провал сигнала отражения на резонансной частоте трансформатора, поскольку при этом амплитуда отраженного сигнала падает.

Измеряется добротность контура вторичной обмотки резонансного трансформатора в режиме слабой связи. Для этого в случае первого трансформатора первичная катушка поворачивается ортогонально вторичной, в случае 2 первичная катушка относится на расстояние около 5 см. В этом случае измеряемая добротность совпадает с добротностью изолированного резонансного контура:

$$Q = \frac{1}{R_{\text{эфф}}} \sqrt{\frac{L_{\text{втор}}}{C_{\text{эфф}}}} \approx \frac{1}{R_{\text{эфф}} C_{\text{эфф}} \omega_{\text{рез}}} = \frac{\omega_{\text{рез}}}{\Delta\omega}. \quad (94)$$

Здесь $\Delta\omega$ – ширина провала напряжения на высоте 0,71 от невозмущенного уровня.

Подставляя (94) в (93), получаем в случае идеального согласования

$$\eta_U = \sqrt{\frac{Q}{Z_0 \omega_{\text{рез}} C_L}} = \sqrt{\frac{1}{Z_0 \Delta\omega C_L}}. \quad (95)$$

Далее методом изменения коэффициента взаимной индукции максимизируется глубина провала амплитуды отраженного сигнала. Мощность, заводимая в резонатор, может быть оценена из амплитуды провала и невозмущенного уровня напряжения на спектроанализаторе

$$P_{\text{рез}} = P_{\text{ус}} \left(\frac{\Delta U_{\text{пров}}^2}{U_{\text{min}}^2 + \Delta U_{\text{пров}}^2} \right). \quad (96)$$

Здесь $P_{\text{рез}}$ – мощность, рассеиваемая на $R_{\text{эфф}}$, $P_{\text{ус}}$ – мощность поступающая от усилителя, $\Delta U_{\text{пров}}$ – глубина провала отраженного напряжения в резонансе, U_{min} – амплитуда отраженного напряжения в резонансе. В нашем случае около 90% мощности, подаваемой на резонансный трансформатор, поглощается на $R_{\text{эфф}}$.

Результаты измерений параметров резонансных трансформаторов приведены в Таблица 1.

Таблица 1 Расчетные амплитуды напряжения, достигаемой при помощи резонансных трансформаторов различных конструкций. Расчеты основаны на на измеренных добротностях и коэффициентах отражения от трансформаторов.

<i>Номер резонатора</i>	<i>Измеренная добротность</i>	<i>Измеренный коэффициент прохождения ($P_{рез}/P_{ус}$)</i>	<i>Коэффициент усиления по напряжению</i>	<i>Максимальная амплитуда напряжения при входной мощности 1 Вт и импедансе 50 Ом (расчетная), В</i>
1	540	90%	32	210
2	895	90%	89	590

Однако, реализовать все 5 ватт мощности, доступных от усилителя, является непростой задачей. Дело в том, что при увеличении мощности, подаваемой на резонансный трансформатор, за счет нагрева проводов трансформатора изменяется коэффициент взаимной индукции, что приводит к еще большему нагреву и уменьшению коэффициента усиления по напряжению. Другим ограничивающим фактором является межвитковые пробой. Эти замечания могут играть важную роль при проектировании резонансных трансформаторов, рассчитанных на большие напряжения и входные мощности.

2.3 Лазерная система для охлаждения $^{24}\text{Mg}^+$

Для доплеровского охлаждения иона $^{24}\text{Mg}^+$ была разработана и создана лазерная система, позволяющая получать излучение на длине волны 280 нм с шириной спектра около 500 кГц, нестабильностью частоты не хуже 1 МГц за 1 секунду и не хуже 5 МГц на интервале измерения 1 час. Принципиальная схема лазерной системы приведена на Рис. 19. Излучение диодного лазера с внешним резонатором на длине волны 1120 нм усиливается при помощи рупорного усилителя Topptica TA Pro. Мощность на выходе из рупорного усилителя составляет приблизительно 830

мВт. Часть излучения от лазера направляется по волокну в измеритель длин волн на основе интерферометра Физо (Angstrom WSU-10). Для стабилизации частоты лазера 1120 нм сигнал со встроенного в измеритель длин волн ПИД (пропорционально-интегрально-дифференциального) регулятора измерителя длин волн подается на токовый модуляционный вход лазера. Подстройка частоты происходит с характерным временем 1 с. Кратковременная стабильность частоты лазера обеспечивается его механической стабильностью, а также стабильностью источника тока, питающего лазерный диод и напряжения на пьезокерамическом актуаторе диодного лазера. После рупорного усилителя излучение проходит через два каскада удвоения частоты. Оба каскада удвоения разработаны и изготовлены в нашей лаборатории. Из второго удвоителя выходит излучение мощностью 10 мВт на длине волны 280 нм. Для быстрого включения и отключения света в схеме предусмотрен двухпроходной акусто-оптический модулятор (Brimrose) на частоте 450 МГц.

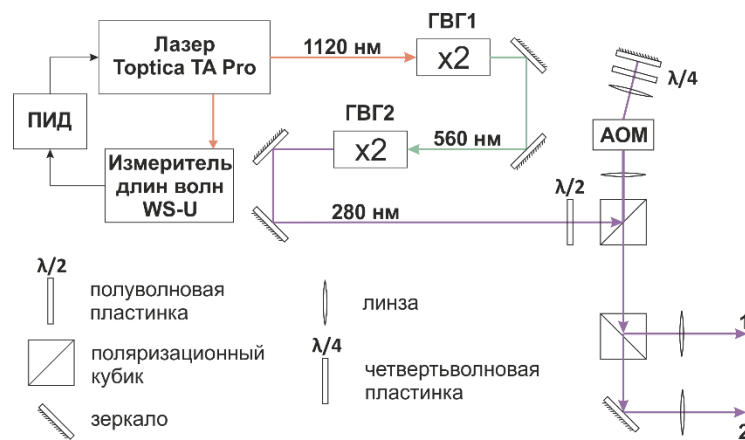


Рис. 19 Принципиальная схема лазерной системы для доплеровского охлаждения ионов магния. ГВГ 1,2 – генераторы второй гармоники излучения, АОМ – акустооптический модулятор, ПИД – пропорционально-интегрально-дифференциальный контроллер. В левом нижнем углу представлены обозначения элементов.

После двухпроходного АОМа свет разделяется на 2 пучка. Первый луч проходит вдоль оси z ловушки Пауля через ее центр. Второй луч проходит через центр ловушки под углом ко всем трем ее главным осям. Первый луч позволяет повысить эффективность охлаждения на первых этапах т.к. имеет пересечение со всей

областью захвата в то время как второй луч позволяет заметно улучшить охлаждение по осям x и y в конечной стадии, т.к. его волновой вектор имеет проекцию на каждую из этих осей.

2.4 Оптическая система регистрации одиночных ионов

Непосредственное наблюдение частиц в ионной ловушке осуществляется при помощи ПЗС матрицы, регистрирующей резонансно рассеянного на ионах лазерного излучения. Ниже будет рассмотрена эффективность системы регистрации ионов на примере ионов магния.

Охлаждающий переход в ионе магния обладает естественной спектральной шириной линии $\Gamma = 2\pi \times 41,8$ МГц [73]. Таким образом, одиночный ион за секунду рассеивает около 40×10^6 фотонов, распространяющихся приблизительно изотропно по всем направлениям, то есть в телесный угол 4π ср. Для максимального сбора излучения используется просветлённый объектив из плавленого кварца, спроектированный таким образом, что его угловая апертура фактически совпадает с угловой апертурой ловушки ($42,3^\circ$) и равняется $43,6^\circ$, что соответствует телесному углу $4\pi \times 0,033$. Таким образом геометрическая эффективность сбора фотонов составляет приблизительно 3,3 %, что позволяет собирать более $1,4 \times 10^6$ фотонов в секунду с одного иона. При помощи объектива изображение центра ловушки проецируется на ПЗС матрицу с электронным умножением (EMCCD raptor falcon blue I). Квантовая эффективность зарядовой ячейки на длине волны 280 нм составляет более 20%, что позволяет получить более 400 тыс. отсчётов за секунду, при темновом токе ячейки не более 1 срабатывания в секунду. Результирующее отношение полезного сигнала к шуму зависит так же от скорости обновления изображения, вследствие шума при перемещении заряда по матрице. В случае обновления изображения со скоростью 20 кадров в секунду, генерируется не более 20 шумовых отсчётов в секунду с одной зарядовой ячейки. При проецировании изображения иона в область 10 на 10 пикселей и скорости

считывании 20 кадров в секунду, получаемое отношение полезного сигнала к шуму около 1:200. Этого достаточно для уверенного обнаружения ионов.

Для определения абсолютного числа регистрируемых фотонов использовался фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) фирмы Hamamatsu, модель H8259 с тем же объективом. Квантовая эффективность ФЭУ на длине волны 280 нм составляет около 14,2 %, а количество темновых отсчетов 30 с^{-1} , что с использованием созданной оптической системы позволяет получать отношение сигнал-шум на уровне 6000 (или 76 Дб по амплитуде) для одиночного иона магния. Реальное соотношение сигнал-шум оказывается несколько меньше вследствие наличия непостоянной по времени фоновой засветки.

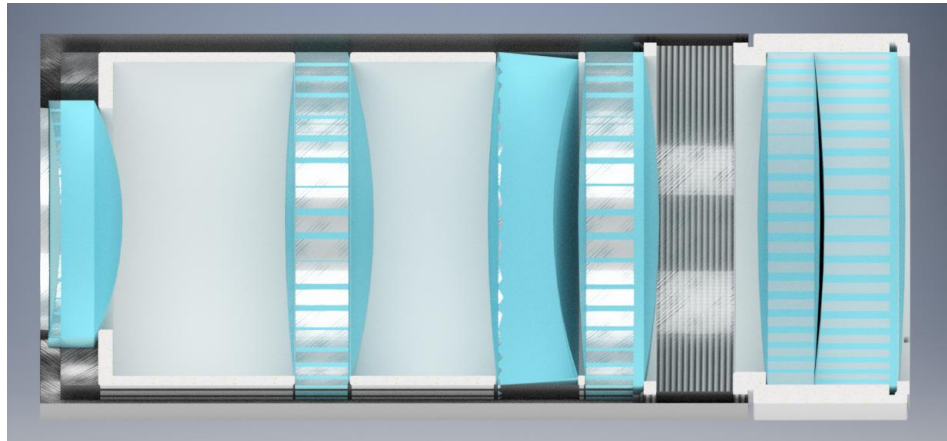


Рис. 20. Устройство высокоапертурного кварцевого объектива системы регистрации

Таблица 2. Расстояния от центров сферических поверхностей до передней плоскости объектива и их радиусы.

№	Расстояние до передней плоскости объектива, мм	Радиус, мм
1	5,07	-168,27
2	20,37	75,34
3	59,87	390,8
4	82,49	158
5	110,56	394,5

6	126,71	-149,97
7	132,95	543,3
8	152,95	260
9	177,25	414,12
10	192,7	635
11	193,84	-371,5
12	213,84	543,3

Система регистрации состоит из кварцевого объектива специально разработанного для данной задачи, закреплённого на трёх-координатном микрометрическом столике, помещённого в тубус для предотвращения фоновой засветки и EMCCD камеры Falcon BLUE (Raptor Photonics), установленной на двухкоординатный микрометрический столик.

2.5 Управление экспериментом

Для управления экспериментом использовалась плата national instruments PCIe-6363. Она обладает 32 аналоговыми входами (16 бит, 2 МВыб/с), 4 аналоговыми выходами (2 МВыб/с). Диапазон входных и выходных аналоговых напряжений до ± 10 В. Также плата обладает 48 цифровыми вводами-выводами. Управление экспериментами осуществляется при помощи программы на языке Python.

2.6 Ионные системы для исследований

Возможные ионы, на которых могут выполняться планируемые исследования, определяются диапазоном устойчивости ловушки с системой радиочастотного питания, а также глубиной псевдопотенциала. При параметре $a = 0$ (6) ион будет совершать ограниченное движение в потенциале ловушки, если величина q не выходит за границы устойчивости.

$$q = \frac{2ZeV_{ac}}{M_{ат}m_0\omega^2r_0^2} \in (0; 0,87]. \quad (97)$$

Подставляя в это выражение $\omega = 18$ МГц, $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл, $m_0 = 1,67 \times 10^{-27}$ кг, $r_0 = 1,5$ мм, $q_{\text{макс}} = 0,87$, получим ограничение на отношение массы к заряду для удерживаемых частиц

$$\frac{M_{\text{ат}}}{Z} > 8 \times 10^{-3} V_{ac}. \quad (98)$$

Где V_{ac} – амплитуда радиочастотного напряжения на электродах ловушки в вольтах, $M_{\text{ат}}$ – атомарная масса иона в атомных единицах (а.е.м.), Z – зарядовое число иона. Из этого выражения следует, что можно удерживать ионы со сколь угодно малым отношением массы к заряду. Вторым ограничивающим фактором является максимальная глубина псевдопотенциала. Она может быть рассчитана по формуле (20)

$$\frac{Z^2 e^2 V_{ac}^2}{M_{\text{ат}} m_0 \omega^2 4 r_0^2} \approx \frac{300 Z^2}{M_{\text{ат}}} \text{ (эВ)}, \quad (99)$$

в которой берется максимально возможная величина амплитуды радиочастотного напряжения $V_{ac} = 590$ В.

Таким образом, созданная ловушка пригодна для удержания всех ионов, использующиеся в экспериментах по квантовой логике. К примеру: Yb^+ [74], Ca^+ [75], Be^+ [35], Hg^+ [76], Mg^+ [38], Lu^+ [77], Sr^+ [78].

2.7 Основные результаты второй главы

Создана система для захвата, охлаждения, детектирования одиночных ионов $^{24}\text{Mg}^+$. Проведены исследования предельного вакуума достижимого в вакуумной системе. Предельный вакуум составил $P_{\text{min}} = 1 \times 10^{-10}$ мбар по показаниям ионного насоса. Такой уровень вакуума достаточен для проведения большинства экспериментов в области квантовой логики. Описана ловушка с эффективным оптическим доступом и тремя сегментами для загрузки. Доступный телесный угол для наблюдения одиночного иона составил $4\pi \times 0.033$ ср. Такой большой угол сбора позволяет реализовать эффективную систему детектирования квантовых состояний, необходимую для реализации квантовых вычислений. Наличие трех областей локализации ионов и возможность перегрузки ионов между сегментами

позволяет исследовать масштабирование квантовых вычислений. Также проведено численное моделирование потенциалов ловушки. Результаты моделирования свидетельствуют о высоком уровне гармоничности потенциала. К недостаткам ловушки следует отнести низкие секулярные частоты вдоль оси ловушки. Расчетное значение коэффициента эффективности удержания составило $\kappa_z z_0^2 \approx 3,3 \times 10^{-3}$, что приведет к затруднениям при реализации режима Лэмба-Дике вдоль оси ловушки. Этот недостаток может быть преодолен при помощи приложения стоячей оптической волны вдоль оси ловушки [66]. Спроектированные и изготовленные источники атомов позволяют получать потоки атомов $^{24}\text{Mg}^+$ порядка 4×10^{13} с полным углом раствора конуса 3 градуса. Конструкция атомных испарителей позволяет испарять атомы всех ионов, используемых в экспериментах по квантовой логике. Система ионизации электронным ударом способна генерировать электронный пучок с энергией электронов от 5 до 1000 эВ и током от 1 мкА до 2 мА, что позволяет ионизовать любые атомы, использующиеся в экспериментах по квантовой логике. Таким образом система генерации и удержания ионов при небольшой модернизации (замене диспенсера в атомных испарителях) может быть использована для экспериментов по квантовой логике с большинством ионов, используемых в таких экспериментах на данный момент.

Также описывается устройство лазерной системы для доплеровского охлаждения и возбуждения колебаний ионов $^{24}\text{Mg}^+$. При помощи этой лазерной системы возможно охлаждение магниевого ионного кристалла, исследование их колебательного спектра, что является важной задачей на пути создания квантового вычислителя. Эксперименты по охлаждению и исследованию колебательного спектра ионов приведены в главе 3.

Таким образом, созданная экспериментальная установка при дальнейшей модернизации может быть использована для проведения экспериментов по квантовой логике с широким набором ионов.

Глава 3. Эксперименты по исследованию Вигнеровских кристаллов в ионной ловушке

3.1 Первичный захват и детектирование ионов в ловушке

Первым шагом на пути к реализации квантовых вычислений с использованием вигнеровских ионных кристаллов является захват ионов в линейную квадрупольную ловушку Пауля. Для этой задачи использовалась установка, описанная в главе 2. Настройка системы удержания ионов производилась в несколько этапов: на первом этапе производилась проверка работы электронной пушки, затем совместной работы атомных испарителей и системы ионизации электронным ударом, далее системы захвата ионов в ловушку. Было экспериментально измерено время жизни ионов в ловушке, а также теоретически исследованы каналы потерь ионов из ловушки.

3.1.1 Ионизация электронным ударом

Был выполнен эксперимент по ионизации электронным ударом остаточного газа, а также атомов, вылетающих при нагревании катода электронной пушки. Для этого электроды ловушки заземлялись, на переднюю сетку верхнего каналотрона подавалось отрицательное напряжение -2 кВ, на электронной пушке устанавливается ток эмиссии в диапазоне от 3 до 23 мкА. Затем на 0.9 секунды открывался затвор электронной пушки и производился подсчет импульсов с выхода каналотрона. После затвор электронной пушки закрывался и спустя 0.1 сек измерялось число импульсов за следующие 0.9 секунды. Таким образом измерялось число темновых отсчетов каналотрона. Результатом эксперимента являлась разница сигнала и темновых отсчетов. Эксперимент повторялся 40 раз для каждого тока эмиссии электронной пушки, затем результат усреднялся. Энергия электронного пучка в этих экспериментах составляла 25 эВ, дискриминатор на счетчике импульсов был установлен на уровне -50 мВ. На Рис. 21 представлены результаты эксперимента по проверке системы ионизации. Линейная зависимость

числа отсчетов на каналотроне свидетельствует о корректной работе как электронной пушки, так и системы регистрации заряженных частиц.

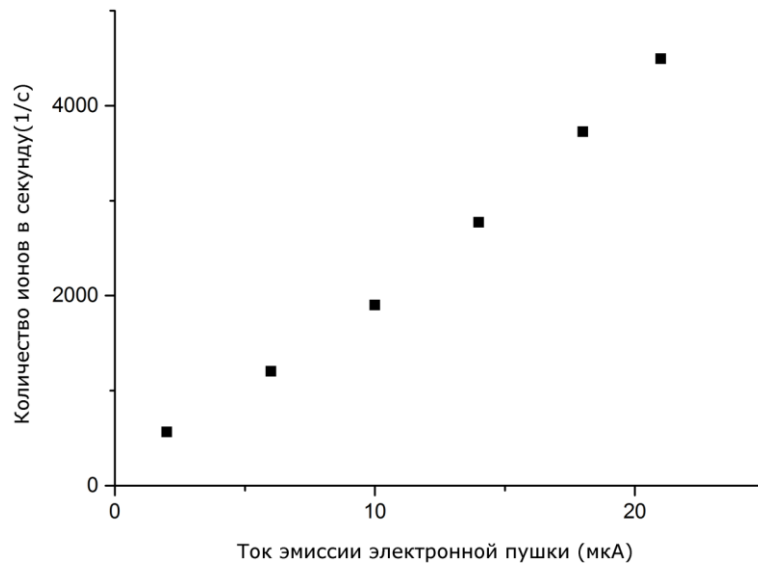


Рис. 21 Зависимость числа ионов, регистрируемых верхним каналотроном при выключенных атомных испарителях, от тока эмиссии электронной пушки при фиксированном времени измерения

3.1.2 Загрузка ловушки

Для исследования совместной работы атомного испарителя и электронной пушки был проведен эксперимент по определению зависимости количества ионов, регистрируемых верхним каналотроном от тока нагревателя атомной пушки (1 и 2 на Рис. 5) при фиксированном токе электронной пушки. Энергия электронного пучка устанавливалась постоянной и равнялась 25 эВ. Вблизи этой энергии расположены максимумы сечения однократной ионизации магния [79]. Значение дискриминатора счетчика в этих экспериментах было установлено на уровень -100 мВ, что позволило получить лучшее соотношение сигнал-шум. Ток электронной пушки был выставлен на уровне 6 мкА. Далее на нагреватель атомной пушки подавался фиксированный ток и спустя 60 сек запускалась серия из 100 измерений числа отсчетов на каналотроне за 0,9 сек. Затем электронная пушка выключалась и спустя еще 60 сек проводилась вторая серия из 100 аналогичных измерений. Полученные значения усреднялись. Результатом измерения являлась разность

среднего числа отсчетов с включённой электронной пушкой и с выключенной электронной пушкой. Далее значение тока через нагреватель атомной пушки изменялось и цикл повторялся. Результаты экспериментов приведены на Рис. 22. Резкое повышение числа отсчетов при некотором пороговом значении тока нагревателя атомного испарителя свидетельствует о корректной работе системы ионизации электронным ударом, а также атомных испарителей при использовании магния.

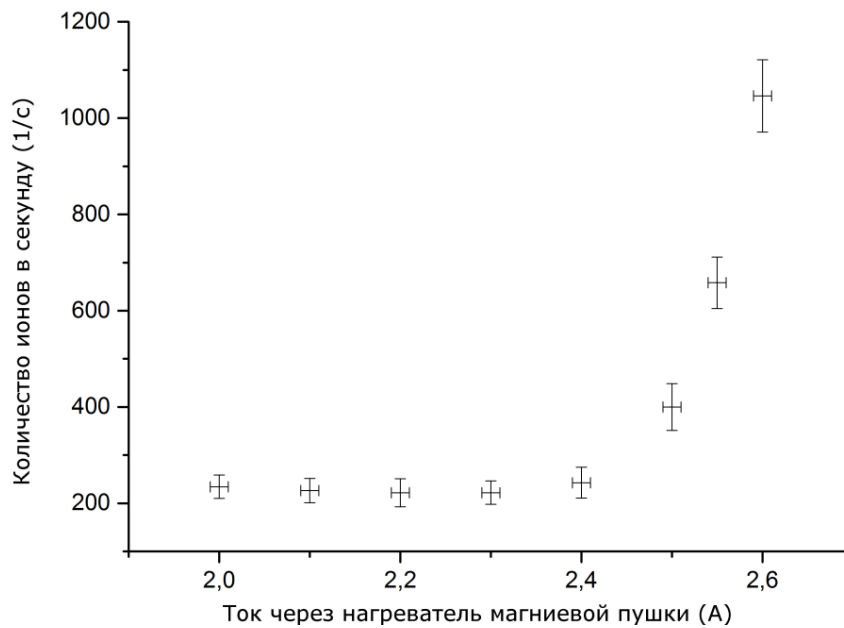


Рис. 22 Число отсчетов на каналотроне в зависимости от тока через нагреватель малой атомной пушки

3.1.3 Захват ионов в ловушку, исследование скорости загрузки и потерь

Для проверки эффективности загрузки ионов в ловушку была исследована зависимость числа захваченных частиц от времени загрузки. Для загрузки ионов включалась электронная пушка с энергией электронов 500 эВ и током эмиссии около 5 мкА. При меньшей энергии электроны, вылетающие из пушки, сильно отклоняются полем ловушки и не достигают ее центра. Эксперимент начинался при включенном радиочастотном поле ловушки и потенциале $V_{акс} = 1000$ В на кольцевых электродах. Амплитуда РЧ напряжения на электродах составляла 130 В,

частота $\omega_{pч} = 2\pi \times 5,134$ МГц. Для смещения резонансной частоты трансформатора питающего ловушку был установлен дополнительный конденсатор. Соответствующие секулярные частоты для иона магния составили $\Omega_{рад} = 2\pi \times 0,16$ МГц $\Omega_{акс} = 2\pi \times 0,08$ МГц. По истечении времени загрузки $t_{зар}$, которое в данном эксперименте варьировалось от 0,1 до 10 с, пучок электронов выключался. Захваченные ионы удерживались в ловушке в течение времени $t_{уд} = 0,1$ с, чтобы ионы, не захваченные в ловушку, успели покинуть область ловушки. После этого два ближайших к каналотрону кольцевых электрода заземлялись быстрым ключом и ионы выталкивались в сторону детектора полем другой пары кольцевых электродов. Синхронно с заземлением колец запускался подключенный к каналотрону счетчик с временным окном для регистрации, равным 1 мс.

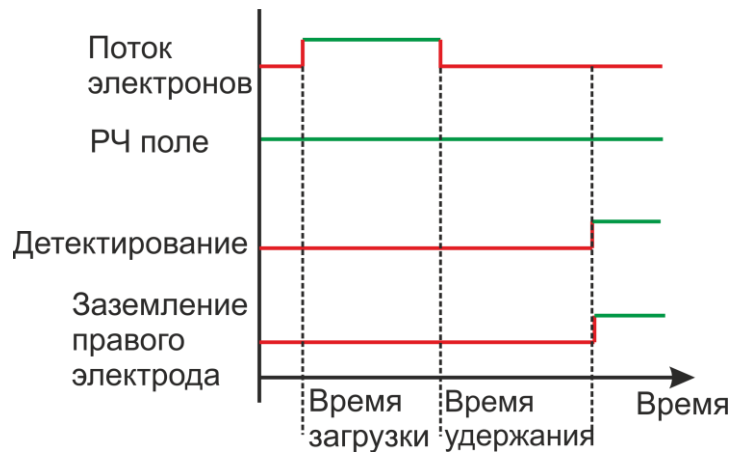


Рис. 23 Временная последовательность в экспериментах по загрузке и времени жизни ионов в линейной квадрупольной ловушке Пауля. Зеленым показано включенное состояние, красным - выключенное

Напряжение на каналатроне составляло 2 кВ, уровень дискриминатора счетчика выбирался из соображений максимизации отношения сигнал/шум и равнялся -5 мВ, давление в камере составляло 10^{-9} мбар. Зависимость числа регистрируемых ионов от времени загрузки ловушки $t_{зар}$ при времени удержания $t_{уд} = 0,1$ с представлена на Рис. 24. Характерное время загрузки ионов в ловушку составляет 4 с. После этого эффективность загрузки ионов в ловушку снижается, что,

предположительно, связано с увеличением скорости потерь ионов из ловушки из-за их взаимодействия между собой.

Время жизни ионов в ловушке определялось из зависимости числа регистрируемых ионов от времени их удержания $t_{уд}$ при постоянном времени загрузки $t_{заг} = 1$ с. При таком $t_{заг}$ в ловушку захватывается достаточное число ионов для обеспечения необходимого отношения сигнал/шум. Результаты этих измерений представлены на Рис. 25. Экспериментально измеренное время жизни ионов в ловушке $t_{жиз}$ составляет 1,7 с, что много больше характерного времени, необходимого для лазерного охлаждения, осуществляемого доплеровским методом (около 1 мс). Однако для выполнения экспериментов с одиночными ионами (прецизионная спектроскопия, манипуляция квантовыми состояниями одиночных частиц) такое время является недостаточным и требуется исследовать механизмы, ограничивающие время жизни ионов в нашей ловушке. Исследование потерь ионов в условиях отсутствия охлаждения также важно для оптимизации загрузки больших облаков ионов в ловушку.

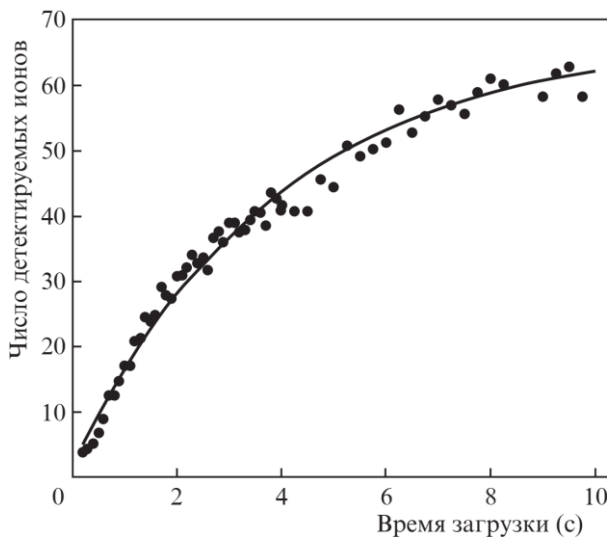


Рис. 24. Загрузка ловушки: зависимость числа регистрируемых ионов от времени загрузки ловушки

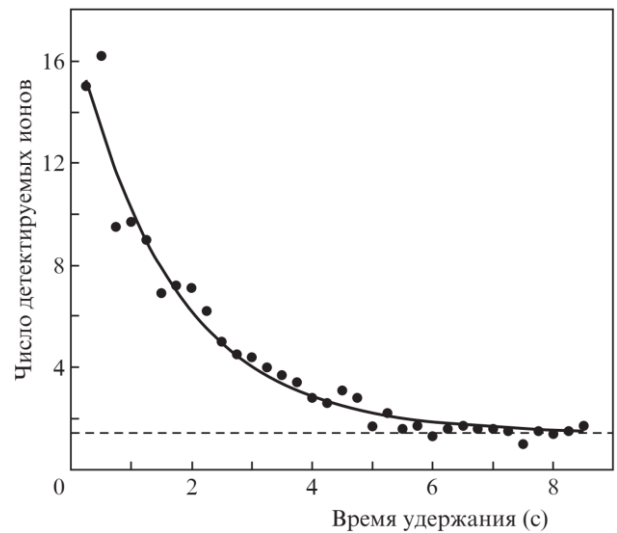


Рис. 25. Потери ионов из ловушки: зависимость числа регистрируемых ионов от времени их удержания. Линией показана экспоненциальная аппроксимация данных.

3.1.4 Оценка вкладов различных механизмов в скорость потерь

Для исследования механизма потерь ионов из ловушки было произведено численное моделирование динамики 30 ионов в квадрупольном потенциале по осям x и y и квадратичном по оси z с учетом кулоновского взаимодействия ионов друг с другом. Для этого было проведено численное решение системы модифицированных уравнений Матье для движения по осям x и y .

$$\frac{d^2 x_k}{d\tau^2} + 2q \cos(2\tau) x_k = \frac{e^2}{\pi \varepsilon_0 \omega^2 m} \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{x_k - x_i}{r_{ik}^3}, \quad (100)$$

$$\frac{d^2 y_k}{d\tau^2} - 2q \cos(2\tau) y_k = \frac{e^2}{\pi \varepsilon_0 \omega^2 m} \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{y_k - y_i}{r_{ik}^3}, \quad (101)$$

$$\frac{d^2 z_k}{d\tau^2} + \frac{4\omega_z^2}{\omega^2} z_k = \frac{e^2}{\pi \varepsilon_0 \omega^2 m} \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{z_k - z_i}{r_{ik}^3}. \quad (102)$$

Здесь x_k, y_k, z_k – координаты k -го иона, r_{ik} – расстояние между i -м и k -м ионами, N – число ионов, участвующих во взаимодействии.

В качестве начальных условий выбирались случайные координаты внутри расчетной области с равномерным распределением пространственной вероятности. Начальные скорости ионов соответствовали максвелловскому распределению с температурой 1000 К. Параметры моделирования были близки к значениям, используемым в эксперименте: $q = 0.4$, $\omega = 2\pi \times 5.134$ МГц, $\omega_z = 10^5 \text{ с}^{-1}$, $e = 1.6 \times 10^{-19}$ Кл, $m = 25 * m_p$, где $m_p = 1.66 \times 10^{-27}$ кг. Расчет проводился в цилиндрической области диаметром $d_{\text{обл}} = 2$ мм и длиной $l_{\text{обл}} = 10$ мм. Размеры расчётной области приблизительно соответствуют области удержания ионов в нашей ловушке. По этой причине ионы, пересекшие границу расчетной зоны, считались вылетевшими и не учитывались в последующих вычислениях. Большая часть ионов покидала расчетную область в течение первых 10 мс. Так как в эксперименте такие малые времена жизни были не доступны, то мы рассматривали ионы, вылетевшие в первые 0,1 сек, не захваченными в ловушку, и не учитывали их в статистике потерь ионов. Было проведено несколько симуляций с разной реализацией начальных условий. В результате при 8-и частицах средняя скорость

потерь составила 3 частицы в секунду, что хорошо согласуется с экспериментом (Рис. 25). На Рис. 26 показана одиночная реализация зависимости числа удерживаемых в ловушке ионов от времени удержания, полученная в результате численного моделирования.

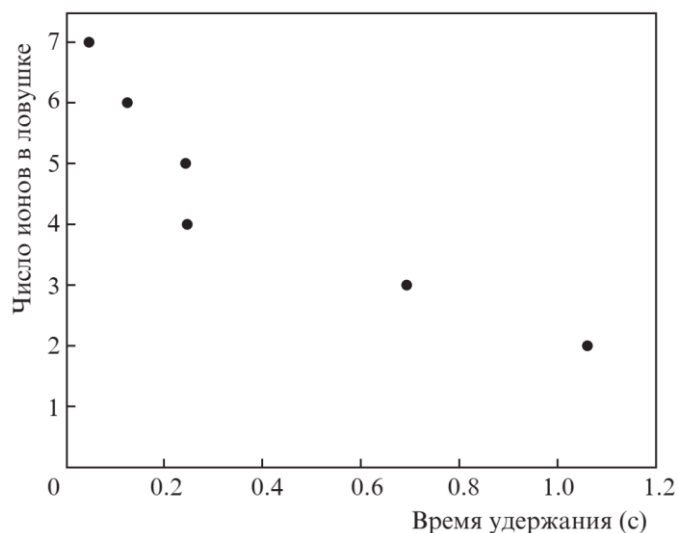


Рис. 26 Одиночная реализация зависимости числа захваченных в ловушку ионов от времени удержания (численное моделирование).

Из графика видно, что скорость потерь ионов из ловушки составляют несколько единиц в секунду при 8 изначально загруженных ионах. Это близко к экспериментально полученной зависимости представленной на Рис. 25, где скорость потерь составляла около 3 с^{-1} при 7и загруженных ионах.

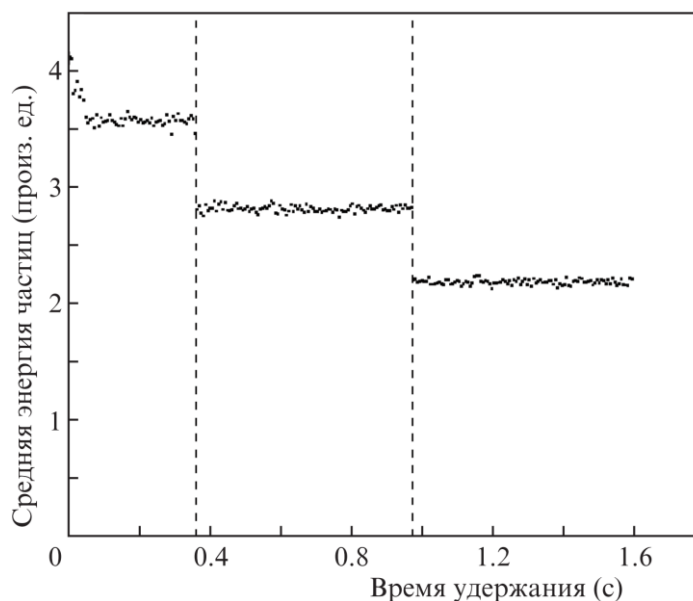


Рис. 27 Зависимость средней кинетической энергии ионов от времени удержания

Также была построена зависимость средней кинетической энергии ионов в зависимости от времени удержания (Рис. 27). Из графика видно, что средняя кинетическая энергия убывает скачками. При этом скачки соответствуют вылету частиц. Таким образом ловушку покидают ионы с кинетической энергией выше средней. Также видно, что при выполнении использованных приближений средняя кинетическая энергия ионов не возрастает в промежутки времени между потерей частиц. Таким образом, полученный в результате моделирования эффект подобен испарительному охлаждению.

Из моделирования следует, что кулоновское межоионное взаимодействие может объяснять экспериментально наблюдавшиеся потери частиц из ловушки в условиях отсутствия механизмов охлаждения ионов. Также были оценены вклады других механизмов потерь.

В частности, обмен зарядом между удерживаемыми ионами и нейтральными атомами остаточного газа в результате столкновений также может приводить к потерям ионов. При параметрах ловушки, использовавшихся в процессе эксперимента по захвату и удержанию горячих ионов, ловушка является устойчивой только для ионов с массой $m_0 > 12$ а.е.м. в случае однократной

ионизации. Таким образом, если какой-либо удерживаемый ион столкнется и обменяется зарядом с атомом с массой $m_r < 12$ а.е.м., новый ион уже не будет удерживаться в ловушке, а исходный ион, лишившись заряда, также покинет ловушку. Для оценки максимальной скорости потерь предположим, что обмен зарядом захваченного иона с любым атомом остаточного газа приводит к потере частицы из ловушки. Тогда среднее время жизни одного иона, определяемое механизмом потерь, связанным с перезарядкой, составляет

$$\tau_{\text{пер}} = \frac{1}{\langle v_{\text{отн}} \rangle n_{\text{ост}} \sigma_{\text{пер}}}, \quad (103)$$

где $\langle v_{\text{отн}} \rangle$ – средняя относительная скорость движения ионов и нейтральных частиц; $n_{\text{ост}}$ – концентрация нейтральных атомов фонового газа вблизи центра ловушки; $\sigma_{\text{пер}}$ – сечение нерезонансной перезарядки. Так как потеря каждого иона по механизму перезарядки является независимым событием с характерным временем $\tau_{\text{пер}}$, то число ионов в ловушке $N_{\text{пер}}$ будет зависеть от времени как $N_{\text{пер}} = N_{\text{пер}0} e^{-t/\tau_{\text{пер}}}$. Для определения концентрации нейтральных атомов в центре ловушки были использованы результаты эксперимента по исследованию эффективности ее загрузки. Начальный участок зависимости числа ионов от времени загрузки аппроксимировался прямой. Считая, что суммарная эффективность загрузки и регистрации ионов равна $\alpha_{\text{эфф}}$, количество актов ионизации в области ловушки в единицу времени пропорционально наклону касательной к графику загрузки в нуле времени $k_{\text{заг}} = 12 \text{ с}^{-1}$ и равно $\frac{dn_i}{dt} = k_{\text{заг}}/\alpha_{\text{эфф}}$. С другой стороны,

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{n_{\text{ост}} I_{\text{эл}} V_{\text{лов}} \sigma_{\text{иониз}}}{e S_{\text{пуш}} \alpha_{\text{эфф}}}, \quad (104)$$

где $I_{\text{эл}} = 5 \times 10^{-6}$ А – ток эмиссии электронной пушки; $V_{\text{лов}}$ – объем зоны удержания ловушки. Эффективный объем зоны удержания ловушки может быть

оценен сверху как пересечение области ограниченной стержневыми и кольцевыми электродами $V_{\text{ЛОВ}_{\text{макс}}} = 1,4 \times 10^{-7} \text{ м}^3$. Оценкой снизу может быть объем, соответствующий области пространства, ограниченной одной третью от каждого из линейных размеров т.е. $V_{\text{ЛОВ}_{\text{мин}}} = 5 \times 10^{-9} \text{ м}^3$. При этом $\sigma_{\text{иониз}} \approx 10^{-20} \text{ м}^2$ – сечение нерезонансной ионизации [79]; $S_{\text{пуш}}$ – площадь поперечного сечения пучка электронов в районе области удержания. Приведем оценку поперечного сечения сверху и снизу, исходя из данных производителя электронной пушки и используемой геометрии $S_{\text{пуш}_{\text{макс}}} = 3,8 \times 10^{-3} \text{ м}^2$, $S_{\text{пуш}_{\text{мин}}} = 4,5 \times 10^{-4} \text{ м}^2$. Коэффициент $\alpha_{\text{эфф}}$ может варьироваться от 0,5 до 1. Из формулы (104) была получена оценка концентрации атомов остаточного газа в области захвата ловушки: $n_{\text{ост}_{\text{макс}}} \approx 5,8 \times 10^{13} \text{ м}^{-3}$, $n_{\text{ост}_{\text{мин}}} \approx 1,3 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, что соответствует давлениям $P_{\text{макс}} = 1,2 \times 10^{-8} \text{ мбар}$, $P_{\text{мин}} = 5,3 \times 10^{-12} \text{ мбар}$. Этот диапазон включает в себя экспериментально измеренное значение датчика вакуума в ионном насосе при включенных атомной и электронной пушках $P_{\text{изм}} = 10^{-9} \text{ мбар}$.

Поскольку скорость ионов в ловушке $v_{\text{ион}}$ много больше тепловой скорости частиц остаточного газа, то относительная скорость определяется главным образом движением иона: $v_{\text{ион}} \approx v_{\text{отн}}$. При указанных параметрах средняя скорость частиц в ловушке, полученная численным моделированием, была равна $\langle v_{\text{ион}} \rangle \approx 10^4 \text{ м/с}$. Сечение нерезонансной перезарядки $\sigma_{\text{пер}}$ определяется геометрическими размерами взаимодействующих частиц и составляет $\sim 10^{-20} \text{ м}^2$.

Вычисленное по формуле (103) минимальное время жизни $\tau_{\text{об}}$, определяющееся перезарядкой, равно $\tau_{\text{об}_{\text{мин}}} \in [170 \text{ с}; 7,9 \times 10^4 \text{ с}]$, что намного больше экспериментально наблюдаемого времени $\tau_{\text{эксп}} \approx 1,7 \text{ с}$. Из этой оценки следует, что можно пренебречь механизмом потерь ионов, связанным с перезарядкой, в условиях эксперимента. Таким образом, основной механизм потерь ионов для нашей ловушки – многочастичное взаимодействие. Для рассматриваемого случая высокой средней энергии частиц описанный механизм является ограничивающим

время жизни ионов в ловушке. Он существенно подавляется при снижении скорости движения ионов, что может быть достигнуто либо лазерным охлаждением, либо с помощью симпатического охлаждения и даже при помощи охлаждения инертным буферным газом.

Основным результатом пункта 3.1 является экспериментальное подтверждение захвата ионов в ловушку и измерение скорости и характера потерь горячих ионов из ловушки. При выбранных параметрах ловушки: $\omega_{рч} = 2\pi \times 5,134$ МГц, $\Omega_{рад} = 2\pi \times 0,16$ МГц $\Omega_{акс} = 2\pi \times 0,08$ МГц для ионов магния наблюдалось экспоненциальное уменьшение числа захваченных частиц в зависимости от времени удержания и при 16 изначально захваченных частицах постоянная времени составила 1,7 с. Давление в вакуумной камере по показаниям ионного насоса колебалось в диапазоне $10^{-9} - 10^{-8}$ мбар. Для определения основного канала потерь ионов из ловушки были проведены оценки для различных механизмов. При уровнях вакуума достигнутых в эксперименте оценки времени жизни ионов за счет потерь связанных со столкновениями лежат в диапазоне $\tau_{об,мин} \in [170 \text{ с}; 7,9 \times 10^4 \text{ с}]$, что многократно превышает измеренное время жизни. Для объяснения такого расхождения было проведено численное моделирование динамики ионов в потенциале ловушки с учетом межионного взаимодействия при параметрах близких к экспериментальным. Было показано, что скорость потери ионов составляет порядка 3 с^{-1} при 8 изначально загруженных частицах, что близко к экспериментально полученным результатам. Важно отметить, что описанный механизм потерь ионов фактически исчезает после охлаждения ионов, а время жизни иона многократно превосходит время необходимое для доплеровского охлаждения. По результатам пункта 3.1 получено облако ионов в квадрупольной ловушке пригодное для лазерного охлаждения.

Таким образом, основным каналом потерь является кулоновское взаимодействие между ионами, что приводит нас к **первому защищаемому положению**: число захваченных ионов Mg^+ в созданную линейную

квадрупольную ловушку Пауля с радиальной секулярной частотой $2\pi \times 0,16$ МГц и аксиальной циклической частотой $2\pi \times 0,08$ МГц экспоненциально уменьшается со временем удержания. При 16и изначально захваченных частицах постоянная времени составляет 1,7 сек при давлении в вакуумной камере 10^{-8} мбар и определяется в основном кулоновским взаимодействием ионов друг с другом, что подтверждается численным моделированием.

Основные результаты пункта 3.1 опубликованы в статье И. А. Семериков, И. В. Заливако, Т. В. Шпаковский, А. С. Борисенко, К. Ю. Хабарова, В. Н. Сорокин, Н. Н. Колачевский/ Многочастичные потери в линейной квадрупольной ловушке Пауля // Квантовая электроника – 2016 – Т. 46, № 10 – с.935-940.

3.2 Эксперименты по охлаждению ионов $^{24}\text{Mg}^+$ и исследованию колебательной структуры ионов в ловушке

3.2.1 Система энергетических уровней $^{24}\text{Mg}^+$

Ион $^{24}\text{Mg}^+$ обладает достаточно простой системой энергетических уровней. Наиболее длинноволновыми электрически-дипольными переходами из основного состояния являются $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ на длине волны $\lambda_{\text{mg}} = 280$ нм с естественной шириной линии $\Gamma_{\text{mg}} = 2\pi \times 41$ МГц и $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ на близкой длине волны с естественной шириной линии $2\pi \times 41,7$ МГц [73; 80]. Переход $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ является циклическим и используется для лазерного охлаждения. Другие переходы из основного состояния лежат в области глубокого ультрафиолета и недоступны для коммерческих лазерных источников. Спин ядра изотопов ^{24}Mg и ^{26}Mg равен нулю и по этой причине сверхтонкое расщепление отсутствует. В этом случае может быть реализован наиболее простой случай доплеровского охлаждения.

3.2.2 Эксперимент по измерению температуры одиночного иона $^{24}\text{Mg}^+$

Эксперимент начинался с загрузки иона магния в ловушку. Для этого на радиочастотные электроды ловушки подавалось переменное напряжение, а ко всем

кольцевым электродам аксиального удержания прикладывался постоянный потенциал величиной 500 В. Частота излучения лазерной системы отстраивалась на величину $2\Gamma_{\text{Mg}}$ в красную область от перехода ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$. Одновременно с этим включались атомные и электронная пушки. В этот момент начиналась загрузка ионов в один из крайних сегментов, куда была направлена атомная пушка. Затем пушки выключались. В момент выключения электронной пушки загрузка прекращалась.

Далее происходила перегрузка ионов в центральный сегмент ловушки. Для этого на время 0,1 сек пара центральных кольцевых электродов заземлялась, в то время как на крайних кольцах оставался потенциал +500 В. Затем на центральные кольцевые электроды вновь подавался потенциал +500 В одновременно с заземлением крайних колец. После перегрузки ионов красная отстройка лазерного излучения уменьшалась до Γ_{Mg} . Число ионов, загруженных в ловушку, определялось при помощи изображения флуоресценции ионов на EMCCD камере. Можно было как анализировать размер захваченного облака в случае большого количества частиц, так и подсчитывать отдельные ионы при небольшом количестве частиц. При эффективном охлаждении ионы формируют вигнеровские кристаллы, при этом отдельные ионы разрешаются отображающей оптической системой. Число загруженных ионов приблизительно линейно зависит от времени работы атомной и электронной пушек.

Вследствие не селективности ионизации электронным ударом, в ловушку загружаются не только ионы ${}^{24}\text{Mg}^+$, но также и ионы других атомов (преимущественно другие изотопы магния - ${}^{25}\text{Mg}^+$ ${}^{26}\text{Mg}^+$). В следствии того, что изотопический сдвиг частоты перехода ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ в ионе магния (составляющий приблизительно 2 ГГц) [81] много больше естественной ширины перехода, изотопы ${}^{25}\text{Mg}^+$ и ${}^{26}\text{Mg}^+$ не рассеивают охлаждающее излучение. Соответственно, на изображении кристалла такие ионы формируют пробелы в наблюдаемой периодической структуре люминесценции кристалла. Отметим, что

“темные” ионы испытывают различные механизмы нагрева, однако не охлаждаются лазерным излучением. При этом они взаимодействуют с охлаждаемыми ионами и нагревают их через механизм кулоновского взаимодействия (симпатически). В этом случае целесообразно избавиться от “темных” ионов в ловушке, которые влияют на результат лазерного охлаждения. Из-за близких масс использование масс-спектрометрических свойств ловушки для выделения необходимого изотопа затруднительно. По этой причине использовалась другая методика: на время порядка $\tau_{\text{чист}} \approx 1$ мкс выключалось удерживающее радиочастотное поле. В результате ловушку покидали ионы с кинетической энергией больше средней. Процедура чистки повторялась несколько сотен раз после каждой загрузки и позволяла с высокой эффективностью избавиться от ионов других изотопов. Примеры изображений сигнала флуоресценции захваченных ионов $^{24}\text{Mg}^+$ представлены на Рис. 28.

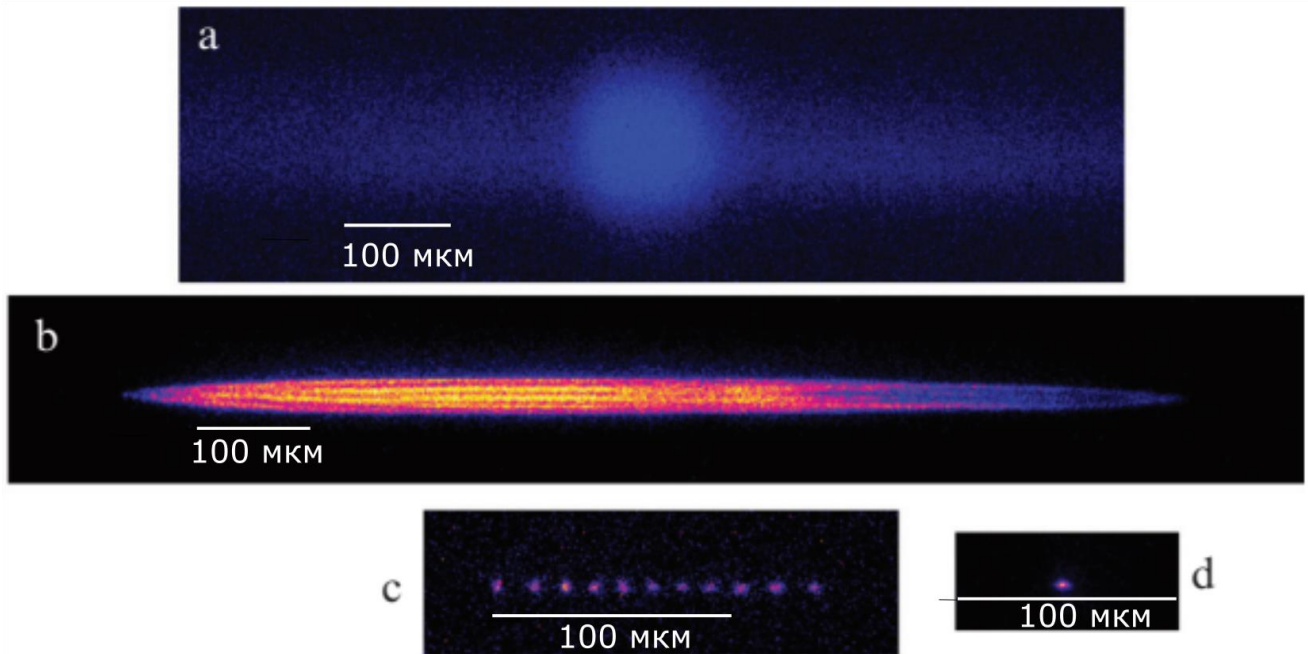


Рис. 28 Изображения различных типов ионных облаков и кристаллов: а – большое облако ионов Mg. В данном случае облако подсвечивалось двумя лазерными пучками: вдоль оси ловушки и ортогонально в плоскости изображения в центре ловушки. Этим объясняется специфичность формы наблюдаемого облака. б – большой ионный кристалл ионов Mg^+ . Смещение плотности кристалла влево объясняется относительно слабым удерживающим потенциалом вдоль оси

ловушки, силой светового давления, а также наличием “темных” ионов, не рассеивающих охлаждающее излучение. *c* – линейная цепочка из 11 ионов $^{24}\text{Mg}^+$. *d* – одиночный ион $^{24}\text{Mg}^+$.

После процесса чистки производилась компенсация статических электрических паразитных полей, приводящих к появлению паразитных микродвижений, которые также ограничивают минимально достижимую температуру охлаждения ионов. При уменьшении амплитуды удерживающего радиочастотного потенциала эффективный удерживающий псевдопотенциал уменьшается и ионный кристалл смещается в направлении вектора напряженности паразитного электрического поля. Таким образом, по направлению смещения кристалла можно определить направление паразитного поля. Далее корректируется постоянный потенциал на соответствующих компенсирующих электродах, и операция повторяется итерационно [46; 56].

Для измерения температуры одиночного иона в ловушку захватывался ион $^{24}\text{Mg}^+$. Загрузку одиночного иона можно осуществить подбором времени работы электронной и атомной пушек. При захвате более одного иона радиочастотное поле ловушки отключалось, после чего процедура загрузки повторялась. Для измерения температуры измеряется зависимость интенсивности флуоресценции одиночного иона от отстройки частоты охлаждающего излучения от перехода.

Результаты этих измерений приведены на Рис. 29. Крыло контура часть спектра аппроксимируются при помощи профиля Фойгта. Как только частота лазера переходит через резонанс лазерное охлаждение сменяется нагревом, что приводит к делокализации частицы и резкому падению сигнала флуоресценции. В результате спектральная ширина лоренцевой части профиля составила $\gamma_L = 110 \pm 4$ МГц, ширина гауссовой компоненты $\sigma_G = 13 \pm 0.85$ МГц. Из формулы (78) температура иона в данном эксперименте равна

$$T = 39 \pm 5 \text{ мК} \quad (105)$$

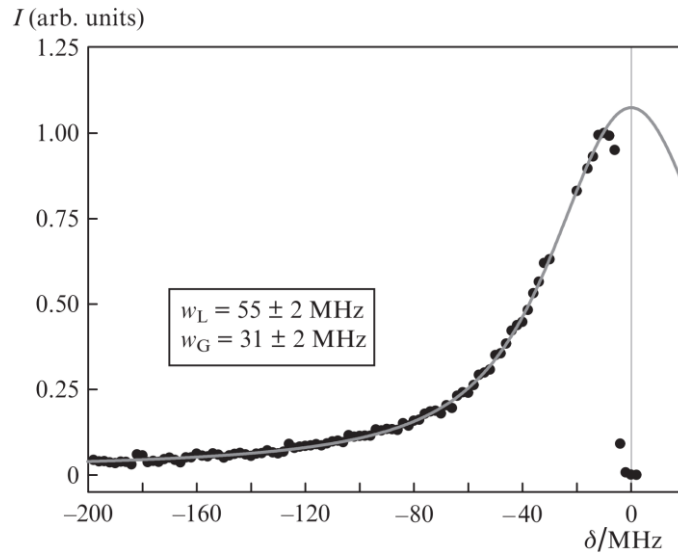


Рис. 29 Интенсивность флуоресценции одиночного иона при сканировании отстройки частоты охлаждающего излучения из красной области в синюю. Резкий спад интенсивности вблизи резонанса соответствует делокализации иона из-за нагрева. Красной линией представлен результат аппроксимации данных профилем Фойгта. Ширина лоренцевской части контура составила $\gamma_L = 110 \pm 4$ МГц, а гауссовой - $\sigma_G = 13 \pm 0.85$ МГц.

Следует отметить, что указанное значение температуры является верхней оценкой, так как сканирование частоты охлаждающего излучения приводит к изменению параметров охлаждения и вместе с ними температуры иона.

Также из формулы (75) была оценена интенсивность охлаждающего излучения в области иона. Параметр насыщения в данном случае равен приблизительно 6, что соответствует интенсивности

$$I_{\text{охл}} = 15 \text{ кВт/м}^2 \quad (106)$$

Поскольку диаметр горловины перетяжки составляет около 100 мкм, это соответствует мощности охлаждающего излучения на уровне $W_{\text{охл}} = 0,1$ мВт. Полученное значение хорошо согласуется с измеренным значением мощности лазерного излучения на входе в вакуумную камеру, что указывает на хорошую самосогласованность результатов анализа. Заметное отличие оптической мощности, выходящей из второго каскада удвоения, от мощности на входе в вакуумную камеру связано с потерями на исправление пространственного профиля пучка, низкой эффективностью дифракции АОМа, а также деградацией склейки

поляризационного кубика под действием ультрафиолета. В эксперименте наблюдалось ослабление до 10 раз излучения, отраженного от гипотенузной грани кубика. Для уменьшения потерь рекомендуется использовать кубики собранные по технологии оптического контакта.

Согласно формуле (66), доплеровский предел охлаждения для магния равен 1мК [73], по этой причине приведенная оценка не позволяет судить о достижении доплеровского предела, однако, позволяет судить об эффективности лазерного охлаждения. Для более точной оценки температуры можно использовать анализ спектра поглощения иона на узком переходе. К примеру можно использовать комбинационный переход в $^{25}\text{Mg}^+$. Для дальнейшего понижения температуры в рамках доплеровского охлаждения необходимо понизить интенсивность охлаждающего излучения в области иона, а также улучшить точность компенсации микродвижений в направлении оптической оси объектива. Дальнейшее охлаждение можно продолжить уже в режиме с разрешенными боковыми частотами.

3.2.3 Исследование колебательного спектра ионов в ловушке

Важным шагом на пути создания ионного квантового вычислителя после охлаждения одиночного иона является исследование колебательного спектра одиночного иона и простых ионных кристаллов. Знание частот колебаний иона в ловушке необходимо для определения параметра Лэмба-Дике [45], а также для расчета оптимальных стратегий глубокого лазерного охлаждения [82] и проведения двухкубитных квантовых операций [5; 83].

Существует два наиболее распространенных способа исследования колебательного спектра кристаллов. Первый из них подразумевает спектроскопию какого-либо узкого перехода в ионе, естественная ширина которого много меньше секулярных частот колебаний иона. В этом случае можно разрешить колебательные боковые частоты в спектре, которые и дают всю необходимую информацию. Второй способ значительно менее требователен к

экспериментальной установке. Для его осуществления к цепочке ионов прикладывается какая-либо переменная сила, частота которой сканируется. При совпадении частоты внешней силы с какой-либо из секулярных частот, данная мода колебаний возбуждается, что может быть детектирована по сигналу флуоресценции частиц или уменьшению времени их жизни в ловушке.

3.2.3.1 Возбуждение колебаний ионов в ловушке

Существует несколько способов возбуждения колебаний иона в ловушке. Первым является приложение дополнительного переменного потенциала к электродам ловушки [84]. Этот метод эффективно работает в случае относительно низких амплитуд РЧ поля и постоянных потенциалов, необходимых для удержания иона (порядка десятков вольт). В нашем случае амплитуды соответствующих напряжений составляют сотни вольт, что затрудняет подмешивание дополнительных потенциалов. По этой причине использовался метод возбуждения колебаний иона при помощи модуляции интенсивности охлаждающего лазерного излучения акустооптическим модулятором [85]. Изменение мощности охлаждающего излучения приводит к модуляции числа рассеиваемых в единицу времени фотонов что, в свою очередь, приводит к изменению силы, действующей на ион со стороны охлаждающего поля. В случае совпадения частоты модуляции и одной из резонансных частот кристалла, возникает заметное увеличение амплитуды колебаний ионов в ловушке вплоть до их потери.

Описанный метод позволяет точно управлять параметрами возбуждения колебательных мод. Так как сила модулируется в основном вдоль направления излучения, можно точно выбирать ось, вдоль которой будет происходить возбуждение. Вариацией глубины модуляции и интенсивности охлаждающего лазерного излучения можно управлять амплитудой колебаний, а перестройкой частоты охлаждающего излучения можно модулировать силу, действующую на различные изотопы захваченных ионов. Помимо прочего таким способом можно прикладывать периодическую силу к произвольному иону в цепочке[86][87].

Такой контроль параметров возбуждения колебаний ионов может быть использован, например, для загрузки одиночных ионов в двумерный массив ловушек Пауля, что является важной задачей для масштабирования квантовых вычислений. Для этого в процессе загрузки нужно модулировать интенсивность охлаждающего излучения на частоте близкой к частоте моды колебаний двухионного кристалла, при котором центр масс остается в покое. В этом случае вероятность загрузки двух ионов в ловушку будет существенно подавлена и в каждую из ловушек можно будет загрузить строго по одному иону для дальнейшего проведения квантовых операций между соседними ловушками.

В данном эксперименте использовалось два лазерных пучка. Один был направлен вдоль оси ловушки и служил для возбуждения аксиальных колебаний иона. Второй был направлен ортогонально стержневым электродам ловушки с ненулевой проекцией волнового вектора на оси x и y ловушки (Рис. 30). Модуляция амплитуды лазерного излучения проводилась при помощи акустооптического модулятора (Рис. 19).

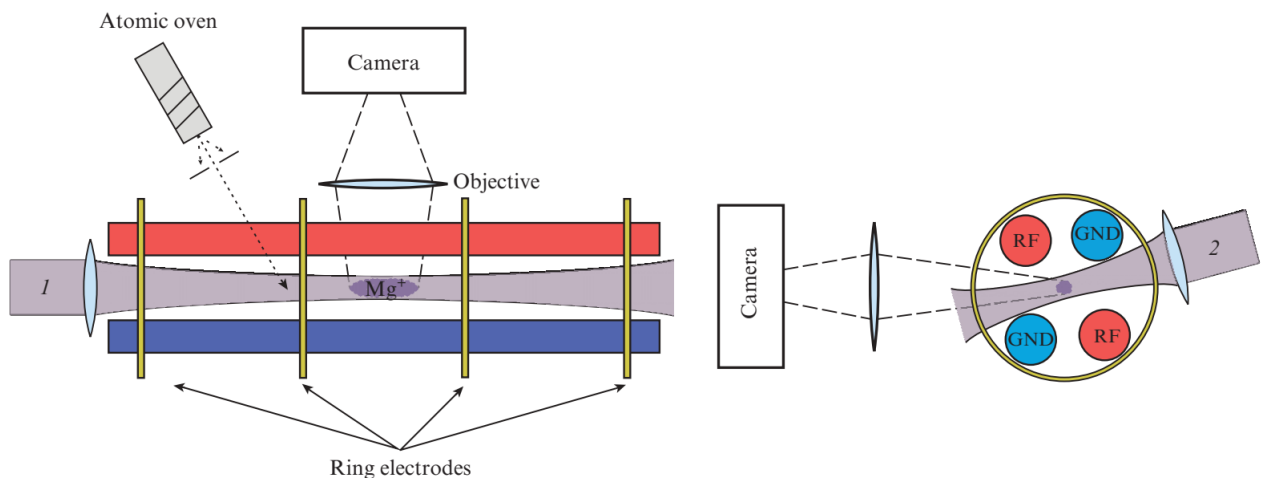


Рис. 30. Схема завода лазерного излучения в ловушку Пауля для регистрации секулярной частоты колебаний цепочки ионов в нашем эксперименте. Цифрами обозначены лазерные пучки

3.2.3.2 Регистрация колебаний ионов

Для регистрации колебаний ионов используются три основных инструмента: регистрация числа отсчетов на фотоэлектронном умножителе, синхронное

детектирование модуляции сигнала люминесценции на частоте секулярных колебаний [46], и регистрация размера изображения на камере вдоль одного из направлений [85; 88].

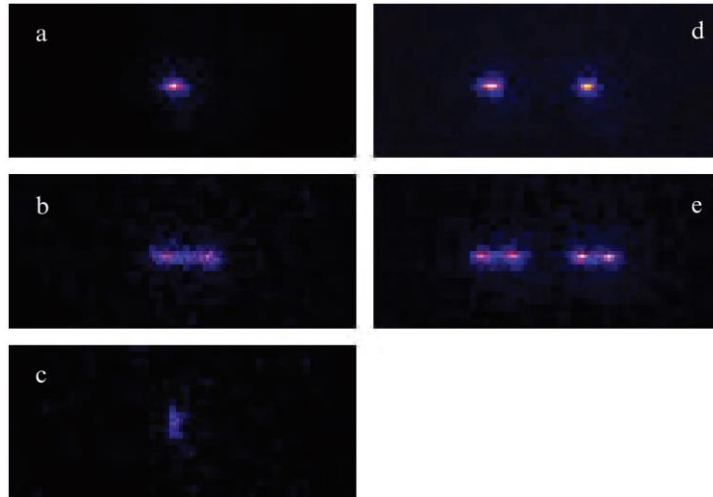


Рис. 31 Изображения одиночного иона и ионного кристалла при исследовании секулярных частот колебаний полученные при помощи EMCCD камеры. а – одиночный ион, частота амплитудной модуляции лазерного излучения сильно отстроена от секулярных частот; б - частота амплитудной модуляции лазерного излучения совпадает с частотой аксиальных колебаний одиночного иона; в - частота амплитудной модуляции лазерного излучения совпадает с частотой радиальных колебаний одиночного иона; д – вигнеровский ионный кристалл из двух ионов, частота амплитудной модуляции лазерного излучения сильно отстроена от частот колебаний кристалла; е – вигнеровский ионный кристалл из двух ионов, частота амплитудной модуляции лазерного излучения совпадает с частотой одной из мод колебаний кристалла.

При увеличении амплитуды колебаний иона растет вклад доплеровского уширения, что приводит к уменьшению числа рассеянных в единицу времени фотонов. К достоинствам регистрации по числу отсчетов с помощью ФЭУ следует отнести простоту реализации. Однако, изменение сигнала флюоресценции может быть вызвано и другими факторами, например, вариацией фоновой засветки или изменением интенсивности лазерного излучения, его поляризации и направления магнитного поля. Также, используя такой метод, невозможно определить направление, вдоль которого возрастает амплитуда колебаний.

Второй метод основан на факте, что при колебании иона вдоль направления охлаждающего излучения за счет эффекта Доплера возникает модуляция числа излученных в единицу времени фотонов на частоте колебаний иона. Соответственно, можно осуществить синхронное детектирование на частоте вынуждающей силы. Такой метод позволяет очень точно определить наличие проекции амплитуды колебаний на направление охлаждающего лазерного пучка, однако метод довольно трудоёмкий.

В наших экспериментах использовался метод, основанный на регистрации изображения иона на камере. Такой метод позволяет детектировать относительно большие амплитуды колебаний иона с учетом направления. Характерные изображения одиночного иона и ионного кристалла при возбуждении различных мод колебаний приведены на Рис. 31.

3.2.3.3 Результаты измерения секулярных частот колебаний

В результате измерения было определено, что ширины колебательных резонансов составляют несколько кГц. При этом частота аксиальных колебаний одиночного иона при напряжении на внутренних кольцевых электродах $V_{ax} = 500$ В составила

$$\Omega_{\text{сек}_{\text{акс}}} = 2\pi \times (51.5 \pm 1.0) \text{ кГц} \quad (107)$$

Из этих измерений можно вычислить геометрический фактор вдоль оси ловушки. Согласно формуле (22) геометрический фактор κ_z

$$\kappa_z = \frac{m\Omega_{\text{сек}_{\text{акс}}}^2}{2eV_{ax}} = 26.0 \text{ м}^{-2} \quad (108)$$

Соответствующий ему безразмерный параметр составляет $\kappa_z z_0^2 = 2.6 \times 10^{-3}$. Он характеризует эффективность удержания иона вдоль оси z , где z_0 – расстояние от центра ловушки до плоскости кольца. Этот результат согласуется с численным моделированием проведенным в гл. 1 с точностью порядка 25 % (расчетное значение κ_z равно 33.2 м^{-2}). Также была измерена радиальная частота колебаний

одионого иона в зависимости от прикладываемой амплитуды радиочастотного поля. Результаты этих измерений приведены на Рис. 32.

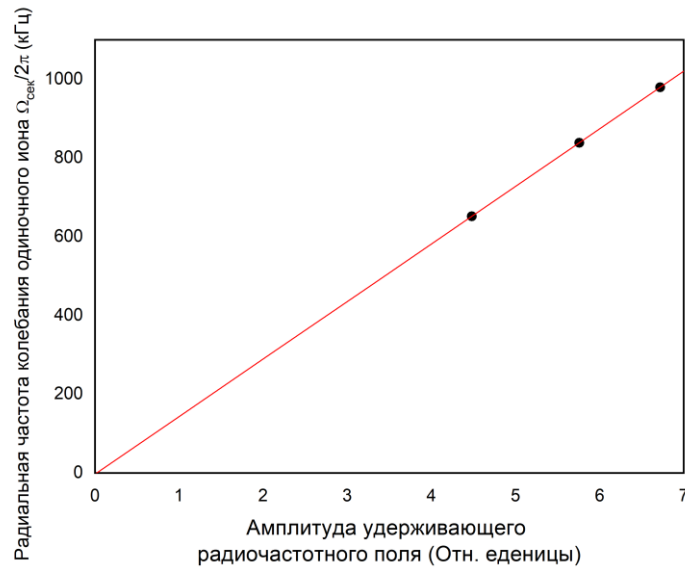


Рис. 32. Зависимость секулярной частоты движения иона от напряжения, подаваемого на усилитель

Максимально достижимая секулярная частота колебаний иона в этих измерениях составила

$$\Omega_{\text{секрад}} = 2\pi \times (980 \pm 1.0) \text{ кГц} \quad (109)$$

Это измерение совместно с численным моделированием поля в ловушке позволяет более точно калибровать амплитуду радиочастотного напряжения на резонансном трансформаторе и таким образом экспериментально исследовать его характеристики. Из формул (28) и (17) можно рассчитать секулярную частоту движения иона с учетом геометрического фактора κ_x

$$\Omega_{\text{секрад}} = \frac{\kappa_x e V_{ac}}{\sqrt{2} r_0^2 m \omega} \quad (110)$$

Подставляя в эту формулу рассчитанный в пункте 2.1.2 геометрический фактор $\kappa_x = 0,996$, используемую в данном эксперименте частоту РЧ поля ловушки $\omega = 2\pi \times 18$ МГц, а также максимальную секулярную частоту иона полученную экспериментально (109), можно вычислить максимальную амплитуду РЧ

напряжения в эксперименте $V_{ac_{\max}} = 535$ В. Также можно вычислить параметр q для этой серии экспериментов. Согласно формуле (18), $q_x = \frac{2\sqrt{2} \Omega_{\text{секрад}}}{\omega} = 0.15$. Такое значение является оптимальным для проведения спектральных исследований, так как обеспечивает максимально возможное удержание иона без значительного ангармонизма [89]. Важным параметром, который можно вычислить из экспериментальных данных, является параметр Лэмба-Дике, характеризующий режим взаимодействия иона с лазерным излучением:

$$\eta_{LD} = \sqrt{\frac{\hbar k_z^2}{2m\Omega_{\text{сек}}}} \quad (111)$$

где k_z - проекция волнового вектора на соответствующее направление. Для радиального направления получаем $\eta_{LD}^{\text{рад}} = 0.32$, для аксиального направления - $\eta_{LD}^{\text{акс}} = 1.43$. Для достижения режима Лэмба-Дике необходимо выполнение условия $\eta_{LD}^2(2\langle n \rangle + 1) \ll 1$ где $\langle n \rangle$ – среднее колебательное число для иона в потенциале ловушки. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости охлаждения иона до основного колебательного состояния для реализации режима Лэмба-Дике.

Также были измерены секулярные частоты одиночного иона и аксиальные частоты колебаний пары ионов. В такой системе есть две нормальные моды аксиальных колебаний: когда центр масс покоится (ионы колеблются в противофазе относительно центра масс) и когда он совершает колебания (ионы движутся синфазно). Если удерживающий потенциал является квадратичным, то частота нормальной моды с покоящимся центром масс составит $\Omega_{\text{секакс}}^{\text{прот}} = \sqrt{3}\Omega_{\text{секакс}}$, а в случае синфазного движения ионов $\Omega_{\text{секакс}}^{\text{фаз}} = \Omega_{\text{секакс}}$ [90]. В нашей системе были измерены частоты

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{секакс}}^{\text{фаз}} &= 2\pi \times (51,5 \pm 1,0) \text{ кГц} \\ \Omega_{\text{секакс}}^{\text{прот}} &= 2\pi \times (91,0 \pm 1,0) \text{ кГц} \end{aligned} \quad (112)$$

Отношение этих частот составляет $\Omega_{\text{сек}_{\text{акс}}}^{\text{прот}} / \Omega_{\text{сек}_{\text{акс}}}^{\text{фаз}} = 1,77 \pm 0,05$, что с точностью до погрешности соответствует теоретическому предсказанию. Такие результаты свидетельствуют о высокой линейности поля ловушки вдоль оси z . Также это косвенно свидетельствует о низкой скорости нагрева, что в перспективе позволяет рассчитывать на эффективное охлаждение до основного колебательного состояния ионов в данной ловушке.

Таким образом, секулярные частоты для одиночного иона составили $\Omega_{\text{сек}_{\text{акс}}} = 2\pi \times (51.5 \pm 1.0)$ кГц в аксиальном направлении и до $\Omega_{\text{сек}_{\text{рад}}} = 2\pi \times (980 \pm 1.0)$ кГц в радиальном при используемых параметрах ловушки. Измеренные значения аксиальных частот колебаний двухионного кристалла совпадают с теоретическими предсказаниями для квадратичного потенциала, что свидетельствует о высокой гармоничности потенциала созданной ловушки.

Экспериментально продемонстрировано охлаждение ионов $^{24}\text{Mg}^+$, измерение верхней границы температуры одиночного иона, получение цепочек холодных ионов, измерение секулярных частот колебаний одиночного иона и пары ионов. Описанные результаты являются ключевыми для проведения квантовых вычислений с использованием ионов. Верхняя граница температуры иона в этих экспериментах составила $T = 39 \pm 5$ мК. Метод оценки верхней границы температуры иона при помощи анализа спектра люминесценции иона впервые реализован в этой работе.

Что приводит нас ко второму защищаемому положению: лазерное охлаждение иона $^{24}\text{Mg}^+$ в созданной ловушке Пауля позволяет достичь температуры ионов менее 40 мК, а метод измерения температуры, основанный на анализе сигнала люминесценции иона в зависимости от отстройки охлаждающего излучения от частоты перехода, обеспечивает точность измерения верхней границы температуры иона не хуже 10% при используемых параметрах.

Основные результаты пункта 3.2 опубликованы в статье И. В. Заливако, А. С. Борисенко, И. А. Семериков, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский/ Доплеровское лазерное охлаждение и исследование колебательного спектра ионов $^{24}\text{Mg}^+$ в линейной ловушке Пауля// Квантовая электроника – 2018 – Т. 48, № 5 – с.448-452.

Глава 4. Глубокое охлаждение ионов $^{171}\text{Yb}^+$

4.1 Глубокое охлаждение ионов

Для проведения большей части двухкубитных квантовых операций необходимо выполнение режима Лэмба-Дике, а в некоторых случаях и достижение основного колебательного состояния иона [5; 83]. В то же время доплеровское охлаждение позволяет достичь средней кинетической энергии иона порядка $\langle E \rangle_{\text{доп}} \approx \hbar\Gamma$, в случае ионов ширина охлаждающего перехода составляет порядка $\Gamma \sim 2\pi \times (10 \dots 100)$ МГц. При этом энергия колебательного кванта равна $\hbar\Omega$, где секулярная частота движения иона лежит в диапазоне $\Omega \sim 2\pi \times (0.1 \dots 10)$ МГц. Соответственно, среднее колебательное число после цикла доплеровского охлаждения лежит в диапазоне $\langle n \rangle \approx 1 \dots 1000$. При этом наиболее характерным значением является $\langle n \rangle \approx 10$. Так как параметр Лэмба-Дике редко бывает ниже 0,1, для достижения как надежного режима Лэмба-Дике, так и для достижения основного колебательного состояния как правило необходимо реализовывать охлаждение ниже доплеровского предела. Рассмотрим некоторые методы субдоплеровского охлаждения.

Как было показано в первой главе, основной идеей субдоплеровского охлаждения ионов в ловушке является реализация охлаждения в режиме разрешенных боковых частот. Существует несколько способов реализации режима разрешенных боковых частот. Первый способ заключается в увеличении частоты питания ловушки и, соответственно увеличении секулярной частоты при фиксированном параметре ангармонизма. Таким способом для относительно легких ионов можно добиться секулярных частот до $\Omega_{\text{сек}} \approx 2\pi \times 15$ МГц [91]. Такие ловушки позволяют производить охлаждение на боковых частотах с использованием охлаждающих переходов с шириной контура порядка $\Gamma \approx 2\pi \times 10$ МГц. Дипольно-разрешенные переходы в ионах обычно имеют порядок ширины как раз в диапазоне десятков мегагерц. Однако, создание ловушек с такими

высокими секулярными частотами является сложной технической задачей и не позволяет реализовать глубокое охлаждение ионов с широкими охлаждающими переходами.

По этой причине более распространённым способом достижения режима разрешенных боковых частот является использование более узких спектральных переходов. Это могут быть как слабые дипольные[92], так и дипольно-запрещенные переходы[52]. Для дальнейшего увеличения числа доступных для глубокого охлаждения ионов используются комбинационные переходы на нижних долгоживущих уровнях, связанных бихроматическим полем в режиме квантовой интерференции. К таким методам относятся охлаждение с использованием вынужденных комбинационных переходов[82], а также использование индуцированной электромагнитной прозрачности[93][94].

Рассмотренные приемы применяются для глубокого охлаждения одиночного иона. Однако в экспериментах по квантовой логике используется более одного иона. По этой причине количество колебательных мод ионов возрастает. Одним из решений является поочередное выхолаживание каждой из колебательных мод. Существует и другой подход, когда путем изменения формы линии поглощения, например, при помощи использования эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности, можно добиться эффективного взаимодействия излучения с боковыми частотами в некотором диапазоне частот, а в другом – такое взаимодействие подавить. Таким образом, можно охлаждать сразу несколько колебательных мод и подавить взаимодействие с несущей и синими боковыми частотами [95]. Дополнительными преимуществами метода является большая скорость охлаждения по сравнению с использованием комбинационных переходов и возможность реализации глубокого охлаждения при помощи несложной модификации системы для доплеровского охлаждения. Однако, этот метод применим не для всех ионов. Для некоторых из таких ионов можно применить модификацию метода охлаждения при помощи электромагнитно-индуцированной

прозрачности - метод двойной электромагнитно-индуцированной прозрачности [96], который описан ниже. В этой диссертационной работе впервые предлагается применить метод двойной индуцированной прозрачности к иону $^{171}\text{Yb}^+$. Для этого произведен расчет эффективности метода двойной индуцированной прозрачности в приложении к этому иону.

4.2 Расчет охлаждения иона $^{171}\text{Yb}^+$

4.2.1 Структура энергетических уровней $^{171}\text{Yb}^+$

Изотоп $^{171}\text{Yb}^+$ однократно ионизованного иттербия применяется во многих экспериментах с одиночными ионами. К наиболее важным стоит отнести квантовые вычислители и симуляторы [97–99], [100], а также оптические часы [51]. Первый коммерческий ионный квантовый вычислитель также построен на данном изотопе иттербия. Такое широкое применение $^{171}\text{Yb}^+$ обусловлено удачной структурой энергетических уровней (Рис. 33).

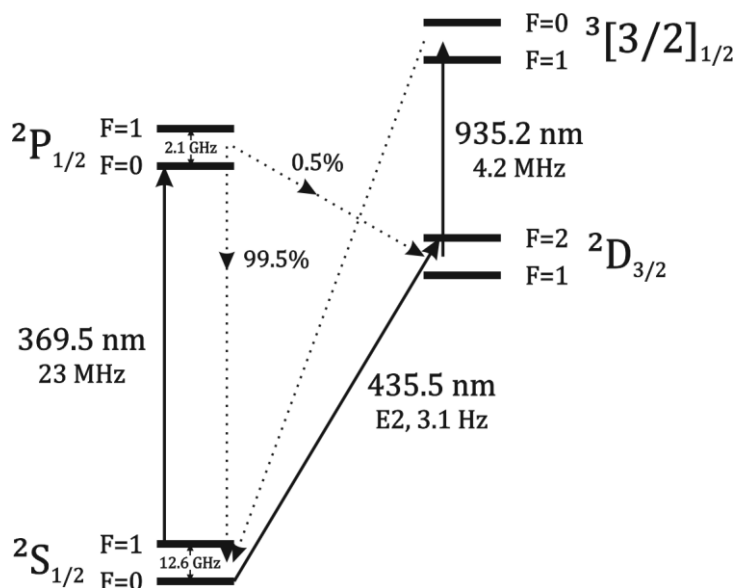


Рис. 33. Структура энергетических уровней $^{171}\text{Yb}^+$ используемая в работе.

Для охлаждения обычно используется почти циклический переход $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ с естественной шириной линии $\Gamma_{\text{охл}} = 2\pi \times 20$ МГц и длиной волны 369.5 нм. Преимуществом является достаточно большая для ионов длина волны, что позволяет возбуждать этот переход при помощи простого и надежного диодного

лазера без удвоений частоты. Недостатками являются вероятность распада на долгоживущий уровень ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$ (приблизительно 1 распад на 200 переходов ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$) и большая величина сверхтонкого расщепления составляющая 12,6 ГГц для основного состояния и 2,1 ГГц для состояния ${}^2P_{1/2}$. Для решения первой проблемы применяется лазер перекачки с длиной волны излучения 935 нм связывающий долгоживущий уровень ${}^2D_{3/2}$ и короткоживущее состояние ${}^3[3/2]_{1/2}$, распадающееся только в основное состояние. Для реализации кубита обычно используется сверхтонкое расщепление основного состояния. Преимуществом такого перехода является относительно большая частота и низкая чувствительность к магнитному полю [101].

4.2.2 Численное моделирование стационарной заселенности энергетических уровней ${}^{171}\text{Yb}^+$ в присутствии трех сфазированных оптических полей

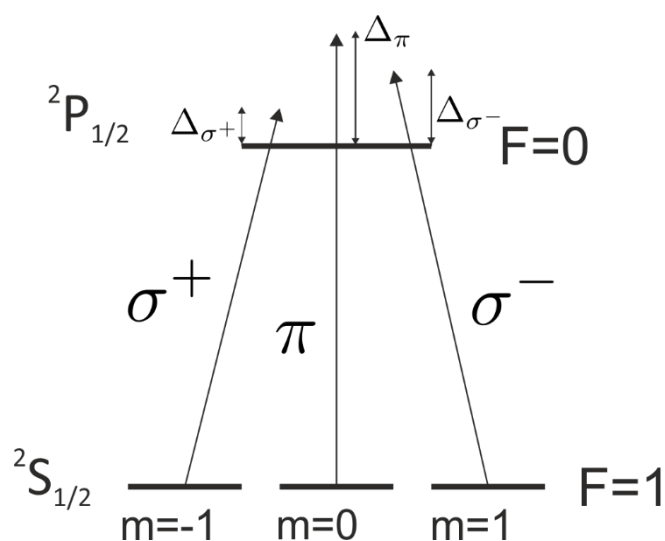


Рис. 34 Система уровней ${}^{171}\text{Yb}^+$, используемая для моделирования метода двойной индуцированной прозрачности

Для численного моделирования стационарного распределения населенности была рассмотрена система уровней, изображенная на Рис. 34. Распад из состояния ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$ не учитывался ввиду малой вероятности (около 1 распада на 200 переходов ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$). Согласно правилам отбора переход ${}^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow$

${}^2P_{1/2}(F=0)$ запрещён и по этой причине состояние ${}^2S_{1/2}(F=0)$ также не учитывалось в вычислениях.

На первом этапе найдем стационарную населенность уровня ${}^2P_{1/2}(F=0)$.

Рассмотрим взаимодействие атома с оптическим полем в дипольном приближении:

$$\hat{H}_{int} = -\hat{\vec{E}}\hat{\vec{d}}. \quad (113)$$

Запишем дипольные матричные элементы для перехода между компонентами сверхтонкой структуры

$$\langle F m_f | er_q | F' m_f' \rangle = \langle F || er || F' \rangle (-1)^{F'-1+m_f} \sqrt{2F+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_f' & q & -m_f \end{pmatrix}. \quad (114)$$

Здесь $\langle F || er || F' \rangle$ -редуцированный матричный элемент, q -индекс компоненты радиус-вектора \mathbf{r} в сферическом базисе, $\begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_f' & q & -m_f \end{pmatrix}$ -вигнеровский 3- j символ.

Отдельно следует отметить, что вигнеровский 3- j символ не равен нулю только в случае $m_f = m_f' + q$. Редуцированный матричный элемент может быть упрощен далее с использованием вигнеровского 6- j символа.

$$\begin{aligned} \langle F || er || F' \rangle &\equiv \langle J I F || er || J' I' F' \rangle \\ &= \langle J || er || J' \rangle (-1)^{F'+J+1+I} \sqrt{(2F'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (115)$$

Здесь $\begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix}$ – 6- j символ, а матричные элементы $\langle J || er || J' \rangle$ связаны с временем жизни соответствующих уровней в соответствии со следующей формулой [102]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \frac{2J+1}{2J'+1} |\langle J || er || J' \rangle|^2. \quad (116)$$

Для перехода ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ $\langle J || er || J' \rangle = 1,48 \times 10^{-29}$ Кл * м. Матричные элементы для соответствующих переходов между магнитными компонентами уровней ${}^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow {}^2P_{1/2}(F=0)$ приведены в Таблица 3.

Таблица 3. Матричные элементы для соответствующих переходов между магнитными компонентами уровней ${}^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow {}^2P_{1/2}(F=0)$ в единицах $\langle J \| er \| J' \rangle$ и соответствующие им поляризации возбуждающего излучения.

m_f	m'_f	Поляризация излучения	$\langle F m_f er_q F' m'_f \rangle / \langle J \ er \ J' \rangle$
-1	0	σ^+	$1/\sqrt{3}$
0	0	π	$1/\sqrt{3}$
1	0	σ^-	$1/\sqrt{3}$

Зная величины дипольных матричных элементов, можно перейти к анализу оптических полей, используемых для глубокого охлаждения в методе двойной индуцированной прозрачности.

Для задания оси квантования слабое магнитное поле приложено вдоль оси z . В охлаждении принимают участие 3 оптических пучка. Два из них сонаправлены с полем и имеют правую и левую круговые поляризации соответственно. Третий луч направлен ортогонально полю и обладает линейной поляризацией в плоскости в которой лежит ось квантования (Рис. 35).

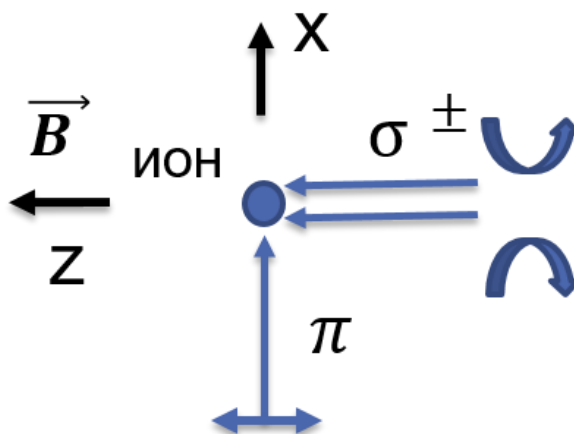


Рис. 35 Схема лазерных пучков, участвующих в методе охлаждения при помощи двойной индуцированной прозрачности.

Векторы соответствующих электрических полей могут быть записаны в ортонормированной системе координат (x, y, z) следующем виде:

$$\mathbf{E}_{\sigma^+} = \left(E_{\sigma^+} \frac{e^{-it(\Delta_{\sigma^+} + \omega_0)} + e^{it(\Delta_{\sigma^+} + \omega_0)}}{2\sqrt{2}}, -E_{\sigma^+} \frac{ie^{-it(\Delta_{\sigma^+} + \omega_0)} + e^{it(\Delta_{\sigma^+} + \omega_0)}}{2\sqrt{2}}, 0 \right), \quad (117)$$

$$\mathbf{E}_{\sigma^-} = \left(E_{\sigma^-} \frac{e^{-it(\Delta_{\sigma^-} + \omega_0)} + e^{it(\Delta_{\sigma^-} + \omega_0)}}{2\sqrt{2}}, E_{\sigma^-} \frac{ie^{-it(\Delta_{\sigma^-} + \omega_0)} + e^{it(\Delta_{\sigma^-} + \omega_0)}}{2\sqrt{2}}, 0 \right), \quad (118)$$

$$\mathbf{E}_{\pi} = \left(0, 0, \frac{E_{\pi} e^{-it(\Delta_{\pi} + \omega_0)} + e^{it(\Delta_{\pi} + \omega_0)}}{2} \right). \quad (119)$$

Для расчета матричных элементов перепишем электрические поля в сферическом базисе в следующем виде:

$$E_{\sigma^+} = E_{0\sigma^+} (\hat{\epsilon}_1 e^{-it(\Delta_{\sigma^+} + \omega_0)} + \hat{\epsilon}_1^* e^{it(\Delta_{\sigma^+} + \omega_0)}), \quad (120)$$

$$E_{\sigma^-} = E_{0\sigma^-} (\hat{\epsilon}_{-1} e^{-it(\Delta_{\sigma^-} + \omega_0)} + \hat{\epsilon}_{-1}^* e^{it(\Delta_{\sigma^-} + \omega_0)}), \quad (121)$$

$$E_{\pi} = E_{0\pi} (\hat{\epsilon}_0 e^{-it(\Delta_{\pi} + \omega_0)} + \hat{\epsilon}_0^* e^{it(\Delta_{\pi} + \omega_0)}), \quad (122)$$

где $E_{0\sigma^{\pm}} = E_{\sigma^{\pm}} / \sqrt{2}$, $E_{0\pi} = E_{\pi} / \sqrt{2}$; $\hat{\epsilon}_{\pm 1}, \hat{\epsilon}_0$ – единичные векторы в сферическом базисе соответствующие $q = \pm 1, 0$. Используя уравнения и учитывая, что $\hat{\epsilon}_1^* = -\hat{\epsilon}_{-1}$, а также то, что вигнеровский 3-j символ не равен нулю только в случае $m_f = m_f' + q$, получим выражение для гамильтониана взаимодействия:

$$H_{int} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & H_{14}^{int} \\ 0 & 0 & 0 & H_{24}^{int} \\ 0 & 0 & 0 & H_{34}^{int} \\ H_{41}^{int} & H_{42}^{int} & H_{43}^{int} & 0 \end{pmatrix}, \quad (123)$$

$$H_{14}^{int} = H_{41}^{int\dagger} = e^{it(\Delta_{\sigma^+} + \omega_0)} \Omega_{\sigma^+} + e^{-it(\Delta_{\sigma^-} + \omega_0)} \Omega_{\sigma^-},$$

$$H_{24}^{int} = H_{42}^{int\dagger} = -e^{-it(\Delta_{\pi} + \omega_0)} \Omega_{\pi} - e^{it(\Delta_{\pi} + \omega_0)} \Omega_{\pi}, \quad (124)$$

$$H_{34}^{int} = H_{43}^{int\dagger} = -e^{-it(\Delta_{\sigma^+} + \omega_0)} \Omega_{\sigma^+} - e^{it(\Delta_{\sigma^-} + \omega_0)} \Omega_{\sigma^-},$$

$$\Omega_{\sigma^+} = \frac{\langle J \| er \| J' \rangle E_{0\sigma^+}}{\sqrt{3}\hbar}; \quad \Omega_{\sigma^-} = \frac{\langle J \| er \| J' \rangle E_{0\sigma^-}}{\sqrt{3}\hbar}, \quad (125)$$

$$\Omega_{\pi} = \frac{\langle J \| er \| J' \rangle E_{0\pi}}{\sqrt{3}\hbar}.$$

Здесь $\Omega_{\sigma^{\pm}, \pi}$ – частоты Раби для излучения, обладающего соответствующей поляризациями. Для перехода от напряженности электрического поля к интенсивности оптического излучения воспользуемся формулой

$$I = \frac{c\varepsilon_0 E^2}{2} \quad (126)$$

Гамильтониан электронной структуры иона может быть записан в следующем виде:

$$H_{atom} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega_0 \end{pmatrix} \quad (127)$$

Здесь за ноль энергии выбраны состояния $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$, $\hbar\omega_0 = E_{|4\rangle}$. Для вычисления динамики заселенностей энергетических уровней атома в присутствии трех оптических полей запишем уравнение Линдблада:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \Lambda_{lind}(\rho), \quad (128)$$

Где ρ – матрица плотности: $\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} & \rho_{34} \\ \rho_{41} & \rho_{42} & \rho_{43} & \rho_{44} \end{pmatrix}$; H – полный гамильтониан

системы, $[H, \rho]$ – скобка Пуассона, $\Lambda_{lind}(\rho)$ – супероператор Линдблада. В общем случае он может быть записан в виде

$$\Lambda_{lind}(\rho) = -\frac{1}{2} \sum_m (\hat{C}_m^\dagger \hat{C}_m \rho + \rho \hat{C}_m \hat{C}_m^\dagger - 2\hat{C}_m \rho \hat{C}_m^\dagger) \quad (129)$$

Где операторы \hat{C}_m соответствуют различным диссипативным процессам. Например, спонтанным распадам из состояния $|4\rangle$ в состояние $|1\rangle$

$$\hat{C}_{41} = \sqrt{\Gamma_{41}} |4\rangle\langle 1|. \quad (130)$$

Коэффициент Γ_{41} описывает скорость распада и может быть вычислен по формуле

$$\Gamma_{ab} = \frac{8\pi^2}{3\varepsilon_0 \hbar \lambda_{ab}^3} |\langle a|D|b\rangle|^2 = \Gamma |\langle a|D|b\rangle|^2 \quad (131)$$

В нашем случае в супероператор линдблада войдут все возможные распады в рассматриваемой системе, а именно:

$$\hat{C}_{41}, \hat{C}_{42}, \hat{C}_{43}. \quad (132)$$

Далее для перехода к уравнению, не зависящему от времени, перейдем во вращающуюся систему отсчета. Гамильтониан будет преобразовываться по правилу

$$\hat{H}' = \hat{U}\hat{H}\hat{U}^\dagger - i\hbar\hat{U}\frac{d\hat{U}^\dagger}{dt}, \quad (133)$$

где \hat{U} -унитарный оператор. В данном случае

$$U_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\omega_0 t} \end{pmatrix}. \quad (134)$$

После проведения преобразования пренебрежем быстро осциллирующими членами пропорциональными $e^{i2\omega_0}$, получим гамильтониан в приближении вращающейся волны.

$$H' = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & e^{it\Delta_{\sigma^+}}\Omega_{\sigma^+} \\ 0 & 0 & 0 & -e^{it\Delta_{\pi}}\Omega_{\pi} \\ 0 & 0 & 0 & -e^{it\Delta_{\sigma^-}}\Omega_{\sigma^-} \\ e^{it\Delta_{\sigma^+}}\Omega_{\sigma^+} & -e^{it\Delta_{\pi}}\Omega_{\pi} & -e^{it\Delta_{\sigma^-}}\Omega_{\sigma^-} & 0 \end{pmatrix}. \quad (135)$$

Проведем второе унитарное преобразование с оператором

$$U_2 = \begin{pmatrix} e^{it\Delta_{\sigma^+}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{it\Delta_{\pi}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{it\Delta_{\sigma^-}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (136)$$

В результате получим Гамильтониан, не зависящий от времени:

$$H'' = \begin{pmatrix} \Delta_{\sigma^+} & 0 & 0 & \Omega_{\sigma^+} \\ 0 & \Delta_{\pi} & 0 & -\Omega_{\pi} \\ 0 & 0 & \Delta_{\sigma^-} & -\Omega_{\sigma^-} \\ \Omega_{\sigma^+} & -\Omega_{\pi} & -\Omega_{\sigma^-} & 0 \end{pmatrix}. \quad (137)$$

При проведении описанных преобразований диагональные элементы матрицы плотности и оператор Линдблада не изменяются. Поэтому для нахождения населенностей рассматриваемых состояний подставим (137) в (128) и получим итоговое уравнение на эволюцию матрицы плотности.

Введем модифицированный гамильтониан $H_{mod} = H'' - \frac{i}{2\hbar} \sum_m \hat{C}_m^\dagger \hat{C}_m$.

Модифицированный гамильтониан больше не является эрмитовым, но уравнение Линдблада в этом случае упрощается. Для элемента ρ_{rs} можно записать

$$\frac{d\rho_{rs}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \langle r | (H_{mod}\rho - \rho H_{mod}^\dagger) | s \rangle + \langle r | \sum_m \hat{C}_m \rho \hat{C}_m^\dagger | s \rangle. \quad (138)$$

После преобразований получим

$$\frac{d\rho_{rs}}{dt} = \sum_{k,j} \left(-\frac{i}{\hbar} (H_{mod_{rk}} \delta_{js} - H_{mod_{js}}^\dagger \delta_{rk}) + \sum_m \hat{C}_{m_{rk}} \hat{C}_{m_{js}}^\dagger \right) \rho_{kj}. \quad (139)$$

В стационарном случае $\frac{d\rho_{ij}}{dt} = 0$. Заменяя одно из уравнений условием нормировки: $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$, получим систему линейных уравнений. Решая ее для различных параметров Δ_π , найдем зависимость стационарной населенности возбужденного состояния от отстройки π -поляризованного излучения $\rho_{44}(\Delta_\pi)$. Результаты этих расчетов для различных параметров излучения представлены на Рис. 36 и Рис. 37. Параметры излучения, использовавшиеся в расчетах, приведены в подписях к рисункам. Важной особенностью является обнуление населенности возбужденного состояния при совпадении отстройки σ_- и π излучений. Также при увеличении интенсивности слабого σ_- излучения контур поглощения становится шире. При этом населенность состояния ${}^2P_{1/2}(F=0)$ пропорционально возрастает, что приводит к росту числа рассеянных ионом фотонов и, соответственно, увеличению скорости охлаждения. Пик поглощения смещен в сторону отрицательной отстройки π излучения.



Рис. 36. населенность верхнего уровня от отстройки линейно поляризованного излучения $\Omega_{\sigma^-} = 2,5$ Г, $\Omega_{\sigma^+} = 25$ Г, $\Omega_{\pi} = 15$ Г; $\Delta_{\sigma^+} = 2\pi \times 1$ МГц, $\Delta_{\sigma^-} = 2\pi \times 5$ МГц.



Рис. 37. населенность верхнего уровня от отстройки линейно поляризованного излучения $\Omega_{\sigma^-} = 0,5$ Г, $\Omega_{\sigma^+} = 25$ Г, $\Omega_{\pi} = 15$ Г; $\Delta_{\sigma^+} = 2\pi \times 1$ МГц, $\Delta_{\sigma^-} = 2\pi \times 5$ МГц.

4.2.3 Численное моделирование стационарной заселенности колебательных уровней $^{171}\text{Yb}^+$ во внешнем потенциале ловушки

Для вычисления стационарной заселенности колебательных уровней энергии иона в ловушке вдоль оси x , рассмотрим движение иона в режиме Лэмба-Дике. Решение оптических уравнений Линдблада, выполненное в предыдущем параграфе, позволяет получить населенность уровня $|4\rangle$ покоящегося иона в зависимости от отстройки π излучения: $\rho_{44}(\Delta_{\pi})$. Домножая населенность уровня $|4\rangle$ на скорость распада $\Gamma_{|4\rangle \rightarrow |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle}$ из состояния $|4\rangle$ в состояния $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$, получим число рассеянных в единицу времени фотонов в зависимости от отстройки $W(\Delta_{\pi}) = \rho_{44}(\Delta_{\pi})\Gamma_{|4\rangle \rightarrow |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle}$.

Рассмотрим динамику среднего колебательного числа от времени согласно [45]. Так как ион находится в режиме Лэмба-Дике, поглощение и испускание фотона возможно на основной частоте или одной из двух боковых частот, возникающих за счет движения иона. Из (64) и (65) следует, что вероятности переходов равны Ω^2 для центральной частоты, $\Omega^2 n \eta_d^2$ для синей боковой частоты и $\Omega^2 (n + 1) \eta_d^2$ для красной боковой полосы.

$$R_{n+1}^n = W(\Delta_\pi)\eta^2(n+1) + W(\Delta_\pi - \nu)\eta^2(n+1), \quad (140)$$

$$R_{n-1}^n = W(\Delta_\pi)\eta^2n + W(\Delta_\pi + \nu)\eta^2n. \quad (141)$$

Производная от вероятности нахождения иона на колебательном уровне n получается комбинированием двух уравнений для перехода с n на $n-1$ и $n+1$ колебательные уровни соответственно:

$$\frac{dP(n)}{dt} = R_n^{n+1}P_{n+1} + R_n^{n-1}P_{n-1} - (R_{n-1}^n + R_{n+1}^n)P_n. \quad (142)$$

Подставив (140) и (141) в (142), получим

$$\frac{dP(n)}{dt} = A_-[P_{n+1}(n+1) - P_n(n)] + A_+[P_{n-1}n - P_n(n+1)], \quad (143)$$

$$\text{где } A_+ = \eta^2[W(\Delta_\pi) + W(\Delta_\pi - \Omega_{\text{сек}})],$$

$$A_- = \eta^2[W(\Delta_\pi) + W(\Delta_\pi + \Omega_{\text{сек}})].$$

Для динамики среднего значения имеем

$$\frac{d\langle n \rangle}{dt} = \sum_{n=1}^{\infty} n \frac{dP(n)}{dt} = -(A_- - A_+)\langle n \rangle + A_+. \quad (144)$$

В стационарном случае $\frac{d\langle n \rangle}{dt} = 0$ и, соответственно,

$$\begin{aligned} \langle n \rangle_{fin} &= \frac{A_+}{A_- - A_+} = \frac{W(\Delta_\pi) + W(\Delta_\pi - \Omega_{\text{сек}})}{W(\Delta_\pi + \Omega_{\text{сек}}) - W(\Delta_\pi - \Omega_{\text{сек}})} \\ &= \frac{\rho_{44}(\Delta_\pi) + \rho_{44}(\Delta_\pi - \Omega_{\text{сек}})}{\rho_{44}(\Delta_\pi + \Omega_{\text{сек}}) - \rho_{44}(\Delta_\pi - \Omega_{\text{сек}})}. \end{aligned} \quad (145)$$

Результаты вычислений для различных параметров представлены на Рис. 38 и Рис. 39.

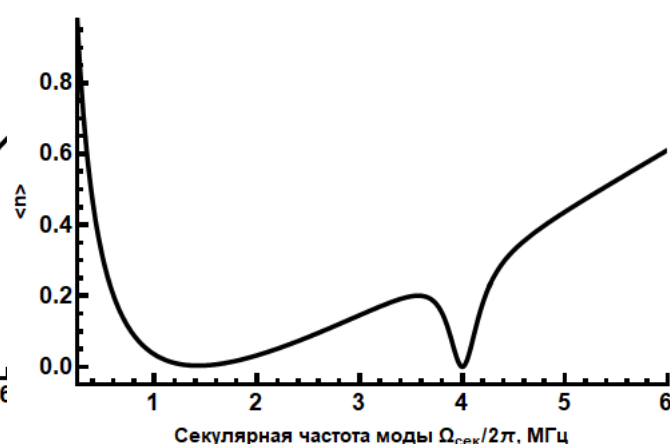
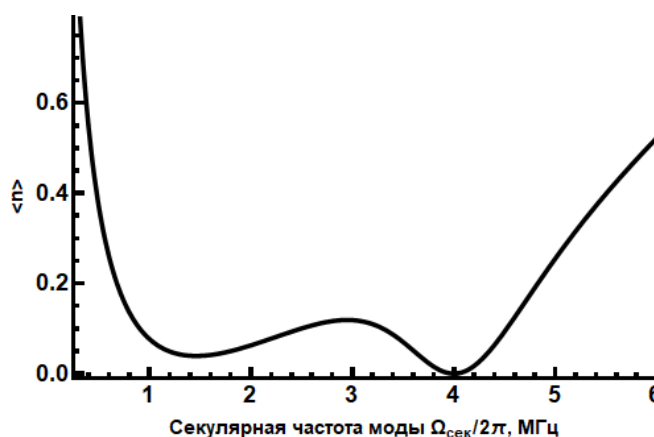
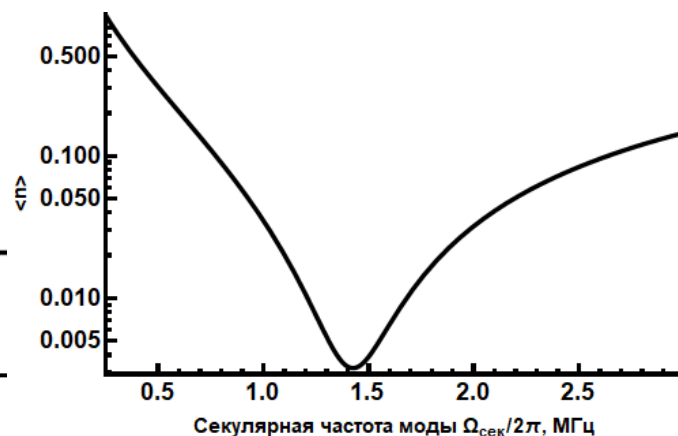
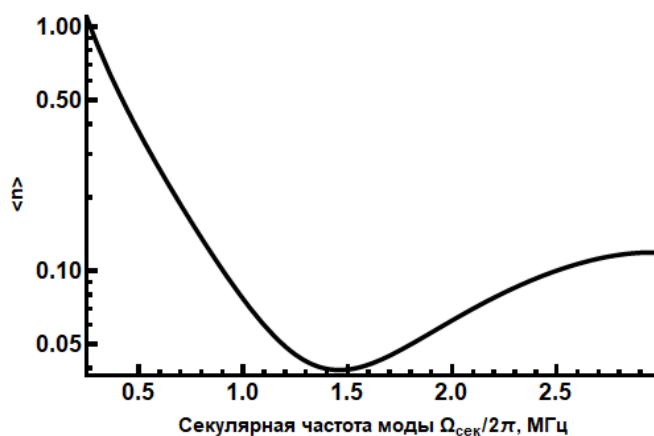


Рис. 38. Зависимость среднего колебательного числа от секулярной частоты моды колебаний. $\Omega_{\sigma^-} = 2,5$ Г, $\Omega_{\sigma^+} = 25$ Г, $\Omega_{\pi} = 15$ Г; $\Delta_{\sigma^+} = 2\pi \times 1$ МГц, $\Delta_{\sigma^-} = 2\pi \times 5$ МГц, $\Delta_{\pi} = 2\pi \times 1$ МГц.

Рис. 39. Зависимость среднего колебательного числа от секулярной частоты моды колебаний. $\Omega_{\sigma^-} = 0,5$ Г, $\Omega_{\sigma^+} = 25$ Г, $\Omega_{\pi} = 15$ Г; $\Delta_{\sigma^+} = 2\pi \times 1$ МГц, $\Delta_{\sigma^-} = 2\pi \times 5$ МГц, $\Delta_{\pi} = 2\pi \times 1$ МГц.

Из графиков видно, что зависимость среднего колебательного числа от частоты моды имеет два минимума: один в районе $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 1$ МГц и второй в районе $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 1$ МГц. Положения этих минимумов можно менять при помощи изменения отстроек $\Delta_{\sigma^{\pm}}$. Абсолютная величина минимально достижимого среднего колебательного числа уменьшается с уменьшением интенсивности слабого σ^+ излучения.

Таким образом, предложена новая схема охлаждения $^{171}\text{Yb}^+$ при помощи метода двойной электромагнитно индуцированной прозрачности. Преимуществом предложенного метода является возможность использования лазерной системы доплеровского охлаждения модернизированной добавлением всего 3х

акустооптических модуляторов. Также путем изменения отстроек и интенсивностей охлаждающего излучения можно быстро (за время порядка 10 мкс) изменять параметры охлаждения оптимизируя либо скорость охлаждения, либо ширину спектра охлаждаемых мод. Было проведено численное моделирование схемы охлаждения, проведены оценки для конечных достижимых средних колебательных чисел в разных модах. Показано, что можно достичь среднее колебательное число ниже 5×10^{-3} в широком диапазоне секулярных частот в предположении, что единственным механизмом нагрева является рассеяние фотонов.

Что приводит нас к **третьему защищаемому положению**: расчеты, основанные на решении уравнения Линдблада, показывают, что метод двойной индуцированной прозрачности, примененный к иону $^{171}\text{Yb}^+$, позволяет получить среднее колебательное число $\langle n \rangle$ ниже 0,1 в диапазоне секулярных частот от $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 0,9$ МГц до $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 2,5$ МГц. Предложенный метод охлаждения может быть использован как в задачах квантовой логики основанной на ионе иттербия, так и при создании оптических часов.

Основные результаты четвертой главы опубликованы в статье I. A. Semerikov I. V. Zalivako A. S. Borisenko K. Y. Khabarova N. N. Kolachevsky/ EIT Ground State Cooling Scheme of $^{171}\text{Yb}^+$ Based on the $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ Cooling Transition// Journal of Russian Laser Research – 2018 – Vol. 39, Iss. 6 – pp.568-574.

Заключение

В диссертационной работе получены следующие основные результаты:

1. Спроектирована линейная ловушка Пауля с квадратичным потенциалом вдоль оси ловушки в области $z \in [-3 \text{ мм}, 3 \text{ мм}]$ и двумерным квадрупольным потенциалом в ортогональной плоскости в области $x, y \in [-1,4 \text{ мм}, 1,4 \text{ мм}]$. Ловушка обеспечивает эффективный оптический доступ. Телесный угол, доступный для сбора излучения при помощи объектива составляет $\Omega_{\text{опт}} = 0,43 \text{ ср}$. Произведено численное моделирование электрических полей в ловушке. Вычисленные геометрические факторы составили $\kappa_z = 33,2 \text{ м}^{-2}$ (22), $\kappa_x = 0,996$ (28).
2. На основании расчетов создана система для удержания ионов в ловушке Пауля и электронной регистрации ионов, размещенная в вакуумной камере с остаточным давлением лучше 10^{-10} мбар. Регистрация отдельных заряженных частиц производится при помощи канальных электронных умножителей и счетчика импульсов с временным разрешением 20 нс. Регистрация люминесценции от одиночных ионов производится с эффективностью лучше 0,15% на длине волны 280 нм. с разрешением порядка 3 мкм в районе области удержания ионов на длине волны 280 нм. Рассчитан и изготовлен резонансный трансформатор для питания ловушки Пауля. Максимальная амплитуда напряжения на электродах составляет около 590 В при частоте около 18 МГц. Реализована система ионизации нейтральных атомов электронным ударом. Энергия электронного пучка 25-500 эВ, максимальный ток 1 мА.
3. Произведена загрузка ионов магния в ловушку Пауля. Измерены скорость загрузки и время жизни неохлажденных ионов в ловушке в условиях глубокого вакуума. Экспериментально при помощи каналотронов зарегистрировано до 60 ионов в ловушке при времени загрузки 10 с.
4. Число захваченных ионов Mg^+ в линейную квадрупольную ловушку Пауля с радиальной секулярной частотой $2\pi \times 0,87 \text{ МГц}$ и аксиальной циклической

- частотой $2\pi \times 100$ кГц экспоненциально уменьшается со временем удержания. При 16 изначально захваченных частицах постоянная времени составляет 1,7 сек и при давлении в вакуумной камере 10^{-8} мбар. Оценен темп потерь иона из ловушки по механизму перезарядки при столкновении с атомом буферного газа. Произведено численное моделирование динамики 30 ионов в линейной ловушке Пауля с учетом кулоновского взаимодействия между ионами. Оценена скорость потерь ионов из ловушки за счёт такого многочастичного взаимодействия. Скорость потерь составляют порядка 3 с^{-1} при 8-и удерживаемых частицах с учетом условий загрузки.
5. Разработана и изготовлена лазерная система для доплеровского охлаждения иона $^{24}\text{Mg}^+$. Выходная мощность лазерного излучения на длине волны 280 нм составила 10 мВт. Произведено доплеровское охлаждение цепочки из 11 ионов $^{24}\text{Mg}^+$ в линейной ловушке Пауля.
 6. Измерены секулярные частоты для 1 и 2 ионов соответственно. Измеренные частоты с точностью до погрешности совпадают с теоретически предсказанными частотами для квадратичного потенциала, что подтверждает высокую гармоничность поля в созданной ловушке.
 7. Из зависимости флюоресценции иона от отстройки охлаждающего излучения от резонанса произведена верхняя оценка температуры охлажденного иона $T = 39 \pm 5$ мК.
 8. Проведено исследование стационарной населенности уровня $^2P_{1/2}(F = 0)$ энергии в ионе $^{171}\text{Yb}^+$ в присутствии трех сфазированных оптических полей. Произведен расчет минимально достижимого среднего колебательного числа иона в ловушке при глубоком охлаждении методом двойной индуцированной прозрачности в зависимости от частот колебаний иона в ловушке и параметров охлаждающих излучений. Показано, что метод двойной индуцированной прозрачности, примененный к иону $^{171}\text{Yb}^+$, позволит получить среднее

колебательное число $\langle n \rangle$ ниже 0,1 в диапазоне секулярных частот от $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 0,9$ МГц до $\Omega_{\text{сек}} = 2\pi \times 2,5$ МГц.

В заключение я хотел бы поблагодарить своего научного руководителя член-корр. РАН, д.ф.-м.н. Колачевского Николая Николаевича за глубокую мотивацию по написанию диссертации, огромную работу, проделанную по совместной проработке концепции диссертации и над ее текстом, очень внимательное отношение ко мне как к научному подопечному и тот личный пример, который Николай Николаевич нам всем показывает, зав. Лабораторией оптики сложных квантовых систем ФИАН Хабарову Ксению Юрьевну за руководство ионными проектами в которых мне посчастливилось участвовать и тот опыт в работе в больших, интересных и сложных проектах, который мне удалось получить благодаря ей, зав. Лабораторией оптики активных сред ФИАН проф., д.ф.-м.н. Сорокина Вадима Николаевича за помощь в проработке текста диссертации и постоянную помощь и веру в мои силы, Заливако Илью Владимировича и Борисенко Александра Станиславовича за то, что стали моей второй лабораторной семьей, за самые счастливые годы совместной экспериментальной работы и каждодневные дискуссии, Федорова Сергея Алексеевича за то, что рассказал мне о экспериментальной спектроскопии и этим способствовал моему переходу к экспериментальному исследованию холодных ионов, и всех ребят из лаборатории день за днем создававших веселое настроение и работающие установки.

Список литературы

1. Wolfgang P., Steinwedel H. Notizen: Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld//Journal of Physical sciences, 1953, Vol. 8, No. 7, P. 448-450.
2. Paul W., Osberghaus O., Fischer E. “Ein Ionenkafig” / W. Paul, O. Osberghaus, E. Fischer // “Ein Ionenkafig.” – Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums von Nordrhein-Westfalen, 1958. – “Ein Ionenkafig.” – P. 1-42.
3. Wineland D.J., Drullinger R.E., Walls F.L. Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers//Physical Review Letters, 1978, Vol. 40, No. 25, P. 1639-1642.
4. DiVincenzo D.P. Two-bit gates are universal for quantum computation//Physical Review A, 1995, Vol. 51, No. 2, P. 1015-1022.
5. Cirac J.I., Zoller P. Quantum computations with cold trapped ions//Physical Review Letters, 1995, Vol. 74, No. 20, P. 4091-4094.
6. Monroe C., Meekhof D.M., King B.E., Itano W.M., Wineland D.J. Demonstration of a fundamental quantum logic gate//Physical Review Letters, 1995, Vol. 75, No. 25, P. 4714-4717.
7. Turchette Q.A., Wood C.S., King B.E., Myatt C.J., Leibfried D., Itano W.M., Monroe C., Wineland D.J. Deterministic entanglement of two trapped ions//Physical Review Letters, 1998, Vol. 81, No. 17, P. 3631-3634.
8. Sackett C.A., Kielpinski D., King B.E., Langer C., Meyer V., Myatt C.J., Rowe M., Turchette Q.A., Itano W.M., Wineland D.J., Monroe C. Experimental entanglement of four particles//Nature, 2000, Vol. 404, No. 6775, P. 256-259.
9. Schmidt-Kaler F., Häffner H., Riebe M., Guide S., Lancaster G.P.T., Deuschle T., Becher C., Roos C., Eschner J., Blatt R. Realisation of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate//2003 European Quantum Electronics Conference, EQEC 2003, 2003, Vol. 422, No. March, P. 384.
10. Safavi-Naini A., Rabl P., Weck P.F., Sadeghpour H.R. Selected for a Viewpoint in

Physics Microscopic model of electric-field-noise heating in ion traps//Physical Review A, 2011, Vol. 84, P. 23412.

11. Dubessy R., Coudreau T., Guidoni L. Electric field noise above surfaces: A model for heating-rate scaling law in ion traps//Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2009, Vol. 80, No. 3.

12. Deslauriers L., Olmschenk S., Stick D., Hensinger W.K., Sterk J., Monroe C. Scaling and suppression of anomalous heating in ion traps//Physical Review Letters, 2006, Vol. 97, No. 10.

13. Daniilidis N., Narayanan S., Möller S.A., Clark R., Lee T.E., Leek P.J., Wallraff A., Schulz S., Schmidt-Kaler F., Häffner H. Erratum: Fabrication and heating rate study of microscopic surface electrode ion traps (New Journal of Physics (2011) 13 (013032)). Vol. 14. - 2012.

14. Labaziewicz J., Ge Y., Antohi P., Leibbrandt D., Brown K.R., Chuang I.L. Suppression of heating rates in cryogenic surface-electrode ion traps//Physical Review Letters, 2008, Vol. 100, No. 1.

15. Brandl M.F., Mourik M.W. van, Postler L., Nolf A., Lakhmanskiy K., Paiva R.R., Möller S., Daniilidis N., Häffner H., Kaushal V., Ruster T., Warschburger C., Kaufmann H., Poschinger U.G., Schmidt-Kaler F., Schindler P., Monz T., Blatt R. Cryogenic setup for trapped ion quantum computing//Review of Scientific Instruments, 2016, Vol. 87, No. 11, P. 113103.

16. Lakhmanskiy K., Holz P.C., Schärfl D., Ames B., Assouly R., Monz T., Colombe Y., Blatt R. Observation of superconductivity and surface noise using a single trapped ion as a field probe//Physical Review A, 2019, Vol. 99, No. 2.

17. Daniilidis N., Gerber S., Bolloten G., Ramm M., Ransford A., Ulin-Avila E., Talukdar I., Häffner H. Surface noise analysis using a single-ion sensor//Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics, 2014, Vol. 89, No. 24, P. 1-7.

18. McKay K.S., Hite D.A., Colombe Y., Jördens R., Wilson A.C., Slichter D.H., Allcock D.T.C., Leibfried D., Wineland D.J., Pappas D.P. Ion-trap electrode preparation with Ne⁺ bombardment, 2014, P. 1-4.
19. Allcock D.T.C., Guidoni L., Harty T.P., Ballance C.J., Blain M.G., Steane A.M., Lucas D.M. Reduction of heating rate in a microfabricated ion trap by pulsed-laser cleaning//New Journal of Physics, 2011, Vol. 13.
20. Boldin I.A., Kraft A., Wunderlich C. Measuring Anomalous Heating in a Planar Ion Trap with Variable Ion-Surface Separation//Physical Review Letters, 2018, Vol. 120, No. 2, P. 23201.
21. Sørensen A., Mølmer K. Entanglement and quantum computation with ions in thermal motion//Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2000, Vol. 62, No. 2, P. 11.
22. Sørensen A., Mølmer K. Quantum computation with ions in thermal motion//Physical Review Letters, 1999, Vol. 82, No. 9, P. 1971-1974.
23. García-Ripoll J.J., Zoller P., Cirac J.I. Speed optimized two-qubit gates with laser coherent control techniques for ion trap quantum computing//Physical Review Letters, 2003, Vol. 91, No. 15, P. 2-5.
24. Leibfried D., DeMarco B., Meyer V., Lucas D., Barrett M., Britton J., Itano W.M., Jelenković B., Langer C., Rosenband T., Wineland D.J. Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate//Nature, 2003, Vol. 422, No. 6930, P. 412-5.
25. Leibfried D., Blatt R., Monroe C., Wineland D. Quantum dynamics of single trapped ions//Reviews of Modern Physics, 2003, Vol. 75, No. 1, P. 281-324.
26. Lekitsch B., Weidt S., Fowler A.G., Mølmer K., Devitt S.J., Wunderlich C., Hensinger W.K. Blueprint for a microwave trapped ion quantum computer//Science Advances, 2017, Vol. 3, No. 2, P. e1601540.

27. Home J.P., Hanneke D., Jost J.D., Amini J.M., Leibfried D., Wineland D.J. Complete methods set for scalable ion trap quantum information processing//*Science*, 2009, Vol. 325, No. 5945, P. 1227-1230.
28. Olmschenk S., Matsukevich D.N., Maunz P., Hayes D., Duan L.-M., Monroe C. Quantum Teleportation Between Distant Matter Qubits//*Science*, 2009, Vol. 323, No. 5913, P. 486-489.
29. Carsjens M., Kohnen M., Dubielzig T., Ospelkaus C. Surface-electrode Paul trap with optimized near-field microwave control//*Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2014, Vol. 114, No. 1-2, P. 243-250.
30. Amini J.M., Uys H., Wesenberg J.H., Seidelin S., Britton J., Bollinger J.J., Leibfried D., Ospelkaus C., Vandevender A.P., Wineland D.J. Toward scalable ion traps for quantum information processing//*New Journal of Physics*, 2010, Vol. 12, P. 1-15.
31. Ospelkaus C., Langer C.E., Amini J.M., Brown K.R., Leibfried D., Wineland D.J. Trapped-ion quantum logic gates based on oscillating magnetic fields//*Physical Review Letters*, 2008, Vol. 101, No. 9, P. 1-4.
32. Weidt S., Randall J., Webster S.C., Lake K., Webb A.E., Cohen I., Navickas T., Lekitsch B., Retzker A., Hensinger W.K. Trapped-Ion Quantum Logic with Global Radiation Fields//*Physical Review Letters*, 2016, Vol. 117, No. 22, P. 220501.
33. Schindler P., Barreiro J.T., Monz T., Nebendahl V., Nigg D., Chwalla M., Hennrich M., Blatt R. Experimental repetitive quantum error correction//*Science*, 2011, Vol. 332, No. 6033, P. 1059-1061.
34. Erhard A., Wallman J.J., Postler L., Meth M., Stricker R., Martinez E.A., Schindler P., Monz T., Emerson J., Blatt R. Characterizing large-scale quantum computers via cycle benchmarking//*arXiv preprint arXiv:1902.08543*, 2019, P. 1-13.
35. Gaebler J.P., Tan T.R., Lin Y., Wan Y., Bowler R., Keith A.C., Glancy S., Coakley K., Knill E., Leibfried D., Wineland D.J. High-Fidelity Universal Gate Set for Be ⁹ + Ion

Qubits//Physical Review Letters, 2016, Vol. 117, No. 6, P. 1-5.

36. Keselman A., Glickman Y., Akerman N., Kotler S., Ozeri R. High-fidelity state detection and tomography of a single-ion Zeeman qubit//New Journal of Physics, 2011, Vol. 13.

37. Toyoda K., Haze S., Yamazaki R., Urabe S. Quantum gate using qubit states separated by terahertz//Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2010, Vol. 81, No. 3, P. 1-3.

38. Tan T.R., Gaebler J.P., Lin Y., Wan Y., Bowler R., Leibfried D., Wineland D.J. Multi-element logic gates for trapped-ion qubits//Nature, 2015, Vol. 528, No. 7582, P. 380-383.

39. Debnath S., Linke N.M., Figgatt C., Landsman K.A., Wright K., Monroe C. Demonstration of a small programmable quantum computer with atomic qubits//Nature, 2016, Vol. 536, No. 7614, P. 63-66.

40. Bermudez A., Xu X., Nigmatullin R., O’Gorman J., Negnevitsky V., Schindler P., Monz T., Poschinger U.G., Hempel C., Home J., Schmidt-Kaler F., Biercuk M., Blatt R., Benjamin S., Müller M. Assessing the progress of trapped-ion processors towards fault-tolerant quantum computation//Physical Review X, 2017, Vol. 7, No. 4, P. 1-41.

41. Ballance C.J., Harty T.P., Linke N.M., Sepiol M.A., Lucas D.M. High-Fidelity Quantum Logic Gates Using Trapped-Ion Hyperfine Qubits//Physical Review Letters, 2016, Vol. 117, No. 6, P. 1-6.

42. Wang Y., Um M., Zhang J., An S., Lyu M., Zhang J.N., Duan L.M., Yum D., Kim K. Single-qubit quantum memory exceeding ten-minute coherence time//Nature Photonics, 2017, Vol. 11, No. 10, P. 646-650.

43. Ratcliffe A.K., Taylor R.L., Hope J.J., Carvalho A.R.R. Scaling Trapped Ion Quantum Computers Using Fast Gates and Microtraps//Physical Review Letters, 2018, Vol. 120, No. 22, P. 1-6.

44. Landsman K.A., Wu Y., Leung P.H., Zhu D., Linke N.M., Brown K.R., Duan L., Monroe C.R. Two-qubit entangling gates within arbitrarily long chains of trapped ions, 2019, P. 1-10.
45. Leibfried D., Blatt R., Monroe C., Wineland D. Quantum dynamics of single trapped ions//Review of Modern Physics, 2003, Vol. 75, No. 1, P. 281-324.
46. Berkeland D.J., Miller J.D., Bergquist J.C., Itano W.M., Wineland D.J. Minimization of ion micromotion in a Paul trap//Journal of Applied Physics, 1998, Vol. 83, No. 10, P. 5025-5033.
47. Denison D.R. Operating Parameters of a Quadrupole in a Grounded Cylindrical Housing, 2014, Vol. 266, No. 1971.
48. Eschner J., Morigi G., Schmidt-Kaler F., Blatt R. Laser cooling of trapped ions//Journal of the Optical Society of America B, 2003, Vol. 20, No. 5, P. 1003.
49. Riehle F. Frequency Standards: Basics and Applications. Freq. Stand. Basics Appl. – Wiley Blackwell, 2005. – 1-526 p.
50. Matsubara K., Hachisu H., Li Y., Nagano S., Locke C., Nogami A., Kajita M., Hayasaka K., Ido T., Hosokawa M. Direct comparison of a Ca^{+} single-ion clock against a Sr lattice clock to verify the absolute frequency measurement//Optics Express, 2012, Vol. 20, No. 20, P. 22034.
51. Huntemann N., Sanner C., Lipphardt B., Tamm C., Peik E. Single-Ion Atomic Clock with 3×10^{-18} Systematic Uncertainty//Physical Review Letters, 2016, Vol. 116, No. 6, P. 1-5.
52. Diedrich F., Bergquist J.C., Itano W.M., Wineland D.J. Laser Cooling to the Zero-Point Energy of Motion//Physical Review Letters, 1989, Vol. 62, No. 4, P. 403-406.
53. Deslauriers L., Haljan P.C., Lee P.J., Brickman K.A., Blinov B.B., Madsen M.J., Monroe C. Zero-point cooling and low heating of trapped $^{111}\text{Cd}^{+}$ ions//Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2004, Vol. 70, No. 4, P. 1-5.

54. Knünz S. A trapped-ion phonon laser and the detection of ultra-weak forces//Edoc.Ub.Uni-Muenchen.De, 2011.
55. Knünz S., Herrmann M., Batteiger V., Saathoff G., Hänsch T.W., Udem T. Sub-millikelvin spatial thermometry of a single Doppler-cooled ion in a Paul trap//Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2012, Vol. 85, No. 2, P. 23427.
56. Keller J., Partner H.L., Burgermeister T., Mehlstäubler T.E. Precise determination of micromotion for trapped-ion optical clocks//Journal of Applied Physics, 2015, Vol. 118, No. 10, P. 104501.
57. Kielkopf J.F. New approximation to the Voigt function with applications to spectral-line profile analysis//Journal of the Optical Society of America, 1973, Vol. 63, No. 8, P. 987.
58. Appendix A: Convolution of Gaussian and Lorentzian Functions - Physics LibreTexts. - URL: [https://phys.libretexts.org/Bookshelves/Astronomy_and_Cosmology_TextMaps/Map%3A_Stellar_Atmospheres_\(Tatum\)/10%3A_Line_Profiles/Appendix_A%3A_Convolution_of_Gaussian_and_Lorentzian_Functions](https://phys.libretexts.org/Bookshelves/Astronomy_and_Cosmology_TextMaps/Map%3A_Stellar_Atmospheres_(Tatum)/10%3A_Line_Profiles/Appendix_A%3A_Convolution_of_Gaussian_and_Lorentzian_Functions) (дата обращения: 13.01.2020).
59. Stenholm S. The semiclassical theory of laser cooling//Reviews of Modern Physics, 1986, Vol. 58, No. 3, P. 699-739.
60. Churchill L.R., Depalatis M. V, Chapman M.S. Charge exchange and chemical reactions with trapped Th $^{3+}$ //PHYSICAL REVIEW A, 2011, Vol. 83, P. 12710.
61. Serra R.M., Almeida N.G. De, Costa W.B. Da, Moussa M.H.Y. Decoherence in trapped ions due to polarization of the residual background gas, 2001.
62. Pagano G., Hess P.W., Kaplan H.B., Tan W.L., Richerme P., Becker P., Kyprianidis A., Zhang J., Birckelbaw E., Hernandez M.R., Wu Y., Monroe C. Cryogenic trapped-ion system for large scale quantum simulation Recent citations Cryogenic trapped-ion system for large scale quantum simulation//Quantum Sci. Technol, 2019, Vol. 4, P. 14004.

63. Obšil P., Lešundák A., Pham T., Lakhmanskiy K., Podhora L., Oral M., Cíp O., Slodička L. A room-temperature ion trapping apparatus with hydrogen partial pressure below 10-11 mbar//Review of Scientific Instruments, 2019, Vol. 90, No. 8, P. 083201.
64. Allcock D.T.C., Guidoni L., Harty T.P., Ballance C.J., Blain M.G., Steane A.M., Lucas D.M. Reduction of heating rate in a microfabricated ion trap by pulsed-laser cleaning//New Journal of Physics, 2011, Vol. 13.
65. Schneider C., Enderlein M., Huber T., Schaetz T. Optical trapping of an ion//Nature Photonics, 2010, Vol. 4, No. 11, P. 772-775.
66. Pruttivarasin T., Ramm M., Talukdar I., Kreuter A., Häffner H. Trapped ions in optical lattices for probing oscillator chain models//New Journal of Physics, 2011, Vol. 13.
67. Herrmann M. Precision spectroscopy and optomechanics of single trapped ions in the weak-binding limit / M. Herrmann. – Ludwig–Maximilians–Universität München, 2008.
68. Schmid M. Vapor Pressure Calculator [IAP/TU Wien]. - 2016.
69. Burd S.C., Allcock D.T.C., Leinonen T., Penttinen J.P., Slichter D.H., Srinivas R., Wilson A.C., Jördens R., Guina M., Leibfried D., Wineland D.J. VECSEL systems for the generation and manipulation of trapped magnesium ions//Optica, 2016, Vol. 3, No. 12, P. 1294.
70. Johanning M., Braun A., Eiteneuer D., Paape C., Balzer C., Neuhauser W., Wunderlich C. Resonance-enhanced isotope-selective photoionization of YbI for ion trap loading//Applied Physics B: Lasers and Optics, 2011, Vol. 103, No. 2, P. 327-338.
71. Batra N., Panja S., Roy A., Majhi S., Batra N., Panja S., De S., Roy A., Majhi S., Yadav S., Gupta A. Sen Design and Construction of a Helical Resonator for Delivering Radio Frequency to an Ion Trap//Article in MAPAN-Journal of Metrology Society of India, 2017.
72. Siverns J.D., Simkins L.R., Weidt S., Hensinger W.K. On the application of radio

frequency voltages to ion traps via helical resonators//Applied Physics B: Lasers and Optics, 2012, Vol. 107, No. 4, P. 921-934.

73. Ansbacher W., Li Y., Pinnington E.H. Precision lifetime measurement for the 3p levels of Mg II using frequency-doubled laser radiation to excite a fast ion beam//Physics Letters A, 1989, Vol. 139, No. 3-4, P. 165-169.

74. Pino J.M., Dreiling J.M., Figgatt C., Gaebler J.P., Moses S.A., Allman M.S., Baldwin C.H., Foss-Feig M., Hayes D., Mayer K., Ryan-Anderson C., Neyenhuis B. Demonstration of the QCCD trapped-ion quantum computer architecture//arXiv preprint arXiv:2003.01293v2, 2020.

75. Schäfer V.M., Ballance C.J., Thirumalai K., Stephenson L.J., Ballance T.G., Steane A.M., Lucas D.M. Fast quantum logic gates with trapped-ion qubits//Nature, 2018, Vol. 555, No. 7694, P. 75-78.

76. Hughes R.J., James D.F.V., Knill E.H., Laflamme R., Petschek A.G. Decoherence bounds on quantum computation with trapped ions//Physical Review Letters, 1996, Vol. 77, No. 15, P. 3240-3243.

77. Tan T.R., Kaewuam R., Arnold K.J., Chanu S.R., Zhang Z., Safronova M.S., Barrett M.D. Suppressing Inhomogeneous Broadening in a Lutetium Multi-ion Optical Clock//Physical Review Letters, 2019, Vol. 123, No. 6.

78. Brandl M.F., Mourik M.W. Van, Postler L., Nolf A., Lakhmanskiy K., Paiva R.R., Möller S., Daniilidis N., Häffner H., Kaushal V., Ruster T., Warschburger C., Kaufmann H., Poschinger U.G., Schmidt-Kaler F., Schindler P., Monz T., Blatt R. Cryogenic setup for trapped ion quantum computing//Review of Scientific Instruments, 2016, Vol. 87, No. 11.

79. Boivin R.F., Srivastava S.K. Electron-impact ionization of Mg//Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1998, Vol. 31, No. 10, P. 2381-2394.

80. Herrmann M., Batteiger V., Knünz S., Saathoff G., Udem T., Hänsch T.W. Frequency

metrology on single trapped ions in the weak binding limit: The $3s_{1/2}$ - $3p_{3/2}$ transition in Mg^{+24} //Physical Review Letters, 2009, Vol. 102, No. 1.

81. Batteiger V., Knünz S., Herrmann M., Saathoff G., Schüssler H.A., Bernhardt B., Wilken T., Holzwarth R., Hänsch T.W., Udem T. Precision spectroscopy of the $3s$ - $3p$ fine-structure doublet in Mg^{+} //Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2009, Vol. 80, No. 2.

82. Hemmerling B., Gebert F., Wan Y., Nigg D., Sherstov I. V., Schmidt P.O. A single laser system for ground-state cooling of $^{25}Mg^{+}$ //Applied Physics B: Lasers and Optics, 2011, Vol. 104, No. 3, P. 583-590.

83. Mølmer K., Sørensen A. Multiparticle entanglement of hot trapped ions//Physical Review Letters, 1999, Vol. 82, No. 9, P. 1835-1838.

84. Alheit R., Kleineidam S., Vedel F., Vedel M., Werth G. Higher order non-linear resonances in a Paul trap//International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes, 1996, Vol. 154, No. 3, P. 155-169.

85. Zalivako I. V, Borisenko A.S., Semerikov I.A., Khabarova K.Y., Kolachevsky N.N. Doppler laser cooling and vibrational spectrum of $^{24}Mg^{+}$ ions in a linear Paul trap //Quantum Electronics, 2018, Vol. 48, No. 5, P. 448-452.

86. Knünz S., Herrmann M., Batteiger V., Saathoff G., Hänsch T.W., Vahala K., Udem T. Injection Locking of a Trapped-Ion Phonon Laser, 2010.

87. Vahala K., Herrmann M., Saathoff G. Article in Nature Physics//Nature Physics, 2009, Vol. 5.

88. Gloger T.F., Kaufmann P., Kaufmann D., Baig M.T., Collath T., Johanning M., Wunderlich C. Ion-trajectory analysis for micromotion minimization and the measurement of small forces//Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2015, Vol. 92, No. 4.

89. Huntemann N. High-Accuracy Optical Clock Based on the Octupole Transition in

171Yb, 2014.

90. James D.F.V. Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation//Applied Physics B: Lasers and Optics, 1998, Vol. 66, No. 2, P. 181-190.
91. Monroe C., Meekhof D.M., King B.E., Jefferts S.R., Itano W.M., Wineland D.J., Gould P. Resolved-sideband Raman cooling of a bound atom to the 3D zero-point energy//Physical Review Letters, 1995, Vol. 75, No. 22, P. 4011-4014.
92. Peik E., Hollemann G., Walther H. Laser cooling and quantum jumps of a single indium ion//European Quantum Electronics Conference - Technical Digest, 1994, Vol. 49, No. 1.
93. Jordan E., Gilmore K.A., Shankar A., Safavi-Naini A., Bohnet J.G., Holland M.J., Bollinger J.J. Near Ground-State Cooling of Two-Dimensional Trapped-Ion Crystals with More than 100 Ions, 2019.
94. Lechner R., Blatt R. Multi-mode cooling techniques for trapped ions / R. Lechner, R. Blatt. – Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2016.
95. Lechner R., Maier C., Hempel C., Jurcevic P., Lanyon B.P., Monz T., Brownnutt M., Blatt R., Roos C.F. Electromagnetically-induced-transparency ground-state cooling of long ion strings.
96. Evers J., Keitel C.H. Double-EIT ground-state laser cooling without blue-sideband heating//Europhysics Letters, 2004, Vol. 68, No. 3, P. 370-376.
97. Pino J.M., Dreiling J.M., Figgatt C., Gaebler J.P., Moses S.A., Baldwin C.H., Foss-Feig M., Hayes D., Mayer K., Ryan-Anderson C., Neyenhuis B. Demonstration of the QCCD trapped-ion quantum computer architecture//arXiv preprint arXiv:2003.01293v2, 2020.
98. Nam Y., Chen J.S., Pienti N.C., Wright K., Delaney C., Maslov D., Brown K.R., Allen S., Amini J.M., Apisdorf J., Beck K.M., Blinov A., Chaplin V., Chmielewski M., Collins C., Debnath S., Hudek K.M., Ducore A.M., Keesan M., Kreikemeier S.M.,

- Mizrahi J., Solomon P., Williams M., Wong-Campos J.D., Moehring D., Monroe C., Kim J. Ground-state energy estimation of the water molecule on a trapped-ion quantum computer//npj Quantum Information, 2020, Vol. 6, No. 1.
99. Figgatt C., Ostrander A., Linke N.M., Landsman K.A., Zhu D., Maslov D., Monroe C. Parallel entangling operations on a universal ion-trap quantum computer//Nature, 2019, Vol. 572, No. 7769, P. 368-372.
100. Zhang J., Pagano G., Hess P.W., Kyprianidis A., Becker P., Kaplan H., Gorshkov A. V., Gong Z.-X., Monroe C. Observation of a many-body dynamical phase transition with a 53-qubit quantum simulator//Nature, 2017, Vol. 551, No. 7682, P. 601-604.
101. Tallant J., Noble J., Guan D., Dao N., Overstreet K.R. Progress Towards a Commercial $^{171}\text{Yb}^+$ Microwave Atomic Frequency Standard / J. Tallant et al. // IFCS/EFTF 2019 - Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and European Frequency and Time Forum, Proceedings. – Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2019.
102. Steck D.A. Rubidium 85 and 87 D Line Data, 2003, P. 1-29.