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

На правах рукописи

Герасин Илья Сергеевич

Спектроскопия одиночных ионов Yb^+ и планарные ловушки для задач квантовых вычислений

Специальность 1.3.6 – Оптика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Семериков Илья Александрович

Москва – 2026

Оглавление

Введение **5**

1 Эксперимент по захвату ионов в планарную ловушку **17**

1.1 Вакуумная система 18

1.2 Питание ловушки 21

1.3 Планарная ловушка 23

1.4 Оптическая система 25

1.4.1 Фотоионизация атомного пучка 25

1.4.2 Доплеровское охлаждение 28

1.4.3 Система охлаждения и ионизации 31

1.4.4 Переход на длине волны 435 нм 33

1.4.5 Система детектирования 36

1.4.6 Система формирования магнитного поля 38

1.5 Экспериментальные результаты 39

1.5.1 Наблюдение флуоресценции нейтральных атомов 39

1.5.2 Захват ионов в планарную ловушку 40

1.5.3 Компенсация микродвижений 42

1.5.4 Измерения спектрального профиля часового перехода . . . 44

1.5.5 Измерение начальной температуры 45

1.5.6 Расчёт темпов нагрева 47

1.6 Основные результаты главы 1 50

2 Планарная ловушка Пауля для разрезания ионных кристаллов 51

2.1 Трехмерная ловушка Пауля 52

2.2 Планарные ловушки Пауля 56

2.3 Расчёт симметричной планарной ловушки для удержания ионов . 60

2.4 Расчёт асимметричной планарной ловушки для удержания ионов 67

2.5 Расчёт геометрии боковых электродов для разделения цепочки ионов 69

2.6 Основные результаты главы 2 73

3 Планарные ловушки для микроволновой двухкубитной операции 75

3.1 Мотивация использования микроволновых гейтов 76

3.2 Длительность двухкубитной микроволновой операции 80

3.3 Конструкции микроволновых антенн в планарных ловушках . . . 84

3.4 Рассматриваемые конфигурации планарных ловушек с микроволновыми антеннами 87

3.5 Оценки времени двухкубитной операции 89

3.6 Основные результаты главы 3 97

4 Двухстадийная двухкубитная операция в ионе $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ 99

4.1 Охлаждение до основного колебательного состояния 100

4.2 Двухкубитная операция 103

4.3 Ограничения использования лазерного излучения в планарных ловушках 110

4.4 Использование перехода на длине волны 1162 нм для LS-гейта . . 113

4.5 Экспериментальное измерение параметров состояния $^2F_{5/2}$ 115

4.5.1 Описание экспериментальной установки 115

4.5.2 Определение энергии состояния, сверхтонкого расщепления и фактора Ланде g_J 119
4.5.3 Измерение времени жизни состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$ 123
4.6 Теоретический расчёт LS гейта с использованием перехода на длине волны 1162 нм 126
4.7 Основные результаты главы 4 128

Заключение **130**

Благодарности **132**

Список литературы **133**

Введение

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию методов масштабирования ионных квантовых процессоров с использованием планарных ловушек Пауля и глобальных полей.

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

Квантовые вычисления основаны на использовании кубитов — двухуровневых квантовых систем, состояние которых поддаётся контролируемой инициализации, когерентному преобразованию и считыванию. Современные технологии позволяют реализовывать кубиты как на основе природных одиночных квантовых частиц — ионов в ловушках [1] и нейтральных атомов [2], так и на основе макроскопических искусственных систем с дискретным квантовым спектром, таких как сверхпроводящие контуры [3] и полупроводниковые квантовые точки [4]. Интерес к созданию квантовых систем обусловлен существованием квантовых алгоритмов, обеспечивающих ускорение по сравнению с классическими вычислениями, — в частности, алгоритма факторизации чисел Шора [5] и алгоритма поиска в неструктурированных базах данных Гровера [6], — что делает построение масштабируемого квантового процессора одной из приоритетных задач современной физики.

Среди перечисленных платформ ионы, удерживаемые в радиочастотных ловушках Пауля [7], удовлетворяют критериям ДиВинченцо [8] — набору требований, которым должна отвечать физическая система для практической реализации квантового вычислителя:

1. обладать чётко определёнными квантовыми состояниями, соответствующими нулю и единице;
2. быть масштабируемой;
3. позволять инициализацию кубитов в начальное состояние;
4. иметь время когерентности, значительно превышающее время выполнения операций;
5. обладать универсальным набором квантовых вентилей и возможностью измерения состояния.

К достоинствам ионной платформы относится прежде всего то, что заряд иона обеспечивает его точную локализацию и эффективное лазерное охлаждение [1; 9; 10], а кулоновское взаимодействие между ионами внутри ловушки естественным образом реализует связь, необходимую для создания перепутанных состояний и квантовых вентилей, — начиная со схемы Цирака и Цоллера [11] и её первой экспериментальной реализации на ионах бериллия $^{9}Be^{+}$ [12]. Ионы, захваченные в ловушки Пауля, на сегодняшний день демонстрируют рекордные времена когерентности (до 10 минут [13]) и достоверность квантовых операций — 0,99999985 для однокубитных [14] и 0,9999 для двухкубитных гейтов [15], что превосходит аналогичные параметры сверхпроводящих кубитов и нейтральных атомов. Среди используемых ионов особое внимание уделяется $^{171}Yb^{+}$ и $^{40}Ca^{+}$. Электронная структура иттербия позволяет реализовать кубиты как на микроволновых переходах между сверхтонкими подуровнями [16], так и на сильно запрещённых оптических переходах [17], а также допускает кодирование кудитов — многомерных квантовых логических единиц [18]. Достоинством кальция является малая масса: при одной и той же величине спин-зависимой силы лёгкий ион приобретает большее ускорение, что позволяет сокращать длительность двухкубитной операции и быстрее перемещать ионы между функциональными

зонами ловушки. Так, на ионах $^{43}Ca^{+}$ продемонстрирована двухкубитная операция длительностью 1,6 мкс [19].

Основным ограничением ионной платформы является масштабируемость. При увеличении числа ионов в трёхмерной ловушке Пауля до нескольких десятков цепочка становится механически и спектрально нестабильной: частоты колебаний начинают сближаться, что приводит к трудностям адресации выделенной моды, увеличению времени гейта, перекрёстным связям между модами и росту микродвижений [20]. Для дальнейшего увеличения числа кубитов на сегодняшний день существуют два основных подхода. Первый предполагает физически разнесённые ловушки с ионными цепочками, запутывание между которыми реализуется через фотонные интерконнекты и измерение Белла, обеспечивающее связность удалённых кубитов [21]. Второй подход состоит в использовании архитектуры Quantum Charge-Coupled Device (QCCD), предложенной в 2002 году Кильпински, Монро и Вайнлендом [22]: электродная структура планарной ловушки Пауля производится по технологиям изготовления микрочипов, а весь чип разделяется на функциональные зоны, между которыми ионы переносятся при помощи управляемых электрических полей. Ключевое преимущество такого подхода состоит не столько в компактности, сколько в возможности разделять ионный кристалл на короткие подцепочки и работать в каждой зоне с простым и хорошо разрешённым спектром колебательных мод, что снимает основное ограничение длинной цепочки. Именно на этой архитектуре построены рекордные по числу кубитов ионные процессоры [23]: в частности, в работах компании Quantinuum продемонстрирована архитектура QCCD на базе планарных ловушек с индивидуальным управлением регистром из 98 ионных кубитов [24].

Переход к планарной геометрии электродов, однако, сопряжён с некоторыми трудностями. Уменьшение расстояния от иона до поверхности электродов, необходимое для компактности чипа, приводит к существенному снижению глу-

бины удерживающего потенциала по сравнению с трёхмерными ловушками, а также к росту скорости аномального нагрева ионов вследствие электрических шумов поверхности [25]. Поскольку большинство схем двухкубитных операций чувствительны к нагреву [26—28], для практической реализации планарных ловушек необходимо экспериментально подтверждать достижимость приемлемых темпов нагрева при достаточной глубине удержания. Снижения скорости нагрева достигают криогенным охлаждением электродов ловушки [29; 30], применением сверхпроводников [31], а также плазменной и лазерной очисткой поверхностей [32—34]; в современных криогенных системах достигнуты скорости нагрева менее одного фонона в секунду при расстоянии от иона до электродов порядка 100 мкм [31]. В настоящей работе для экспериментальной апробации этих подходов спроектирована, собрана и охарактеризована планарная ионная ловушка Пауля: в неё захвачен и локализован ион $^{171}Yb^{+}$, проведена его спектроскопия и измерены темпы нагрева. Соответствующие результаты представлены в Главе 1.

Дальнейшее наращивание числа функциональных зон и электродов в архитектуре QCCD — вплоть до сотен тысяч электродов в перспективных многозонных чипах — делает изготовление и независимое управление такими структурами нетривиальной технологической задачей, в которую упирается масштабирование ионных процессоров. Одной из базовых операций, определяющих сложность электродной структуры, является разделение цепочки ионов на независимые подцепочки при переносе между зонами чипа. В Главе 2 настоящей работы рассчитывается и оптимизируется топология планарной ловушки Пауля, электродная структура которой — две симметричные секции по три пары боковых DC-электродов и один центральный разделяющий электрод — обеспечивает разделение ионной цепочки с минимальным дополнительным нагревом.

Помимо ограничений, связанных с нагревом, масштабируемость ионных квантовых процессоров сдерживает второе, не менее жёсткое ограничение —

достоверность двухкубитных операций. Наиболее быстрые и точные на сегодняшний день двухкубитные гейты реализуются оптическими полями и используют коллективное колебательное движение цепочки ионов [35—37], однако их точность фундаментально ограничена спонтанным распадом возбуждённого состояния, используемого для создания спин-зависимой силы. Для преодоления этого ограничения ещё в начале 2010-х годов было предложено возбуждать соответствующие переходы напрямую в микроволновом диапазоне при помощи антенн, интегрированных в ловушку [38]. Поскольку длина волны микроволнового излучения на много порядков превышает размер волнового пакета иона, создание требуемого градиента поля возможно лишь при близком расположении проводника к иону — преимущество, которое обеспечивает именно планарная геометрия ловушки [23; 39]. По мере развития метода точность возрастала за счёт увеличения длительности операции, и лишь в 2025 году удалось достичь точности 99,995% при времени операции порядка 100 мкс [15]. Такая длительность, однако, всё ещё существенно превышает время оптических гейтов, что делает увеличение скорости безлазерных двухкубитных операций отдельной актуальной задачей. Расчёту достижимой скорости двухкубитной микроволновой операции в планарной ловушке посвящена Глава 3 настоящей работы.

Достигнутые экспериментально скорости микроволновых операций, однако, относятся к лёгким ионам — таким как $^{9}Be^{+}$ и $^{43}Ca^{+}$. Величина спин-зависимой силы определяется исключительно градиентом переменного магнитного поля и не зависит от массы иона, однако при одной и той же силе лёгкий ион приобретает большее ускорение, что и позволяет выполнять операцию быстрее. Для тяжёлого иона $^{171}Yb^{+}$, обладающего рядом практических преимуществ для квантовых вычислений, увеличение массы приводит к соответствующему падению скорости микроволновой операции, поэтому реализация в нём одновременно быстрого и высокоточного двухкубитного гейта остаётся открытым вопросом. Один из путей его решения даёт *omg*-архитектура кубита, использу-

ющая оптические, метастабильные и основные состояния иона совместно [40]: перенос населённости в долгоживущее метастабильное состояние на время гейта позволяет вести операцию на длинноволновом переходе 1162 нм, где доступна существенно большая мощность излучения. Это даёт возможность сократить длительность гейта и тем самым уменьшить вероятность спонтанного распада за время операции, сохраняя при этом возможность использовать глобальное, несфокусированное оптическое поле. В настоящей работе для реализации такой схемы двухкубитной LS-операции в ионе $^{171}Yb^{+}$ предлагается использовать переход на длине волны 1162 нм в метастабильное состояние $^{2}F_{5/2}$; в Главе 4 приводятся результаты впервые выполненной спектроскопии этого перехода, включая определение времени жизни, сверхтонкого расщепления и g_J-фактора Ланде состояния $^{2}F_{5/2}$, необходимые для расчёта параметров гейта.

Таким образом, технологии масштабирования квантовых вычислителей на холодных ионах в планарных ловушках Пауля развиваются в основном в двух направлениях: транспорт большого числа ионов в пределах одного вычислителя и повышение достоверности двухкубитных операций. Логика настоящей работы состоит в последовательном переходе от экспериментальной реализации планарной ловушки и подтверждения достаточных темпов нагрева (Глава 1) через расчёт структуры электродов для разделения ионной цепочки (Глава 2) и оценку скорости безлазерных двухкубитных операций (Глава 3) к спектроскопическому обоснованию быстрого и высокоточного оптического гейта на тяжёлом ионе (Глава 4).

Целью данной работы являлись исследование и разработка методов масштабирования ионных квантовых компьютеров.

Для достижения этой цели было необходимо решить следующие научные **задачи**:

1. Спроектировать и собрать экспериментальную установку по захвату ионов в планарную ловушку.

2. Захватить ион в планарную ловушку, провести его спектроскопию и измерить темпы нагрева.

3. Рассчитать и спроектировать планарную ловушку Пауля для квантовых вычислений на основе архитектуры QCCD.

4. Исследовать возможные конфигурации микроволновых антенн для реализации безлазерной перепутывающей операции.

5. Оценить длительность двухкубитной перепутывающей операции с использованием микроволнового излучения.

6. Провести спектроскопию перехода $^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow {}^2\mathrm{F}_{5/2}$ в ионе $^{171}\mathrm{Yb}^+$ и определить параметры состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$.

Научная новизна:

1. Методом измерения среднего числа колебательных квантов энергии по затуханию Раби-осцилляций дипольно-запрещённого перехода измерены темпы нагрева одиночного иона $^{171}\mathrm{Yb}^+$ в планарной ионной ловушке. Метод позволяет характеризовать влияние шумов электрического поля, создаваемого электродами ловушки, на скорость нагрева иона.

2. Предложена конфигурация электродов планарной ионной ловушки и интегрированной микроволновой антенны, позволяющая выполнять микроволновые двухкубитные операции для ионов $^9\mathrm{Be}^+$ и $^{43}\mathrm{Ca}^+$ за время менее 30 мкс, что более чем в 3 раза меньше длительности аналогичных операций, достигнутой в опубликованных ранее работах.

3. Впервые выполнена лазерная спектроскопия перехода $^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow {}^2\mathrm{F}_{5/2}$ в ионе $^{171}\mathrm{Yb}^+$ и определены параметры метастабильного состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$.

Практическая значимость

Полученные в работе результаты представляют интерес для дальнейшего развития масштабируемых ионных квантовых процессоров на основе архитектуры QCCD.

Созданная в рамках работы экспериментальная установка с планарной ионной ловушкой представляет собой технологическую платформу для дальнейших исследований, направленных на изучение свойств таких систем и постепенное наращивание их сложности.

Разработанная и рассчитанная конфигурация ловушки может быть использована для разделения ионной цепочки на подцепочки с минимальным дополнительным нагревом, что является одной из ключевых операций в рамках данной архитектуры.

Предложенная схема с использованием микроволновых токов, а также выполненные оценки времени двухкубитной операции демонстрируют перспективность безлазерных подходов с точки зрения достижения высоких скоростей выполнения квантовых гейтов. Это открывает возможности для экспериментальной реализации микроволновых операций в планарных ловушках.

Проведённые спектроскопические исследования, включая определение энергии, времени жизни и g_J-фактора Ланде состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$, имеют самостоятельную научную ценность. Кроме того, рассматриваемый переход может быть использован для реализации операций управления квантовыми состояниями ионов, как показано в данной работе.

Методология и методы исследования

Электромагнитные поля, создаваемые планарными ловушками Пауля, моделировались численно методом конечных элементов. Спектроскопия перехода $^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow {}^2\mathrm{F}_{5/2}$ проводилась на уже собранной экспериментальной установке с объёмной ловушкой Пауля, тогда как захват, удержание и спектроскопия иона $^{171}\mathrm{Yb}^+$ на переходе $^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\mathrm{D}_{3/2}$ осуществлялись в специально спроектиро-

ванной и изготовленной для этого экспериментальной установке с планарной ловушкой. Полученные экспериментальные данные аппроксимировались теоретическими моделями для определения искомых параметров.

Положения, выносимые на защиту:

1. Планарные ионные ловушки с золотыми электродами толщиной 400 нм, сформированными на нитрид-кремниевой подложке (Si_3N_4), являются надёжным высокотехнологичным инструментом для удержания иона при их использовании в лазерной спектроскопии для регистрации квадрупольного перехода $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$ в одиночном ионе $^{171}Yb^+$ с малой спектральной шириной (< 360 Гц), что делает их перспективной платформой для проведения прецизионных спектроскопических экспериментов и работы с оптическими кубитами.

2. Использование метода измерения среднего числа колебательных квантов энергии по затуханию Раби-осцилляций на квадрупольном переходе $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$ в одиночном ионе $^{171}Yb^+$ позволяет определить скорость нагрева иона за счёт шумов электрического поля, создаваемых электродами ловушки. В ловушке с золотыми электродами толщиной 400 нм, сформированными на нитрид-кремниевой подложке, при секулярной частоте иона 1,06 МГц и высоте иона над ловушкой 220 мкм достигается скорость нагрева менее 1000 колебательных квантов энергии в секунду. При этих условиях энергия иона возрастает не более чем на один колебательный квант за характерное время двухкубитной операции $\tau = 1$ мс, что позволяет достигать высоких достоверностей.

3. Теоретически достижимое время проведения микроволновой двухкубитной операции для лёгких ионов $^9Be^+$ и $^{43}Ca^+$ при температуре ловушки ниже 10 K и высоте расположения ионов над поверхностью не менее 65 мкм составляет менее 30 мкс, что более чем в 3 раза меньше рекордных

длительностей аналогичных операций.

4. Двухстадийная лазерная спектроскопия $^2\mathrm{S}_{1/2} \to {}^2\mathrm{D}_{3/2} \to {}^2\mathrm{F}_{5/2}$ с использованием метастабильного состояния $^2\mathrm{D}_{3/2}$ в одиночном ионе $^{171}\mathrm{Yb}^+$ позволила впервые определить частоту перехода $\left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F = 2, m_F = 0\right\rangle \to \left|{}^2\mathrm{F}_{5/2}, F = 3, m_F = 0\right\rangle$ ($\lambda = 1162$ нм), а также атомные параметры состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$. Частота этого перехода и частота сверхтонкого расщепления состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$ составляют соответственно 258036059455(3) кГц и 4840496(2) кГц, g_J-фактор Ланде равен 0,8580(3), а время жизни $^2\mathrm{F}_{5/2}$ — 590(60) мкс. Погрешность измерения энергии уровня $^2\mathrm{F}_{5/2}$ уменьшена на пять порядков по сравнению с ранее известными данными.

Достоверность результатов работы подтверждается применением аттестованных измерительных приборов, воспроизводимостью полученных экспериментальных данных, а также согласием результатов расчётов и численного моделирования с данными экспериментов.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались автором лично на трёх конференциях:

1. И.С. Герасин, Н.О. Жаднов, К.С. Кудеяров, К.Ю. Хабарова, И.А. Семериков, Н.Н. Колачевский, Планарная ловушка Пауля для квантовых вычислений на ионах 171Yb+// 17-я Всероссийская конференция с международным участием «Физика ультрахолодных атомов», г. Новосибирск, 2023 г.

2. Ilya Gerasin, Nikita Zhadnov, Konstantin Kudeyarov, Ksenia Khabarova, Ilya Semerikov, Nikolay Kolachevskiy, Design of Planar Pauli trap for quantum computing// 7-я Международная школа по квантовым технологиям, г. Миасс, 2024 г.

3. И.С. Герасин, И.А. Семериков, Разработка линейной ловушки Пауля для квантовых вычислений// 66-я Всероссийская научная конференция МФТИ, г. Долгопрудный, 2024 г.

Публикации автора по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 4 статьях в рецензируемых научных изданиях, индексируемых Web of Science:

1. **Gerasin I.**, Zhadnov N., Kudeyarov K., Khabarova K., Kolachevsky N., Semerikov I. Optimized surface ion trap design for tight confinement and separation of ion chains //Quantum Reports. – 2024. – Т. 6. – №. 3. – С. 442-451.

2. **Gerasin I.**, Semerikov I., Zhang W. Surface Ion Trap for Fast Microwave Gates //Chips. – 2025. – Т. 4. – №. 4. – Ст. №41.

3. Sidorov P., Kamenskikh P., **Gerasin I.**, Borisenko A., Zalivako I., Semerikov I., Khabarova K., Kolachevsky N. Measurement of lifetime, hyperfine splitting, and Landé g_J factor of the $^2F_{5/2}$ state in $^{171}Yb^+$ //Physical Review A. – 2026. – Т. 113. – №. 4. – Ст. №042812.

4. **Герасин И. С.**, Русских А. М., Жаднов Н. О., Кудеяров К. С., Шерстов И. В., Семериков И. А., Колачевский Н. Н. Оптическая спектроскопия и измерение темпов нагрева иона в планарной ловушке // Письма в ЖЭТФ. – 2026. – Т. 124. – № 1. – С. 31-37.

Личный вклад

При решающем участии автора была спроектирована и собрана экспериментальная установка по захвату ионов в планарную ловушку. Эксперименты на ней — захват, спектроскопия и измерение темпов нагрева — были проведены им лично. Автор лично проводил численное моделирование топологий планарных

ловушек Пауля и микроволновых антенн, оптимизацию параметров потенциала и расчёт длительности микроволнового гейта. При активном участии автора проводилась спектроскопия уровня $^2\mathrm{F}_{5/2}$, обработка результатов выполнена лично автором.

Глава 1

Эксперимент по захвату ионов в планарную ловушку

Для реализации экспериментов по захвату ионов в планарную ловушку, а также для исследования темпов их нагрева была разработана и собрана специализированная экспериментальная установка. Архитектура установки построена по модульному принципу и включает несколько функционально взаимосвязанных подсистем.

Ключевым элементом установки является вакуумная система, обеспечивающая формирование пучка нейтральных атомов, их ионизацию, последующий захват и длительное удержание ионов при сверхвысоком вакууме, а также необходимый оптический доступ к области ловушки. Для создания удерживающего потенциала используется система питания ловушки, формирующая как постоянные, так и радиочастотные напряжения требуемой амплитуды и стабильности. Оптическое управление внутренними и внешними степенями свободы ионов осуществляется при помощи лазерной системы, включающей источники излучения на необходимых длинах волн, а также элементы стабилизации частоты и управления интенсивностью. Регистрация состояния ионов реализована посредством системы оптического детектирования, включающей объектив с высокой

числовой апертурой, спектральный фильтр и EMCCD-камеру. Согласованная работа всех перечисленных компонентов обеспечивается электронной системой управления, отвечающей за синхронизацию процессов, коммутацию напряжений и формирование управляющих сигналов. Каждая из этих подсистем подробно рассматривается в соответствующем разделе настоящей главы; там же описываются экспериментальные методики, использованные в ходе работы.

1.1 Вакуумная система

Уровень остаточного давления в вакуумной камере относится к числу определяющих параметров в экспериментах по квантовой логике с одиночными ионами. Глубина потенциальной ямы планарной ионной ловушки достигает лишь нескольких десятков мэВ, что формально допускает возможность выбивания иона частицами фонового газа, поэтому именно давление в камере в конечном итоге задаёт характерное время удержания ионов, охлажденных до доплеровского предела. Кроме того, основные механизмы потерь связаны с процессами перезарядки и химическими реакциями, возникающими при столкновениях иона с нейтральными атомами остаточного газа [41].

Помимо уменьшения времени жизни иона в ловушке, повышенное давление приводит к деградации когерентных свойств квантовых состояний. Упругие и неупругие соударения с частицами фонового газа вызывают декогеренцию возбуждённых состояний [42], что сопровождается разрушением квантовой суперпозиции и ограничением достижимого времени когерентности. Данный эффект критичен для реализации высокоточных одно- и двухкубитных операций.

По этой причине в установках, предназначенных для выполнения квантово-логических протоколов, давление остаточного газа поддерживается, как правило, на уровне ниже 10^{-9} мбар [43; 44]. Достижение и долговременная стабилизация столь низкого давления требуют применения комплекса специализиро-



Рисунок 1.1 Вакуумная камера, используемая для захвата и удержания ионов.

ванных инженерных решений.

В представленной работе для получения сверхвысокого вакуума используется камера KIMBALL PHYSICS MCF450-SphOct-E2A8-A (рис. 1.1), изготовленная из электрополированной нержавеющей стали. Электрополировка уменьшает микрошероховатость поверхности и, как следствие, эффективную площадь десорбции, что снижает интенсивность дегазации и способствует достижению более низкого остаточного давления. Камера оснащена шестью оптическими портами стандарта CF-16 для ввода лазерного излучения, а также портом CF-63, используемым для регистрации флуоресценции ионов. Для первичной откачки к камере подключается турбомолекулярный насос через вакуумный вентиль. В рабочем режиме поддержание вакуума обеспечивается ионным насосом «Время-Ч». В нижний фланец (рис. 1.2) герметично вварен электрический ввод на 35 пинов MIL-C-5015 FHM-A35-W, предназначенный для передачи радиочастотных и постоянных сигналов на планарную ловушку. На том же фланце

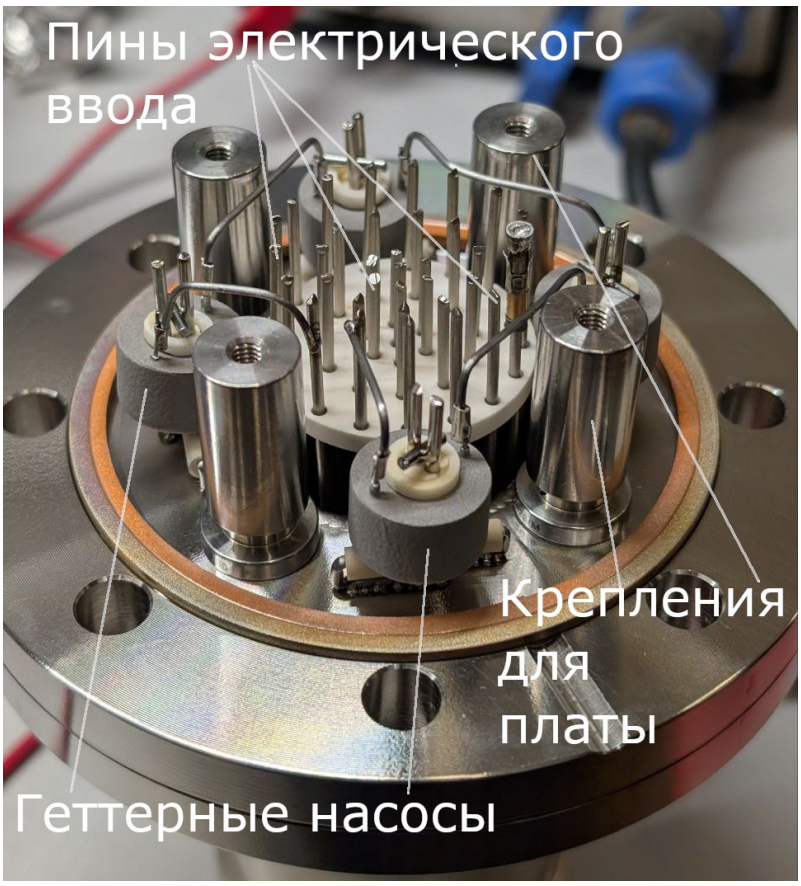


Рисунок 1.2 Нижний фланец с электрическим вводом, геттерными насосами и креплением для платы.

установлены геттерные насосы SAES Porous Getters ST171 HI/16-10, закреплённые на керамическом держателе. Использование керамики обусловлено необходимостью термоизоляции: при активации геттеры нагреваются до температур в несколько сотен градусов Цельсия, и тепловая развязка предотвращает перегрев металлического фланца. Кроме того, на нижнем фланце размещены опорные элементы для монтажа печатной платы с планарной ловушкой.

Для уменьшения газовыделения внутренних поверхностей вакуумная система подвергалась процедуре отжига. Камера была соединена с турбомолекулярным насосом и нагрета до температуры 150°C, которая поддерживалась в течение одной недели. В процессе термообработки геттерные насосы неоднократно активировались путём пропускания через них электрического тока, что повышало их сорбционную способность и способствовало дополнительному



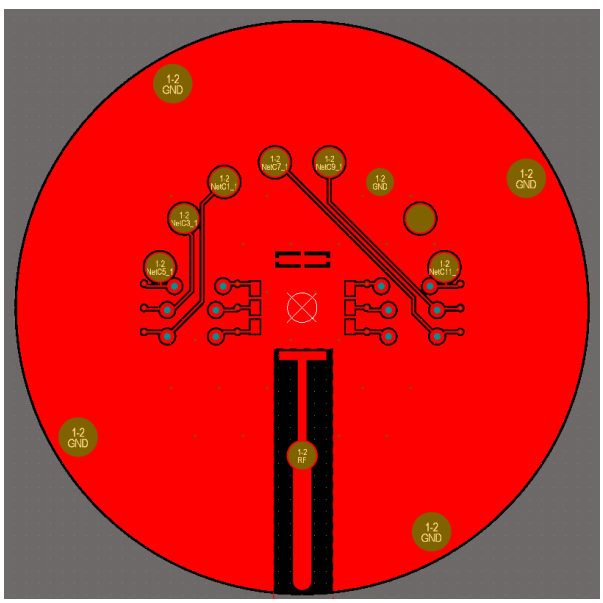
Рисунок 1.3 Атомный испаритель для формирования пучка нейтральных атомов.

снижению остаточного давления.

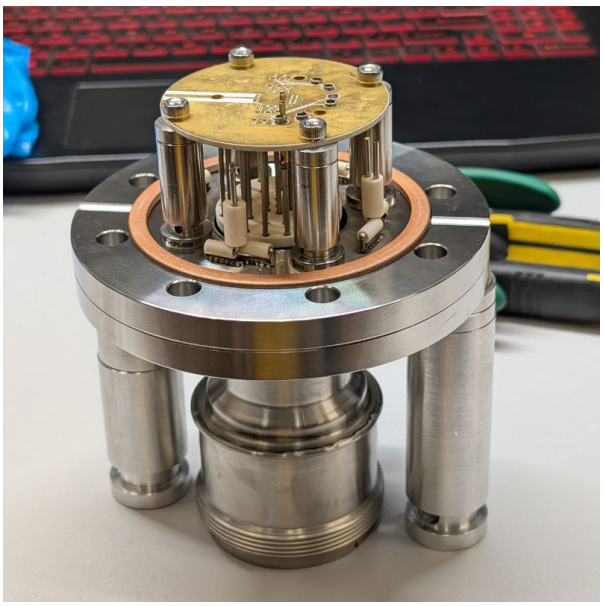
Для загрузки ионов в ловушку в камере реализован атомный испаритель (рис. 1.3), формирующий направленный пучок нейтральных атомов иттербия. Конструктивно он выполнен на основе металлической иглы диаметром 0,6 мм, в которой сформирован тонкий перешеек с повышенным электрическим сопротивлением. В одну из частей иглы помещаются тонкие полоски иттербия. Концы иглы подключаются к различным электродам вакуумного электрического ввода. При пропускании тока через иглу наибольший нагрев локализуется в области перешейка, что приводит к эффективному испарению металла. Геометрия иглы обеспечивает преимущественно направленный характер атомного пучка, что повышает эффективность загрузки ионов в область минимума псевдопотенциала ловушки.

1.2 Питание ловушки

Для корректной работы ионной ловушки на её электроды необходимо подавать радиочастотное (RF) напряжение, формирующее псевдопотенциал удержания,



а)



б)

Рисунок 1.4 Печатная плата, разработанная для разводки напряжений на ловушку: *а*) — схема печатной платы; *б*) — плата, надетая на фланец

а также набор постоянных (DC) напряжений, используемых для продольной конфигурации потенциала и управления положением ионов. С целью распределения и фильтрации электрических сигналов была разработана специализированная печатная плата с интегрированными фильтрами нижних частот (рис. 1.4).

Сигналы от пинов вакуумного электрического ввода через разъемы, припаянные к плате, подаются по соответствующим дорожкам непосредственно к контактным площадкам (падам) платы. Электрическое соединение между платой и чипом осуществляется посредством золотых бонд-проводов, привариваемых методом ультразвуковой сварки к контактным площадкам на плате и на поверхности ловушки.

Шесть DC-электродов подключены к вакуумному вводу через π-фильтры. Их использование необходимо для подавления высокочастотных шумовых компонент в цепях постоянного напряжения, поскольку такие флуктуации могут приводить к дополнительному нагреву ионов и ухудшению их когерентных

свойств. Параметры фильтров были подобраны на основе расчётов и предварительного SPICE-моделирования. Частота среза по уровню -3 дБ составляет 1 кГц, а на частоте 8,5 МГц, соответствующей рабочей частоте RF-напряжения, обеспечивается подавление более 130 дБ. Все линии имеют общую точку заземления, соединённую с корпусом вакуумной камеры. Плата изготовлена из вакуум-совместимого материала WL-CT350, пригодного для эксплуатации в условиях сверхвысокого вакуума.

Для питания RF-электродов требуется подача переменного напряжения с амплитудой порядка 100–200 В на частоте 8,5 МГц. При этом электрическая нагрузка ловушки существенно отличается от стандартной 50-омной нагрузки, принятой в радиочастотной технике, и носит преимущественно ёмкостный характер с эффективной ёмкостью порядка десятков пикофарад. В связи с этим возникает задача согласования импеданса генератора с нагрузкой ловушки.

Для решения данной задачи применяется резонансный трансформатор [45]. В описываемой установке резонансная схема размещена вне вакуумной камеры (рис. 1.5). Трансформатор содержит предварительно откалиброванный ёмкостный делитель, позволяющий контролировать амплитуду напряжения непосредственно на электродах ловушки. На его вход подаётся сигнал от генератора Stanford Research Systems SG382, усиливаемый двухваттным RF-усилителем. Помимо согласования импедансов, резонансный трансформатор выполняет функцию полосового фильтра, эффективно подавляя компоненты спектра вне резонансной частоты и тем самым снижая уровень паразитных возбуждений.

1.3 Планарная ловушка

В эксперименте использовалась планарная ионная ловушка, изготовленная в Сколковском институте науки и технологий (Сколтех) [46]. Геометрия ловушки

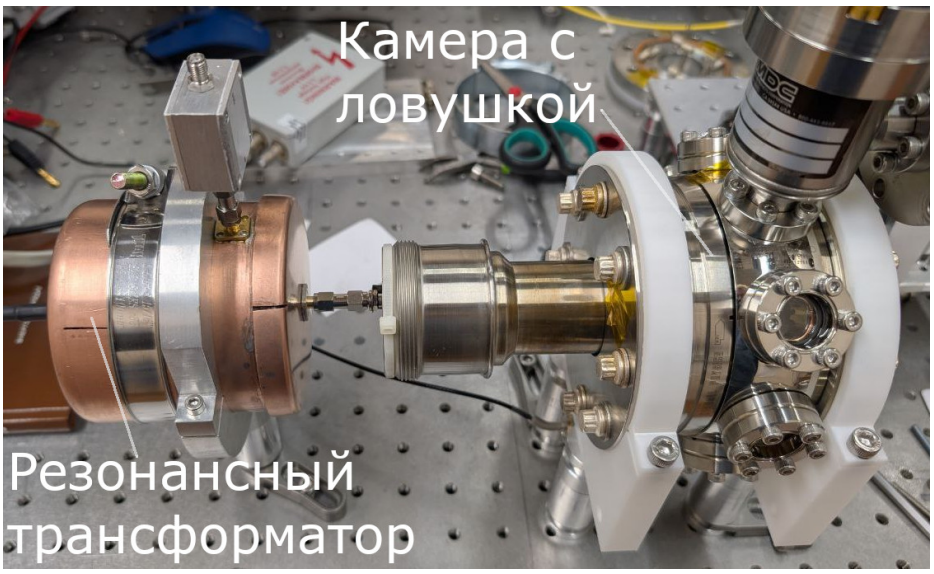
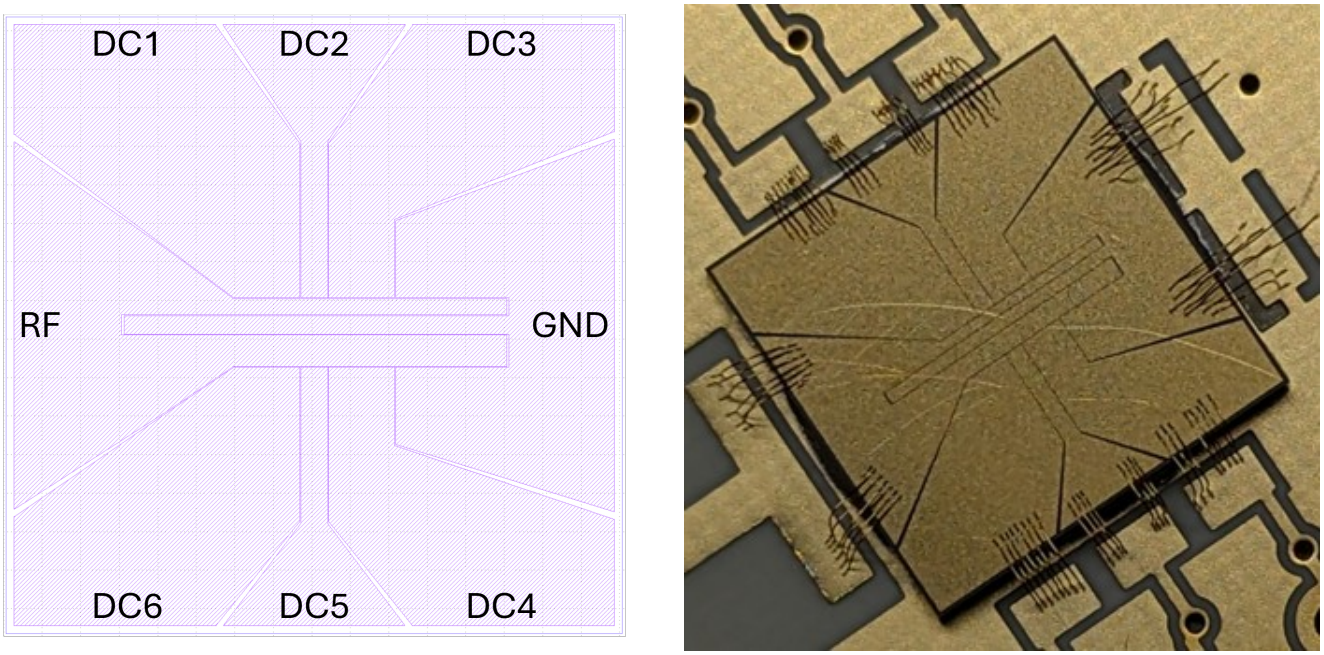


Рисунок 1.5 Резонансный трансформатор, подсоединённый к ловушке

представлена на рис. 1.6. Ловушка выполнена по однослойной технологии на подложке из нитрида кремния (Si_3N_4) толщиной 1 мм; электроды сформированы из золота толщиной 400 нм. Конструкция включает восемь электродов, каждый из которых электрически соединён с контактными площадками переходной платы посредством золотых проволок, приваренных методом ультразвуковой сварки.

Радиочастотный (RF) и заземляющий (GND) электроды формируют псевдопотенциал, обеспечивающий поперечное удержание иона. RF-электрод подключён к резонансному трансформатору через один из пинов разъёма MIL-C, тогда как GND-электрод заземлён на плату, которая, в свою очередь, электрически соединена с корпусом вакуумной камеры. Шесть постоянных электродов (DC1–DC6) используются для формирования аксиального потенциала и управления положением ионов над поверхностью ловушки. Эти электроды подключены к цифро-аналоговым преобразователям через π-фильтры, обеспечивающие подавление высокочастотных шумов. Диапазон задаваемых напряжений составляет от -10 до 10 В.

Для данной геометрии ловушки было выполнено численное моделирование, позволившее определить набор напряжений на DC-электродах, обеспечиваю-



а) б)

Рисунок 1.6 Планарная ловушка, используемая для поимки ионов: *а*) — схема расположения электродов; *б*) — фотография изготовленного чипа с развареными контактами

щий удержание иона вблизи минимума псевдопотенциала. Следует, однако, отметить, что из-за наличия паразитных электрических полей и шумов реальное положение минимума может отличаться от расчётного и требует дополнительной экспериментальной калибровки. Высота иона над поверхностью, согласно моделированию, составляет 220 мкм.

1.4 Оптическая система

1.4.1 Фотоионизация атомного пучка

Прежде чем захватить ионы, в область удержания ловушки вводятся нейтральные атомы того элемента, ионы которого требуется захватить, в нашем случае это атомы ^{171}Yb для последующей фотоионизации.

Если рассматриваемый элемент обладает достаточно высоким давлением

насыщенных паров при комнатной температуре (как, например, ртуть), то требуемая концентрация атомов может быть обеспечена путём подачи паров вещества в вакуумную камеру при умеренном парциальном давлении [47]. Однако для иттербия такой подход не реализуем, поэтому используются специальные источники атомов — термические испарители, размещённые в непосредственной близости от ловушки.

Типичный испаритель представляет собой небольшую камеру или капсулу, содержащую исследуемое вещество, снабжённую электрическим нагревателем и системой диафрагм, формирующих атомный пучок. При нагреве вещества происходит термическая эмиссия атомов, и формирующийся поток нейтральных частиц направляется так, чтобы он проходил через область пространственного захвата ловушки, обеспечивая тем самым загрузку ионов.

Для прямой однофотонной ионизации большинства атомов для квантовых вычислений требуется излучение в ультрафиолетовом диапазоне, для которого лазерные источники пока остаются технически сложными и дорогостоящими. Поэтому на практике чаще применяется двухступенчатая схема: сначала атом возбуждается в промежуточное резонансное состояние, после чего вторым фотоном — того же или иного источника — производится фотоотрыв электрона. Так, для фотоионизации иттербия используется первый лазер на 399 нм для перевода нейтрального атома в промежуточное энергетическое состояние, а затем излучение на длине волны 369 нм (порог ионизации 394 нм), используемое так же для охлаждения, производит перевод электрона в континуум и ионизацию атома [48] (Рис. 1.7). Достоинство данной схемы заключается в возможности использования лазеров с большей длиной волны, которые проще реализовать экспериментально. Кроме того, благодаря резонансной природе первого этапа, процесс фотоионизации приобретает выраженную селективность по элементу, а при достаточном изотопическом сдвиге и оптимальном выборе геометрии — в частности, при пересечении ионизирующего лазерного пучка и атомного потока под

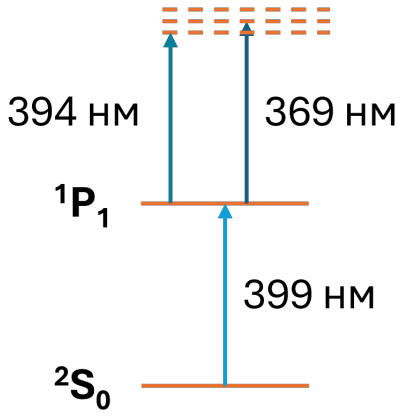


Рисунок 1.7 Схема ионизации атома ^{171}Yb.

прямым углом — также и по изотопу. Для иттербия такая селективная загрузка практически реализуема: изотопические сдвиги линии перехода $^1S_0 \to {}^1P_1$ составляют сотни мегагерц и превышают доплеровскую ширину линии в поперечно пересекаемом атомном пучке, так что настройкой частоты излучения на 399 нм можно избирательно загружать нужный изотоп. Соответствующий экспериментально измеренный спектр с разрешёнными изотопическими компонентами приведён в разделе 1.5.1 (рис. 1.15).

Благодаря высокой эффективности, связанной с большим сечением резонансного возбуждения, и высокой избирательности, метод фотоионизации стал одним из наиболее предпочтительных при реализации экспериментов, направленных на точные спектроскопические измерения и построение квантовых вычислительных систем. Основные преимущества фотоионизации проявляются при сравнении с альтернативным методом — ионизацией электронным ударом при помощи электронной пушки. Последняя не обеспечивает селективности: ионизуются все элементы и изотопы, присутствующие в области захвата, вследствие чего в ловушку попадают посторонние ионы, нарушающие структуру кристалла и спектр колебательных мод. Кроме того, поток электронов приводит к зарядке электродов и диэлектрических участков вблизи области удержания. Для планарных ловушек последнее обстоятельство особенно критично: электроды расположены в непосредственной близости от иона, поэтому

накопленный на них заряд создаёт паразитные статические поля, смещающие ион из минимума псевдопотенциала, и повышает уровень шумов, приводящих к аномальному нагреву. При фотоионизации поток заряженных частиц отсутствует, а вакуумные условия в процессе загрузки не ухудшаются. Тем не менее, полностью исключить накопление зарядов невозможно — оно может возникать под воздействием излучения фотоионизационного лазера.

Главным ограничением данного подхода является необходимость применения одного или двух коротковолновых лазеров и поддержания их частот в резонансе с выбранными атомными переходами. Это усложняет и удорожает экспериментальную установку.

1.4.2 Доплеровское охлаждение

Доплеровское охлаждение используется в настоящей работе как первый этап подготовки иона, обеспечивающий выполнение условий режима Лэмба–Дике перед спектроскопией. Метод основан на возбуждении квазициклического оптического перехода излучением, отстроенным в красную область относительно резонанса на величину Δ. Поглощение фотона сопровождается передачей иону импульса $\hbar k$ вдоль волнового вектора пучка, тогда как последующее спонтанное излучение изотропно, и усреднённый по многим циклам импульс отдачи обращается в нуль. Вследствие эффекта Доплера скорость рассеяния зависит от проекции скорости иона на направление пучка, что и приводит к появлению силы, пропорциональной скорости.

Скорость рассеяния фотонов двухуровневой системой описывается лоренцевским профилем

$$\Gamma_{sc}(v) = \frac{\Gamma}{2} \frac{S}{1 + S + \left(\dfrac{2(\Delta - kv)}{\Gamma} \right)^2}, \tag{1.1}$$

где Γ — естественная ширина перехода, $S = I/I_{sat}$ — параметр насыщения, v —

проекция скорости иона на волновой вектор. Разложение (1.1) по малой скорости даёт силу трения $F = -\beta v$, коэффициент которой максимален при $\Delta < 0$. Конкуренция этого трения с диффузионным нагревом, обусловленным дискретностью актов поглощения и случайным направлением спонтанно испущенных фотонов, определяет стационарную температуру. Минимум достигается при отстройке

$$\Delta = -\frac{\Gamma\sqrt{1+S}}{2}, \tag{1.2}$$

которой соответствует доплеровский предел [49]

$$T_D = \frac{7}{5}\,\frac{\hbar\Gamma\sqrt{1+S}}{4k_B}, \tag{1.3}$$

где k_B — постоянная Больцмана, а множитель $7/5$ учитывает усреднение направления отдачи при спонтанном излучении для дипольного перехода. Из (1.3) следует, что для работы вблизи предела параметр насыщения следует поддерживать порядка единицы: дальнейшее увеличение интенсивности повышает достижимую температуру, тогда как её уменьшение замедляет охлаждение.

Предельная температура задаётся шириной линии, однако скорость охлаждения также пропорциональна Γ, поэтому переходы уже 100 кГц–1 МГц делают процесс слишком медленным и требуют чрезмерной стабильности частоты лазера. По этой причине на стадии предварительного охлаждения используют сильные дипольные переходы шириной в десятки мегагерц.

В ловушке ион совершает секулярные колебания по трём направлениям, и охлаждается лишь та компонента движения, на которую проецируется волновой вектор пучка. Для моды с единичным вектором $\mathbf{e}_i$, составляющим угол θ_i с волновым вектором, эффективная скорость охлаждения пропорциональна $\cos^2\theta_i$, а достижимая температура этой моды возрастает как

$$T_i \simeq \frac{T_D}{\cos^2\theta_i}. \tag{1.4}$$

Отсюда вытекает требование к геометрии эксперимента: единственный охлаждающий пучок должен иметь ненулевую проекцию на все три главные оси

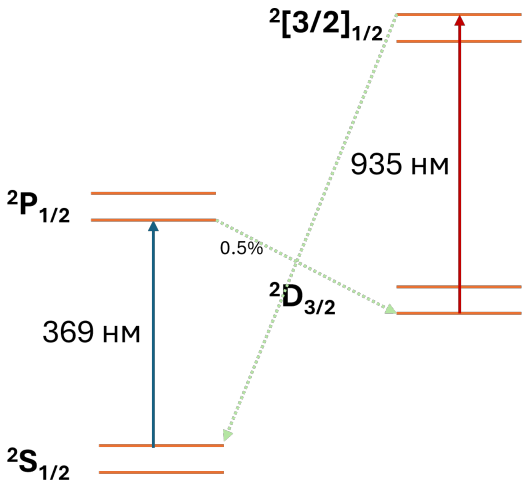


Рисунок 1.8 Уровни и переходы, используемые для доплеровского охлаждения $^{171}Yb^+$. Пунктиром обозначены спонтанные распады.

секулярного движения, причём углы θ_i не должны быть близки к $\pi/2$. В планарной ловушке это условие не выполняется автоматически, поскольку одна из радиальных мод направлена по нормали к поверхности чипа, тогда как пучок распространяется вдоль неё; способ решения этой проблемы за счёт асимметрии электродной структуры рассматривается в Главе 2.

Строго циклический переход у большинства используемых ионов отсутствует; на практике имеется *квазициклический* переход, для которого возбуждённое состояние с малой вероятностью распадается в третье, метастабильное состояние. Для возврата населённости в цикл применяют дополнительный перекачивающий лазер [50].

Используемые для полного цикла доплеровского охлаждения $^{171}Yb^+$ уровни и переходы представлены на Рис. 1.8. Основной переход для доплеровского охлаждения в рассматриваемом ионе — переход $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ на длине волны 369 нм. Этот переход является квазициклическим: с вероятностью 99,5%[51] верхнее состояние $^2P_{1/2}$ распадётся обратно в основное, а с вероятностью 0,5%[51] — в состояние $^2D_{3/2}$, время жизни которого составляет 52,7 мс[51], что уже достаточно продолжительно, чтобы прервать цикл доплеровского охлаждения. Поэтому используется дополнительная перекачка при помощи лазера на

длине волны 935 нм в состояние $^2[3/2]_{1/2}$, время жизни которого составляет уже 37,7 нс [51]. Кроме того, для эффективного охлаждения необходимо учитывать сверхтонкое расщепление уровней: на практике это означает, что в дополнение к основному излучению требуется лазерное поле с отстройкой от единиц до десятков ГГц, индуцирующее разрешённые переходы между соответствующими подуровнями. Подробнее эта схема будет описана далее, при рассмотрении оптической системы установки.

1.4.3 Система охлаждения и ионизации

Для ионизации атомов и последующего захвата ионов используется оптическая схема, представленная на рис. 1.9. Основным элементом системы охлаждения является лазерное излучение на длине волны 369 нм, генерируемое лазером Toptica DL Pro, частота которого стабилизируется по высокоточному волномеру Angstrom HighFinesse WS8-2 с точностью 1 МГц.

Излучение на 369 нм проходит через электрооптический модулятор (EOM), на который подаётся сигнал с частотой 14,7 ГГц. В результате фазовой модуляции формируется дополнительная боковая гармоника, обеспечивающая возбуждение перехода между сверхтонкими компонентами основного состояния $\left|^2S_{1/2}, F = 0\right\rangle$ и возбуждённого состояния $\left|^2P_{1/2}, F = 1\right\rangle$. Это необходимо для предотвращения накопления населённости в «тёмном» сверхтонком подуровне.

Далее пучок направляется в акустооптический модулятор (AOM), работающий на частоте 80 МГц. В эксперименте используется +1 дифракционный порядок, который вводится в оптическое волокно. Таким образом, AOM выполняет функцию быстрого оптического затвора, обеспечивая эффективное включение и выключение излучения с высокой временной точностью.

После прохождения через модуляторы излучение на 369 нм может использоваться в трёх режимах:

1. выключенный AOM — излучение не достигает иона;

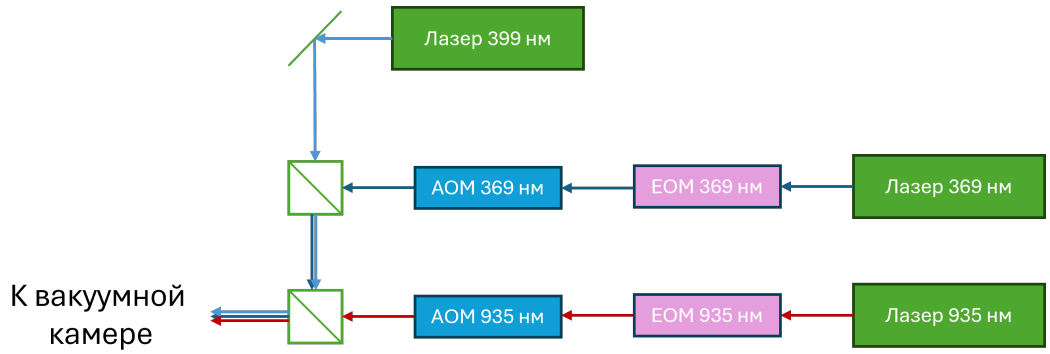


Рисунок 1.9 Принципиальная схема, используемая для лазерного охлаждения

2. включённый AOM и выключенный EOM — реализуется одночастотное излучение, возбуждающее переход $\left|^2S_{1/2}, F=1\right\rangle \leftrightarrow \left|^2P_{1/2}, F=0\right\rangle$;

3. включённые AOM и EOM — к иону поступают две спектральные компоненты, что обеспечивает одновременное возбуждение переходов $\left|^2S_{1/2}, F=1\right\rangle \leftrightarrow \left|^2P_{1/2}, F=0\right\rangle$ и $\left|^2S_{1/2}, F=0\right\rangle \leftrightarrow \left|^2P_{1/2}, F=1\right\rangle$.

Для фотоионизации нейтральных атомов используется излучение на длине волны 399 нм, генерируемое отдельным лазером, также стабилизированным по волномеру WS8-2. Пучки на 369 нм и 399 нм пространственно совмещаются.

Дополнительно формируется пучок на длине волны 935 нм, предназначенный для накачки населённости из метастабильного состояния $\left|^2D_{3/2}\right\rangle$. Излучение генерируется лазером со стабилизацией по волномеру и проходит через электрооптический модулятор, управляемый сигналом с частотой 3,1 ГГц. Это позволяет возбуждать не только переход $\left|^2D_{3/2}, F=1\right\rangle \leftrightarrow \left|^2[3/2]_{1/2}, F=0\right\rangle$, но и $\left|^2D_{3/2}, F=2\right\rangle \leftrightarrow \left|^2[3/2]_{1/2}, F=1\right\rangle$, предотвращая накопление населения в различных сверхтонких компонентах метастабильного состояния. Далее излучение на 935 нм проходит через AOM, где используется $+1$ порядок дифракции, вводимый в волокно для формирования управляемых импульсов. На выходе такой схемы излучение снова может генерироваться в трех режимах, аналогично излучению на длине волны 369 нм.

На заключительном этапе пучки на 369 нм, 399 нм и 935 нм пространственно

объединяются и совместно вводятся в вакуумную камеру. Такая конфигурация существенно упрощает процедуру загрузки и захвата ионов, поскольку все необходимые излучения распространяются по одной оптической оси. Управление их положением в ловушке осуществляется с помощью одного зеркала, которое настраивается на область минимума псевдопотенциала.

1.4.4 Переход на длине волны 435 нм

Следующим ключевым переходом в ионе $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ является электрический квадрупольный переход с длиной волны $\lambda = 435$ нм между состояниями $\left|^2S_{1/2}, F = 0\right\rangle$ и $\left|^2D_{3/2}, F = 2\right\rangle$. Данный переход относится к числу слабых оптических переходов, запрещённых в дипольном приближении, что приводит к существенно увеличенному времени жизни возбуждённого состояния. Для уровня $\left|^2D_{3/2}\right\rangle$ время жизни составляет 52,7 мс, что соответствует естественной ширине линии порядка 19 Гц.

В контексте квантовых вычислений квадрупольный переход на длине волны 435 нм может быть использован для кодирования *оптических кубитов* или, в более общем случае, *кудитов*, где квантовая информация хранится в пространстве размерности больше двух [52]. Использование кудитов позволяет повысить информационную плотность на один физический ион, а также реализовать более компактные схемы квантовых алгоритмов и коррекции ошибок. Кроме того, наличие нескольких подуровней в состоянии $\left|^2D_{3/2}, F = 2\right\rangle$ открывает дополнительные возможности для управления внутренними степенями свободы иона при помощи оптических и микроволновых полей.

С метрологической точки зрения данный переход также представляет значительный интерес. Естественная ширина линии 19 Гц заметно превышает ширины часовых переходов, используемых в наиболее точных оптических стандартах: у октупольного перехода в $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ она лежит в миллигерцовом диапазоне, а у квадрупольных переходов в $^{40}\mathrm{Ca}^{+}$ и $^{9}\mathrm{Be}^{+}$ составляет около 1 Гц. Тем не

менее сочетание умеренной ширины линии с удобной для охлаждения и считывания структурой уровней делает рассматриваемый переход пригодным для реализации компактных оптических часов на одиночном ионе [48]. В подобных системах ограничивающим фактором стабильности и точности является именно ширина опорного перехода, а также возможность его высокоточного и воспроизводимого возбуждения.

Особую роль квадрупольный переход играет в контексте реализации *однокубитных и однокудитных операций*. Однокубитные операции являются фундаментальным элементом любой архитектуры квантового компьютера: они используются для инициализации квантовых состояний, реализации универсальных наборов логических вентилей, динамической коррекции ошибок и компенсации систематических сдвигов.

Использование оптического квадрупольного перехода позволяет реализовывать однокубитные операции с исключительно высокой точностью благодаря сочетанию нескольких факторов: высокой когерентности перехода, слабой чувствительности к шумам окружающей среды и возможности точного контроля фазы и амплитуды лазерного поля. Экспериментально было показано, что при использовании данного перехода в режиме кудита возможно достижение точности однокудитной операции на уровне $F = 0{,}99946(6)$ [53]. Достигнутая достоверность является приемлемой, но уступает рекордным значениям для однокубитных операций, где сегодня получают шесть-семь девяток. Следует, однако, учитывать, что производительность масштабируемого процессора определяется в первую очередь достоверностью двухкубитной операции, поскольку именно она остаётся наиболее узким местом всех существующих платформ.

Кроме того, при помощи данного перехода возможна реализация однокубитной операции на микроволновом кубите $\left|{}^2S_{1/2}, F = 0, m_f = 0\right\rangle$ и $\left|{}^2S_{1/2}, F = 1, m_f = 0\right\rangle$ через рамановский переход [54]. В этом случае выбирается некоторая отстройка от квадрупольного перехода Δ и ион освещается би-

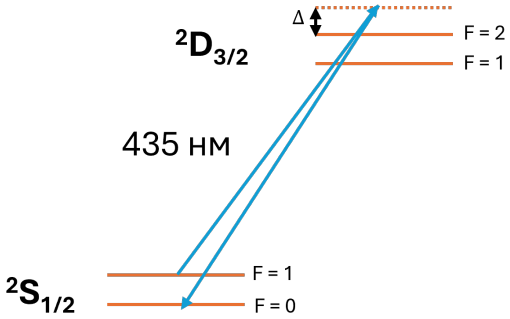


Рисунок 1.10 Рамановский переход между уровнями сверхтонкого расщепления основного состояния $^{171}Yb^+$

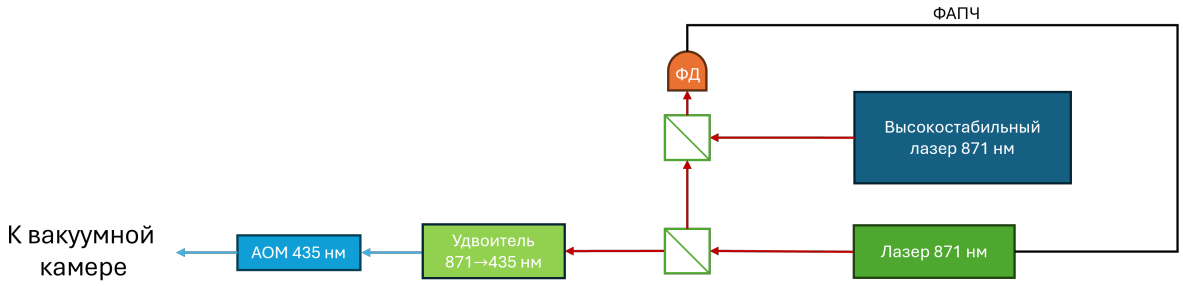


Рисунок 1.11 Принципиальная схема стабилизации частоты, используемая для лазера на 435 нм

хроматическим излучением, связывающим уровни микроволновго перехода с $\left|^2D_{3/2}, F = 2, m_f = 0\right\rangle$ (Рис. 1.10).

Таким образом, квадрупольный переход $\left|^2S_{1/2}, F = 0\right\rangle \leftrightarrow \left|^2D_{3/2}, F = 2\right\rangle$ в ионе $^{171}Yb^+$ занимает уникальное положение, объединяя в себе преимущества, востребованные как в квантовой метрологии, так и в квантовых вычислениях. Его использование позволяет реализовывать высокоточные однокубитные и однокудитные операции, служащие базовым строительным блоком для более сложных квантовых алгоритмов и многочастичных гейтов.

Оптическая схема формирования часового излучения на длине волны 435 нм является более сложной по сравнению с системой охлаждения. Несмотря на отсутствие необходимости одновременно возбуждать несколько переходов, как в случае охлаждающего излучения, ключевым требованием здесь является высокая степень когерентности лазера, необходимая для наблюдения Раби-

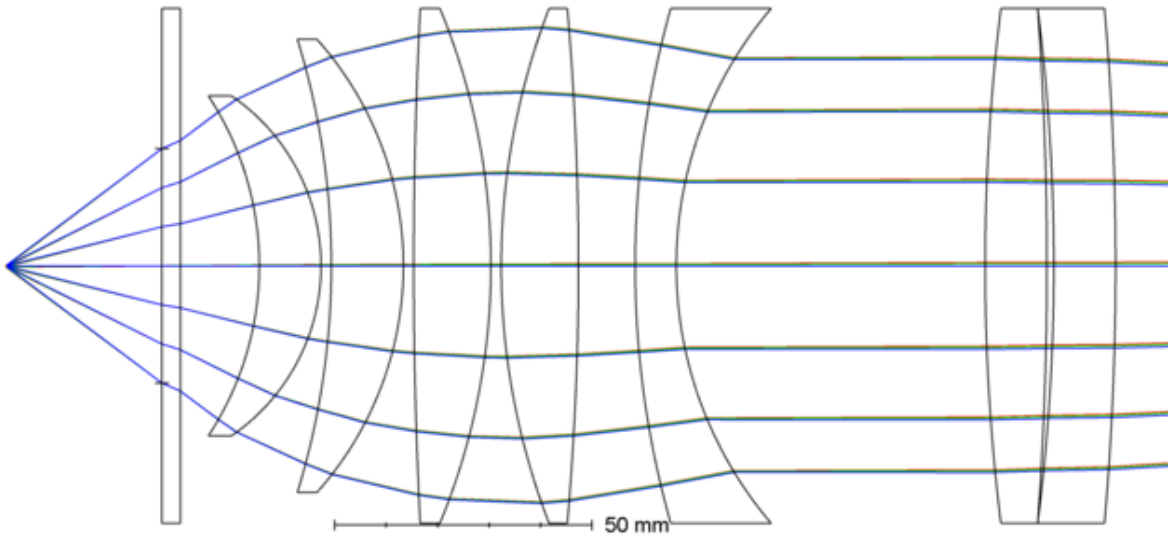


Рисунок 1.12 Схема объектива, используемого для считывания. Характеристики объектива: $NA = 0{,}6$, передний рабочий отрезок $f = 30$ мм

осцилляций.

Используемая в работе схема представлена на рис. 1.11. Исходное высокостабильное излучение на длине волны 871 нм стабилизируется по внешнему резонатору Фабри–Перо с использованием метода Паунда–Древера–Холла [55]. Далее к этому опорному источнику осуществляется фазовая автоподстройка частоты второго лазера на той же длине волны. Излучение синхронизированного лазера направляется в нелинейный кристалл для генерации второй гармоники, в результате чего формируется требуемое излучение на длине волны 435 нм.

Аналогично системе охлаждения, в оптическом тракте используется акустооптический модулятор, позволяющий формировать импульсную структуру излучения и осуществлять его быстрое включение и выключение. Сформированный пучок далее направляется в вакуумную камеру посредством системы зеркал и фокусируется в области локализации иона.

1.4.5 Система детектирования

Для регистрации флуоресценции ионов используется оптическая система, расположенная за оптическим портом CF-63 вакуумной камеры. Рядом установлен

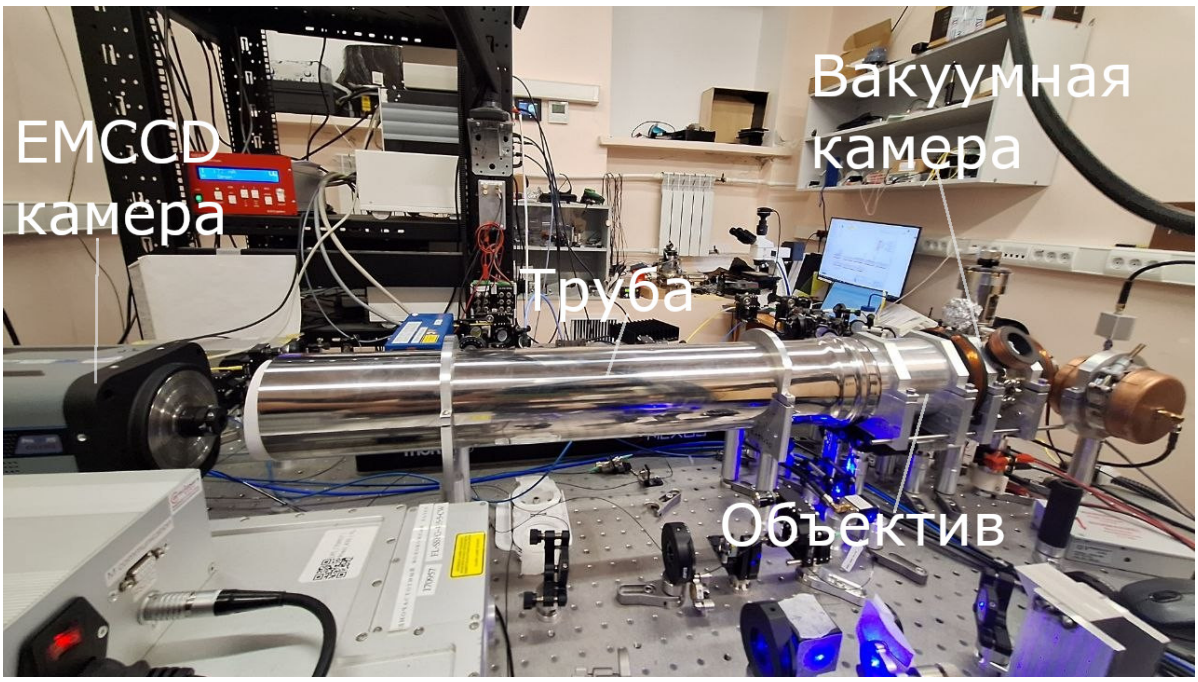


Рисунок 1.13 Система детектирования флуоресценции

объектив (рис. 1.12) с передним фокусным расстоянием 40 мм и задним 700 мм, рассчитанный с учётом наличия окна между ним и ионом. Объектив закреплён на микрометрическом столике, обеспечивающем точную юстировку его положения. Непосредственно за объективом размещена светонепроницаемая труба диаметром 100 мм, предназначенная для подавления паразитной засветки (рис. 1.13).

На выходе трубы установлена EMCCD-камера Teledyne ProEM, оснащённая узкополосным оптическим фильтром, пропускающим излучение с длиной волны 369 нм, соответствующее флуоресценции ионов иттербия. Использование микрометрического столика позволяет добиться оптимальной фокусировки изображения иона на матрице камеры.

Дополнительное подавление фонового излучения достигается за счёт экранирования зазоров между элементами оптической системы: участки между камерой и трубой, а также между трубой и объективом закрываются светонепроницаемым материалом.

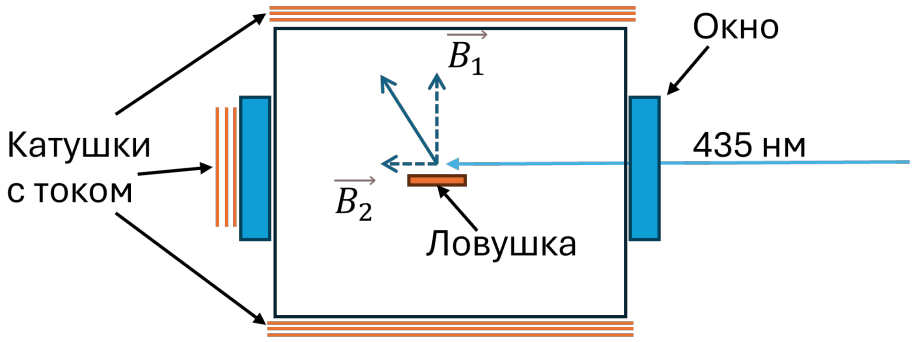


Рисунок 1.14 Схема формирования магнитного поля

1.4.6 Система формирования магнитного поля

Магнитное поле в области локализации иона формируется с помощью катушек, размещённых снаружи вакуумной камеры и питаемых от источников постоянного тока. На рис. 1.14 показано сечение, перпендикулярное плоскости планарной ловушки и ориентированное вдоль направления распространения излучения на длине волны 435 нм.

Система формирования магнитного поля включает три катушки. Первая подсистема представляет собой пару катушек, намотанных на противоположные фланцы CF-63 и соединённых последовательно. Они создают магнитное поле с компонентой $\mathbf{B}_1$, направленной перпендикулярно поверхности ловушки. Однако наличие только этой компоненты недостаточно для эффективного возбуждения часового перехода линейно поляризованным излучением.

Для реализации необходимой геометрии взаимодействия магнитного поля с оптическим излучением требуется, чтобы вектор магнитной индукции имел ненулевые проекции как на направление распространения волны, так и на вектор её поляризации. С этой целью в установку дополнительно введена компактная катушка, размещённая на фланце CF-16, которая формирует компоненту магнитного поля $\mathbf{B}_2$, направленную вдоль оси лазерного пучка.

Питание основной пары катушек и дополнительной катушки осуществляется независимо, что позволяет варьировать направление и величину результирующего магнитного поля в области расположения иона.

1.5 Экспериментальные результаты

1.5.1 Наблюдение флуоресценции нейтральных атомов

Совмещённые лазерные пучки, используемые для охлаждения и фотоионизации, юстировались в область захвата ионов по отражению от поверхности ловушки. При корректной настройке системы регистрации оптическое пятно отчётливо наблюдается на поверхности чипа, что позволяет точно позиционировать пучки. После наведения излучения объектив и пучок смещались от поверхности ловушки на расстояние порядка 220 мкм, соответствующее рассчитанной высоте локализации иона.

Перед началом экспериментов по захвату ионов была проведена проверка работы атомного испарителя, а также определён изотопный состав используемого иттербия. Для первичной настройки наиболее удобным является изотоп ^{174}Yb, обладающий нулевым ядерным спином и, как следствие, отсутствием сверхтонкого расщепления, что существенно упрощает спектроскопию. Для регистрации флуоресценции варьировалась частота лазерного излучения на длине волны 369 нм, стабилизированного по волномеру, при включённом акустооптическом модуляторе и выключенном электрооптическом модуляторе. В этом режиме в область захвата подавалось излучение с одной спектральной компонентой, частота которой дополнительно модулировалась в диапазоне порядка 100 МГц с периодом около 10 с при помощи волномера и пьезы, встроенной в лазер. Такая модуляция позволяет компенсировать возможную неточность установки частоты и повысить вероятность наблюдения флуоресценции.

Далее ток атомного испарителя постепенно увеличивался до появления характерного свечения атомного пучка. Минимальное значение тока, при котором наблюдалось устойчивое излучение, составило 2,7 А. Путём дополнительной подстройки частоты лазера была определена резонансная частота перехода $^2S_0 \to {}^2P_0$ в нейтральном атоме ^{174}Yb. На следующем этапе был исследован изо-

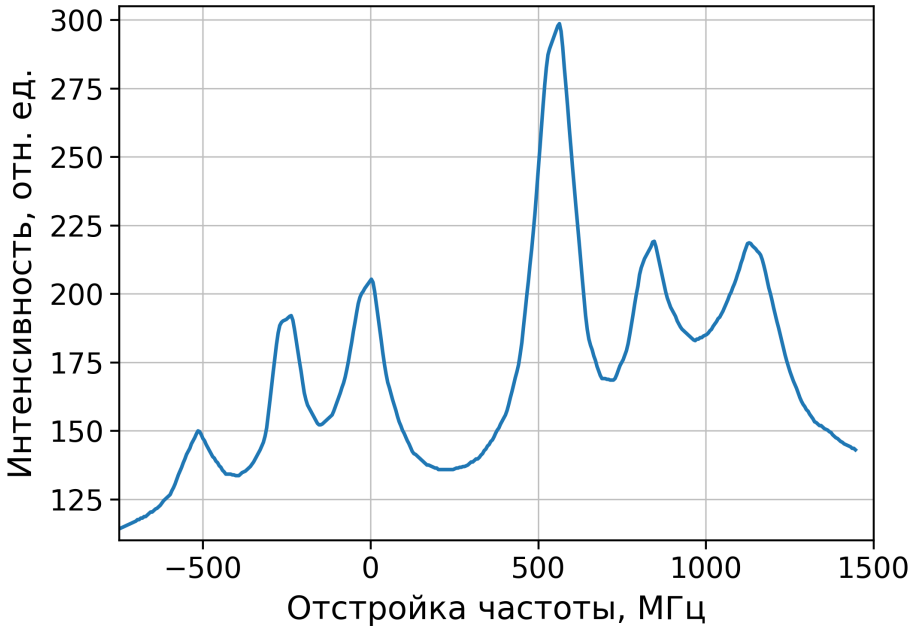


Рисунок 1.15 Спектр флуоресценции атомов иттербия на переходе ${}^2S_0 \to {}^2P_0$, где частоты отсчитываются относительно линии изотопа ^{174}Yb

топный состав атомного пучка. Для этого проводилось сканирование частоты излучения на 369 нм с одновременной регистрацией изображений на EMCCD-камеру. Для всех снимков была выделена область интереса, в пределах которой вычислялась средняя интенсивность сигнала. Зависимость средней яркости от частотной отстройки относительно ранее найденного резонанса представлена на рис. 1.15. Полученный спектр сопоставлялся с известными литературными данными [56], согласно которым линия перехода в изотопе ^{171}Yb смещена примерно на 800 МГц в сторону более высоких частот относительно ^{174}Yb. В экспериментальной зависимости в соответствующей области также наблюдается дополнительный максимум, который может быть отнесён к изотопу ^{171}Yb.

1.5.2 Захват ионов в планарную ловушку

После определения резонансной частоты перехода в нейтральном атоме проводился захват ионов. На радиочастотный электрод подавалось напряжение с амплитудой 160 В на частоте 8,5 МГц, чему соответствует глубина удерживаю-

щего потенциала 140 мэВ, а на DC-электроды — рассчитанный набор постоянных напряжений для аксиального удержания. В область захвата одновременно вводилось излучение на длинах волн 399 нм, 369 нм и 935 нм: первые два обеспечивают двухступенчатую фотоионизацию атомов иттербия, третье замыкает цикл охлаждения.

Совмещённые лазерные пучки распространяются перпендикулярно атомному потоку, что уменьшает доплеровское уширение линии фотоионизации и сохраняет изотопическую селективность загрузки. С осью ловушки пучки образуют угол 45° и идут вдоль плоскости чипа. Благодаря наклону главных осей секулярного движения, вызванному асимметрией радиочастотных электродов, при такой геометрии волновой вектор имеет ненулевую проекцию на обе радиальные моды, и охлаждение по всем степеням свободы достигается одним пучком (см. уравнение 1.4). Магнитное поле в области удержания составляло 5,9 Гс — оно снимает вырождение по магнитным квантовым числам и разрушает тёмные состояния, в которых ион перестаёт рассеивать охлаждающее излучение.

Первым захватывался изотоп ^{174}Yb. Он обладает нулевым ядерным спином, поэтому сверхтонкое расщепление уровней отсутствует, и для замыкания цикла охлаждения достаточно одной спектральной компоненты каждого из пучков: электрооптические модуляторы на 369 нм и 935 нм при этом выключены. Захват $^{174}Yb^{+}$ использовался для отработки процедуры загрузки и юстировки, после чего перестройкой частоты фотоионизационного излучения на 399 нм осуществлялся переход к ^{171}Yb, с которым проводились все дальнейшие измерения.

Захваченные ионы регистрировались по флуоресценции на 369 нм. Резкое изображение цепочки достигалось при положении объектива, отвечающем высоте 220 мкм над поверхностью чипа; это значение совпадает с расчётом методом конечных элементов, выполненным для данной геометрии электродов и набора управляющих напряжений. На рис. 1.16 показана цепочка из пяти ионов

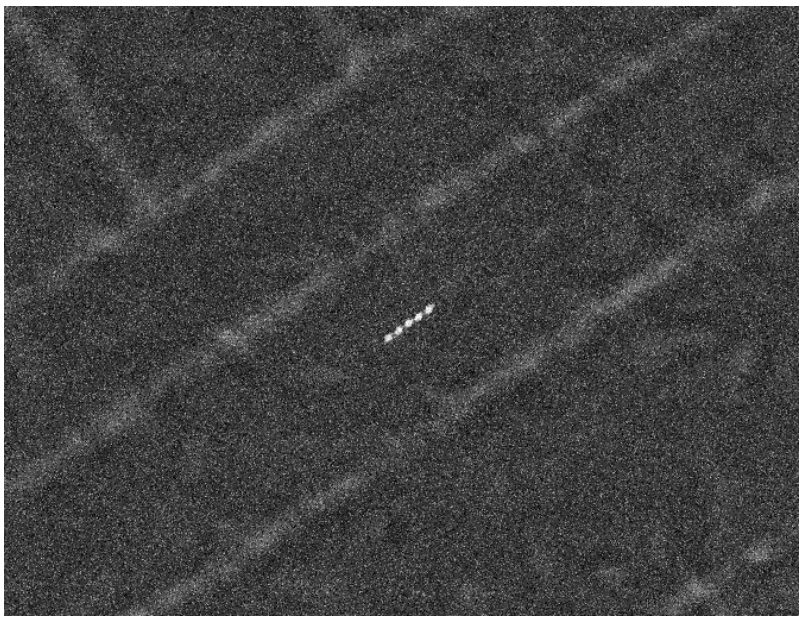


Рисунок 1.16 Цепочка из пяти ионов $^{171}Yb^{+}$, захваченных в планарную ловушку. Изображение структуры электродов получено отдельно; снимки электродов и захваченной цепочки совмещены для наглядности взаимного расположения

$^{171}Yb^{+}$. Ионы видны как ряд разрешённых светлых пятен вдоль оси ловушки, поэтому их число определяется непосредственно по изображению, а расстояние между соседними ионами задаётся балансом кулоновского отталкивания и аксиального потенциала DC-электродов.

Число удерживаемых ионов задавалось длительностью загрузки — временем, в течение которого включены испаритель и фотоионизационное излучение. Таким образом цепочка наращивалась последовательно либо в ловушке оставлялся одиночный ион, с которым проводились все описанные далее измерения.

1.5.3 Компенсация микродвижений

Как будет показано в разделе 1.5.5, форма Раби-осцилляций чувствительна к начальной температуре иона. В связи с этим для достижения максимального контраста требуется минимизация температуры, что реализуется при локализации иона вблизи минимума псевдопотенциала и подавлении микродвижения.

Численно рассчитанные значения постоянных напряжений на электродах,

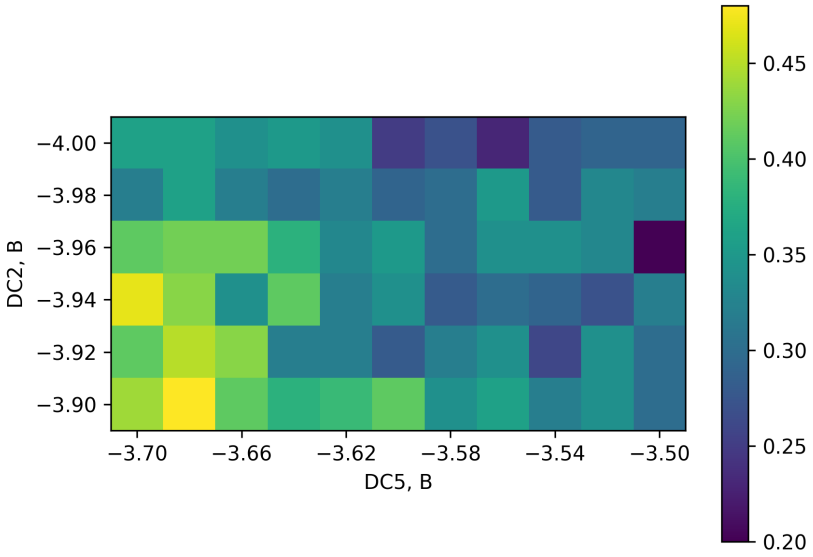


Рисунок 1.17 Характерная зависимость флуоресценции иона от напряжений на электродах DC2 и DC5

обеспечивающие аксиальное удержание без смещения иона относительно минимума псевдопотенциала, на практике требуют дополнительной корректировки. Это связано с наличием паразитных электрических полей (см. раздел 4.3). Поэтому в эксперименте выполняется тонкая подстройка напряжений.

В ходе измерений формируется лазерный импульс с длиной волны 435 нм, резонансный квадрупольному переходу $\left|{}^2\mathrm{S}_{1/2}, F = 0, m_f = 0\right\rangle \rightarrow$
$\rightarrow \left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F = 2, m_f = 0\right\rangle$. Длительность импульса выбирается равной 0,9 от длительности π-импульса. Далее регистрируется вероятность нахождения иона в «светлом» состоянии. При этом увеличение контраста Раби-осцилляций соответствует уменьшению вероятности флуоресценции. Для тонкой подстройки достаточно двух электродов, поскольку их уже хватает, чтобы расположить ион в нуле псевдопотенциала. Были выбраны электроды DC2 и DC5, так как они меньше всего смещают ион вдоль аксиального направления. На рис. 1.17 представлена характерная зависимость вероятности флуоресценции от напряжений на электродах. Видно, что существуют области, в которых контраст

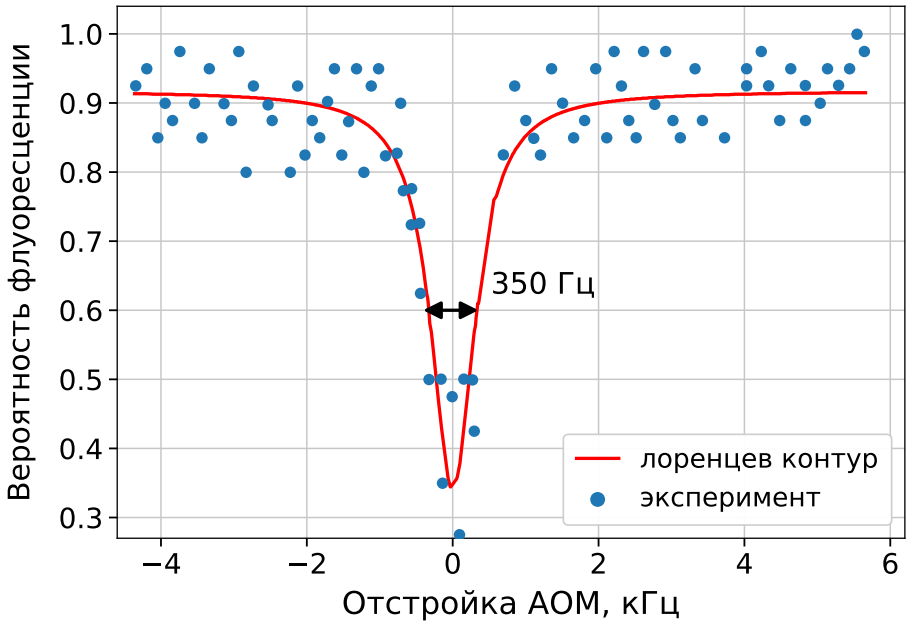


Рисунок 1.18 Спектральный профиль линии перехода $\left|{}^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0, m_f=0\right\rangle \rightarrow \left|{}^2\mathrm{D}3/2, F=2, m_f=0\right\rangle$

Раби-осцилляций выше, а значит, температура иона ниже. Поскольку шумовые электрические поля меняются день ото дня, в начале каждого эксперимента заново проводится описанная оптимизация положения иона путём сканирования сетки в окрестности вчерашнего положения равновесия.

1.5.4 Измерения спектрального профиля часового перехода

На длине волны 435 нм экспериментально был зарегистрирован квадрупольный переход $\left|{}^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0, m_f=0\right\rangle \rightarrow \left|{}^2\mathrm{D}3/2, F=2, m_f=0\right\rangle$. На рис. 1.18 представлен спектральный профиль этой линии. Экспериментальные данные аппроксимированы профилем Лоренца. Спектральная ширина линии составляет 350 Гц и в основном ограничена фазовыми шумами волокна, через которое проходит опорный лазер на длине волны 871 нм. Длительность π-импульса составила ≈ 50 мкс, что соответствует частоте Раби около 10 кГц. Далее были зарегистрированы боковые колебательные полосы и определены радиальные секулярные

частоты, которые составили $\omega_x = 1{,}29$ МГц и $\omega_y = 1{,}06$ МГц.

1.5.5 Измерение начальной температуры

Минимальная температура иона, достигаемая в результате доплеровского охлаждения, — важная величина, позволяющая понять, насколько близко удалось подойти к доплеровскому пределу. В данном разделе описана теоретическая модель, позволяющая определить температуру иона по осцилляциям Раби, и приведены соответствующие экспериментальные результаты.

Теоретическая модель взята из работы [57] и адаптирована для одного иона и двух радиальных колебательных мод x и y. Коллективная динамика описывается 2 нормальными модами с секулярными частотами ω_k $(k = x, y)$, каждая из которых эквивалентна независимому гармоническому осциллятору. Тогда состояние системы можно записать как

$$|\psi\rangle = |\mathrm{el}\rangle\,|n_x,n_y\rangle = |\mathrm{el}\rangle\,|\{n_k\}\rangle\,, \tag{1.5}$$

где $|\mathrm{el}\rangle \in \{|0\rangle\,, |1\rangle\}$ — внутреннее состояние иона, а n_k — число фононов в k-й моде.

При воздействии резонансного излучения, распространяющегося вдоль рассматриваемой оси и возбуждающего переход $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$, происходят осцилляции Раби между состояниями с фиксированным набором $\{n_k\}$ с частотой

$$\Omega_{\{n_k\}} = \Omega_0 \left| \left\langle \{n_k\} \right| \exp\left(i \sum_{k=x,y} \eta_k (\hat{a}_k + \hat{a}_k^\dagger) \right) \left| \{n_k\} \right\rangle \right|, \tag{1.6}$$

где Ω_0 — частота Раби для неподвижного иона, $\hat{a}_k$, $\hat{a}_k^\dagger$ — операторы рождения и уничтожения фононов, η_k — параметр Лэмба–Дике.

С учётом независимости мод выражение удобно переписать как произведение

$$\Omega_{\{n_k\}} = \Omega_0 \left| \prod_{k=x,y} \langle n_k | e^{i\eta_k(\hat{a}_k + \hat{a}_k^\dagger)} | n_k \rangle \right|, \tag{1.7}$$

где множители имеют вид факторов Дебая–Уоллера:

$$\left| \langle n_k | e^{i\eta_k(\hat{a}_k + \hat{a}_k^\dagger)} | n_k \rangle \right| = e^{-\eta_k^2/2} L_{n_k}(\eta_k^2). \tag{1.8}$$

В режиме Лэмба–Дике ($\sqrt{\overline{n}_k}\eta_k \ll 1$), характерном для доплеровского охлаждения, достаточно ограничиться младшими степенями по η_k:

$$\left| \langle n_k | e^{i\eta_k(\hat{a}_k + \hat{a}_k^\dagger)} | n_k \rangle \right| \approx e^{-\eta_k^2/2}(1 - n_k\eta_k^2) \approx 1 - (n_k + 1/2)\eta_k^2. \tag{1.9}$$

Отсюда для частоты Раби получаем

$$\Omega_{\{n_k\}} \approx \Omega_0 \prod_{k=1}^{N} \left(1 - (n_k + 1/2)\eta_k^2\right) \approx \Omega_0 \left(1 - \sum_{k=1}^{N} (n_k + 1/2)\eta_k^2\right), \tag{1.10}$$

с точностью до η_k^2.

Если начальная вероятность состояния $|0\rangle\,|\{n_k\}\rangle$ равна $p_{\{n_k\}}$, то эволюция населённости уровня $|1\rangle\,|\{n_k\}\rangle$ описывается выражением

$$P_{\{n_k\}}(t) = \frac{p_{\{n_k\}}}{2}\big(1 - \cos\big(\Omega_{\{n_k\}} t\big)\big). \tag{1.11}$$

Суммируя по всем наборам $\{n_k\}$, получаем

$$P(t) = \frac{1}{2} \sum_{\{n_k\}} p_{\{n_k\}}\big(1 - \cos\big(\Omega_{\{n_k\}} t\big)\big). \tag{1.12}$$

Зависимость $\Omega_{\{n_k\}}$ от квантовых чисел приводит к рассинхронизации вкладов разных мод, что вызывает постепенную дефазировку и уменьшение контраста осцилляций.

Поскольку глубина ловушки существенно превышает тепловую энергию, суммирование можно распространить на бесконечные ряды:

$$P(t) = \frac{1}{2} \sum_{n_x=0}^{\infty} \sum_{n_y=0}^{\infty} p_{\{n_k\}}\big(1 - \cos\big(\Omega_{\{n_k\}} t\big)\big). \tag{1.13}$$

Пусть начальная населённость уровня $|0\rangle$ равна a, а распределение по модам является тепловым с $\overline{n}_k$. Тогда

$$p_{\{n_k\}} = a\, \frac{\exp\left(-\sum\limits_{k=x,y} \alpha_k n_k\right)}{\prod\limits_{k=x,y} (\overline{n}_k + 1)}, \quad e^{-\alpha_k} = \frac{\overline{n}_k}{\overline{n}_k + 1}. \tag{1.14}$$

Подстановка в (1.13) и переход к экспоненциальной форме косинуса приводят к выражению

$$P(t) = \frac{a}{2} - \frac{a}{4\prod\limits_{k=x,y}(\overline{n}_k+1)}\cdot$$
$$\cdot\sum_{n_x=0}^{\infty}\sum_{n_y=0}^{\infty}\left[e^{i\Omega_0 t}\exp\left(-\sum_{k=x,y}(\alpha_k n_k\ + i\Omega_0\eta_k^2 t n_k - i\Omega_0\eta_k^2 t/2)\right) + \text{c.c}\right]. \quad (1.15)$$

Суммирование факторизуется по модам и сводится к геометрическим прогрессиям:

$$\sum_{n_k=0}^{\infty}\exp\left(-(\alpha_k + i\Omega_0\eta_k^2 t)n_k\right) = \frac{1}{1-e^{-\alpha_k - i\Omega_0\eta_k^2 t}} = \frac{1-e^{-\alpha_k + i\Omega_0\eta_k^2 t}}{1-2e^{-\alpha_k}\cos(\Omega_0\eta_k^2 t) + e^{-2\alpha_k}}. \quad (1.16)$$

Для описания спектра мод удобно ввести $r_k = \omega_k/\omega_x$. В случае равновесной температуры всех мод ($\overline{n}_k = \overline{n_x}/r_k$) итоговая зависимость принимает вид

$$P(t) = \frac{a}{2}\left[1 - \frac{\text{Re}\left[e^{i\Omega_0 t}\prod\limits_{k=x,y} e^{-i\Omega_0\eta_k^2 t/2}\left(1 - \frac{(\overline{n_x}/r_k)e^{i\Omega_0\eta_k^2 t}}{\overline{n_x}/r_k + 1}\right)\right]}{\prod\limits_{k=x,y}\left((\overline{n_x}/r_k+1) - 2(\overline{n_x}/r_k)\cos(\Omega_0\eta_k^2 t) + \frac{(\overline{n_x}/r_k)^2}{(\overline{n_x}/r_k)+1}\right)}\right] \quad (1.17)$$

На рис. 1.19 представлены экспериментальные данные для различных задержек и результаты аппроксимации описанным уравнением 1.17. Погрешность измерения точек оценена как погрешность бернуллевской случайной величины:

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{p_i(1-p_i)}{N}}, \quad (1.18)$$

где p_i - средняя вероятность населённости верхнего уровня точки с индексом i, полученная за $N = 100$ измерений.

1.5.6 Расчёт темпов нагрева

Осцилляции Раби регистрировались при различных значениях задержки $\tau = \{0,\ 10,\ 20,\ 30,\ 40\}$ мс. Полученные зависимости аппроксимировались выражением 1.17 с использованием функции `curve_fit` из пакета `scipy.optimize`. В

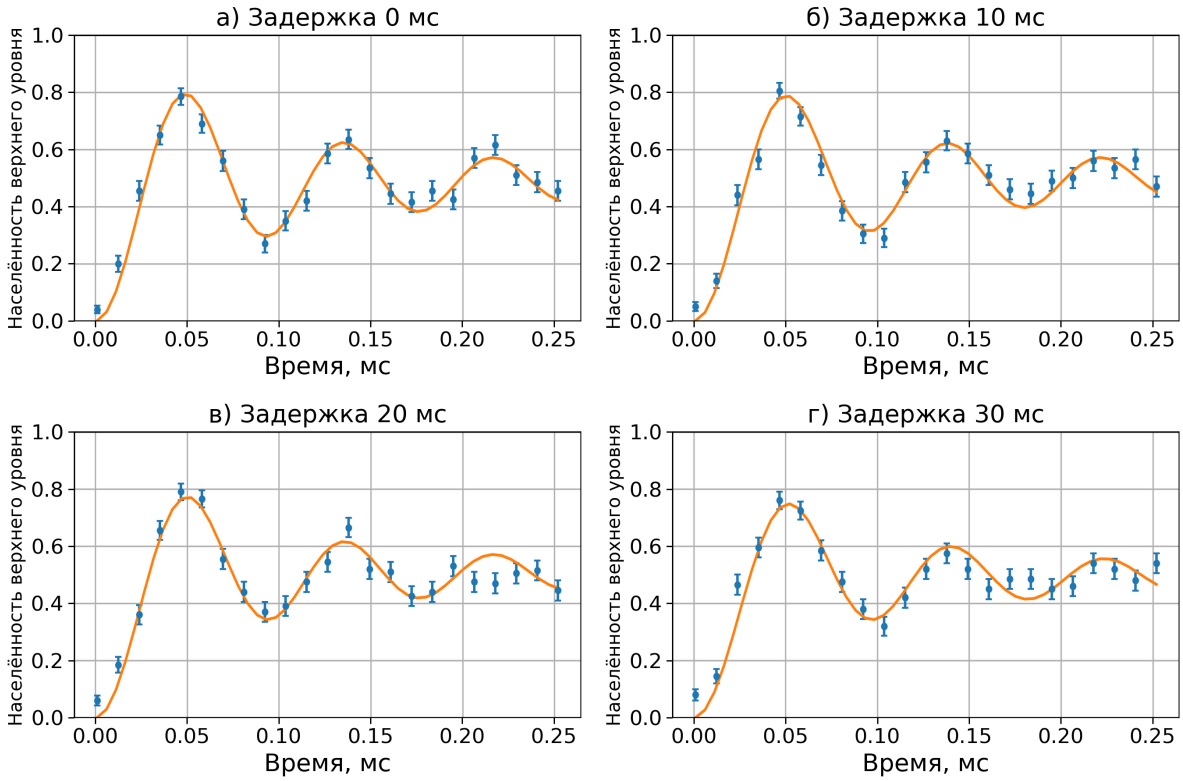


Рисунок 1.19 Осцилляции Раби при различных задержках после охлаждения

ходе аппроксимации определялось среднее число фононов $\overline{n}_x$, а также его статистическая погрешность, вычисляемая на основе экспериментальных неопределённостей σ_i.

На основании полученных значений была построена зависимость $\overline{n}_x(\tau)$ (рис. 1.20). Далее зависимость $\overline{n}_x(\tau)$ аппроксимировалась линейной функцией с использованием той же процедуры, что позволило определить темп нагрева иона:

$$\dot{n} = 880 \pm 100 \text{ s}^{-1}. \tag{1.19}$$

Стоит отметить, что используемый подход опирается на предположение о незначительном нагреве иона в процессе регистрации Раби-осцилляций. Согласно полученному значению $\dot{n}$, за время измерения среднее число фононов увеличивается примерно на 0,2, что существенно меньше исходной заселённости колебательного состояния (порядка 77 фононов) при отсутствии задержки.

Полученное значение уместно сопоставить с результатами других групп.

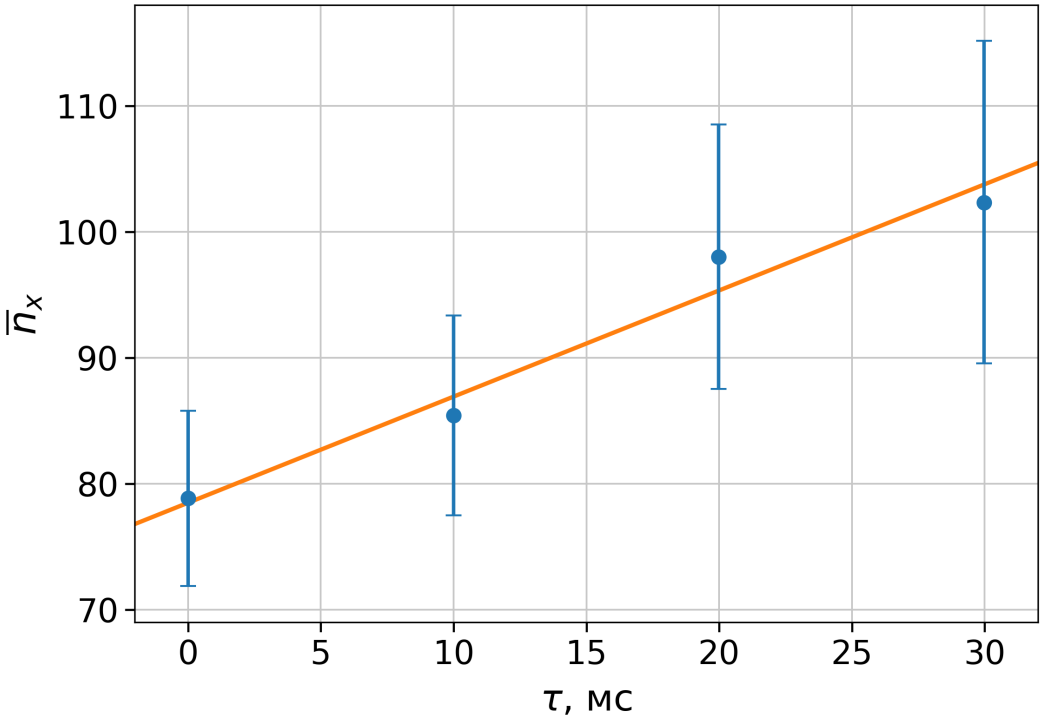


Рисунок 1.20 Зависимость среднего числа фононов в колебательной моде x от времени задержки τ

Скорость аномального нагрева быстро растёт с уменьшением расстояния от иона до поверхности электродов, приблизительно как $\sim d^{-4}$ [25], поэтому корректное сравнение требует учёта геометрии ловушки. Криогенное охлаждение электродов позволяет снизить темпы нагрева на два-три порядка: в [29] охлаждение до 6 K уменьшило скорость нагрева примерно в 100 раз, а в [31] при расстоянии около 100 мкм достигнуты значения менее одного фонона в секунду. Измеренная в настоящей работе величина относится к ловушке, работающей при комнатной температуре, с расстоянием от иона до поверхности 220 мкм и согласуется по порядку величины с результатами систематического исследования темпов нагрева в комнатных микроизготовленных планарных ловушках сопоставимой геометрии [28].

С практической точки зрения существеннее сравнение темпа нагрева с длительностью квантовой операции. За время двухкубитной операции t_g среднее число фононов возрастает на $\Delta\overline{n} \approx \dot{n}\, t_g$, и именно эта величина определяет

вносимую нагревом ошибку. При достигнутом $\dot{n} = 880 \pm 100$ с$^{-1}$ и характерных для оптических двухкубитных гейтов длительностях 100–500 мкс приращение составляет $\Delta\overline{n} \approx 0{,}09$–$0{,}44$ фонона, то есть остаётся меньше единицы. Следовательно, достигнутые темпы нагрева не являются лимитирующим фактором для проведения двухкубитной операции в исследуемой ловушке.

1.6 Основные результаты главы 1

В данной главе представлено описание экспериментальной установки, реализованной для захвата и спектроскопии иона в планарной ловушке. Рассмотрены основные элементы установки, включая вакуумную систему, систему питания ловушки, топологию электродной структуры и оптическую схему.

Приведены экспериментальные результаты, включающие наблюдение флуоресценции нейтральных атомов, реализацию процедуры компенсации микродвижения, измерение профиля спектральной линии с шириной 350 Гц, измерение секулярных частот, оценку начальной температуры и определение темпов нагрева иона $\dot{n} = 880 \pm 100$ 1/с. Как оптическая спектроскопия одиночного иона в планарной ловушке, так и измерение темпов его нагрева выполнены впервые в России.

Полученные результаты являются важным этапом на пути к созданию масштабируемого ионного квантового вычислителя, поскольку являются важным шагом на пути реализации архитектуры QCCD в России. Кроме того, проведённые исследования создают основу для экспериментальной реализации двухкубитных операций с использованием излучения на длине волны 1162 нм, рассмотренных в главе 4, а также для интеграции планарных ловушек с микроволновыми антеннами, описанными в главе 3.

Глава 2

Планарная ловушка Пауля для разрезания ионных кристаллов

В данной главе рассматривается один из ключевых элементов ионного квантового компьютера — ловушка Пауля, сначала в линейной, а затем и в планарной конфигурации. Отдельное внимание уделяется архитектуре QCCD — одному из основных на сегодняшний день подходов к масштабированию ионных квантовых вычислителей, в рамках которого принято удерживать в каждой секции чипа один или два иона. В настоящей работе этот подход обобщается: предлагается использовать подцепочки из большего числа ионов в одной секции, что снижает требования к числу независимо управляемых зон. Приводится численный расчёт планарной ловушки и оптимизация параметров её удержания, а также рассчитывается и оптимизируется геометрия электродов для ключевой операции архитектуры QCCD — разделения цепочки ионов на меньшие подцепочки.

2.1 Трехмерная ловушка Пауля

Для удержания и спектроскопии иона его необходимо локализовать в пространстве. Задача удержания ионов решается достаточно просто, поскольку они имеют заряд, а экспериментальные возможности контроля электромагнитного поля достаточно обширны.

Частицы в общем случае могут быть захвачены в трёхмерном гармоническом потенциале. Это описывается следующим уравнением:

$$U(x,y,z) = \frac{k_x x^2}{2} + \frac{k_y y^2}{2} + \frac{k_z z^2}{2}, \tag{2.1}$$

где коэффициенты k_i определяются как $k_i = \dfrac{\partial^2 U}{\partial i^2}$ и являются вторыми производными потенциала. В таком потенциале одиночно захваченная частица (в нашем случае ион) массы m будет двигаться гармонически и собственные частоты осциллятора ω_i вычисляются по формуле:

$$\omega_i = \sqrt{\frac{k_i}{m}}. \tag{2.2}$$

Исходя из уравнения (2.1), для удержания ионов с зарядом Q в гармонической ловушке требуется следующий электрический потенциал:

$$\varphi(x,y,z) = \frac{U(x,y,z)}{Q} = \frac{1}{2Q}\left(k_x x^2 + k_y y^2 + k_z z^2\right). \tag{2.3}$$

Однако любой электростатический потенциал в свободном пространстве должен удовлетворять уравнению Лапласа:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2Q}\left(k_x + k_y + k_z\right) = 0. \tag{2.4}$$

Согласно этому уравнению, хотя бы один из коэффициентов k_i должен быть отрицательным, что приводит к возникновению выталкивающего потенциала в соответствующем направлении. Следовательно, захват ионов в электростатиче-

ском потенциале в свободном пространстве невозможен; этот запрет называется теоремой Ирншоу [58].

Тем не менее, стабильный удерживающий потенциал для заряженной частицы можно создать при помощи переменного электрического поля. Рассмотрим двумерный случай и попробуем построить удерживающий потенциал при помощи радиочастотного поля.

$$\varphi_r(x, y) = \frac{1}{2Q}(k_x x^2 + k_y y^2) \tag{2.5}$$

, где $k_x < 0$, а $k_y > 0$. Этот потенциал имеет седлообразную форму: он обеспечивает удержание в направлении y ($k_y > 0$) и выталкивание в направлении x ($k_x < 0$). Идея состоит в том, чтобы заставить эти компоненты меняться во времени: тогда ион воспринимает усреднённый по времени потенциал, в котором удерживающие компоненты присутствуют уже по обоим направлениям. Такой эффективный потенциал называется псевдопотенциалом, а его минимум соответствует седловой точке переменного квадрупольного потенциала. Рассмотрим это более строго.

Введём характерное расстояние для потенциала R_0 и характерное напряжение V_{rf}. Тогда потенциал, который изменяется со временем гармонически с частотой Ω_{rf}, записывается следующим образом:

$$\varphi_r(x, y, t) = \frac{V_{rf}}{2R_0^2}(y^2 - x^2)\cos(\Omega_{rf} t) \tag{2.6}$$

Уравнения движения Ньютона в данном потенциале будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= -\frac{QV_{rf}}{R_0}\cos(\Omega_{rf} t)\ x \\ m\ddot{y} &= \frac{QV_{rf}}{R_0}\cos(\Omega_{rf} t)\ y \end{aligned} \tag{2.7}$$

Введя безразмерный параметр $q = \frac{2QV_{rf}}{mR_0^2\Omega_{rf}^2}$, который в дальнейшем будем назы-

вать параметром стабильности, получаем:

$$\begin{aligned} \ddot{x} - q\frac{\Omega_{rf}^2}{2}\cos(\Omega_{rf}t)\ x = 0 \\ \ddot{x} + q\frac{\Omega_{rf}^2}{2}\cos(\Omega_{rf}t)\ y = 0 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Полученные выше уравнения представляют собой частный случай уравнений Матье. Движение иона является стабильным при $q \in [0,0{,}91]$ [59]. Для $q \ll 1$ решение записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} x =& x_0 \cos\left(\frac{q\Omega_{rf}}{2\sqrt{2}}t + \varphi_0\right)(1 - \frac{q}{2}\cos(\Omega_{rf}t)) \\ y =& y_0 \sin\left(\frac{q\Omega_{rf}}{2\sqrt{2}}t + \varphi_0\right)(1 + \frac{q}{2}\cos(\Omega_{rf}t)), \end{aligned} \tag{2.9}$$

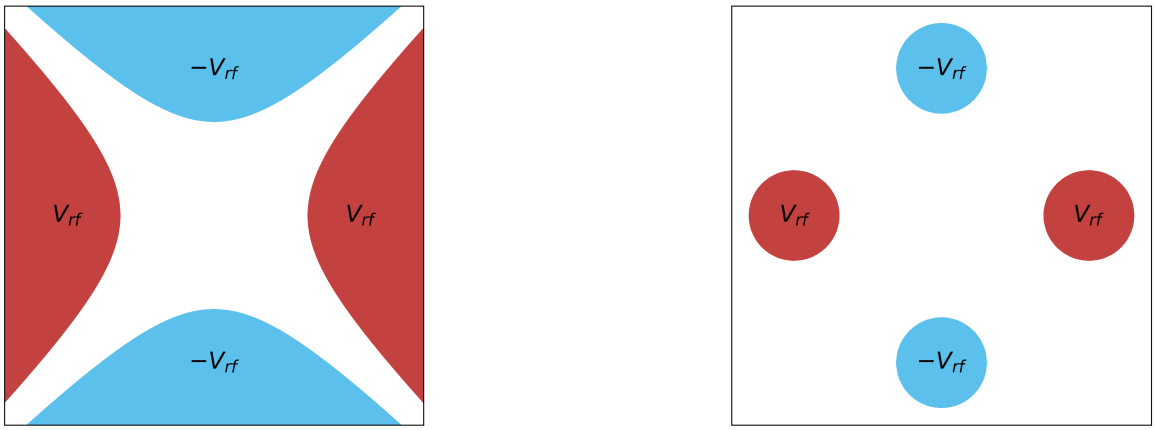
где x_0, y_0 и φ_0 — амплитуды по соответствующим осям и фаза, задаваемые начальными условиями. Такое движение можно интерпретировать как гармоническое колебание с частотой $\omega_s = \frac{q\Omega_{rf}}{2\sqrt{2}}$, модулированное по амплитуде с частотой Ω_{rf}. Гармоническое движение называют секулярным, его амплитуда задаётся температурой иона. Второе движение, с частотой Ω_{rf}, называют микродвижением: оно определяется температурой иона и параметром стабильности q, а его амплитуда возрастает по мере удаления от положения равновесия. Так как в данном рассмотрении $q \ll 1$, частота секулярного движения $\omega_s \ll \Omega_{rf}$, и при усреднении за период секулярного колебания можно считать, что ион движется в гармоническом псевдопотенциале:

$$U_{pseudo}(x,y) = \frac{Q^2}{4m\Omega_{rf}^2}|\varphi_{eff}(x,u)| \tag{2.10}$$

где φ_{eff} - амплитуда потенциала $\varphi_r(x,y,t)$ (соответствует значению $\cos(\Omega_{rf}t) = 1$). Окончательно, псевдопотенциал удержания записывается следующим образом:

$$U_{pseudo}(x,y) = \frac{Q^2V_{rf}^2}{4m\Omega_{rf}^2R_0^4}(x^2+y^2) \tag{2.11}$$

Как видно из уравнения (2.11), в потенциале остались только члены с $k_i > 0$, что соответствует удерживающему потенциалу. Удержание вдоль третьей оси

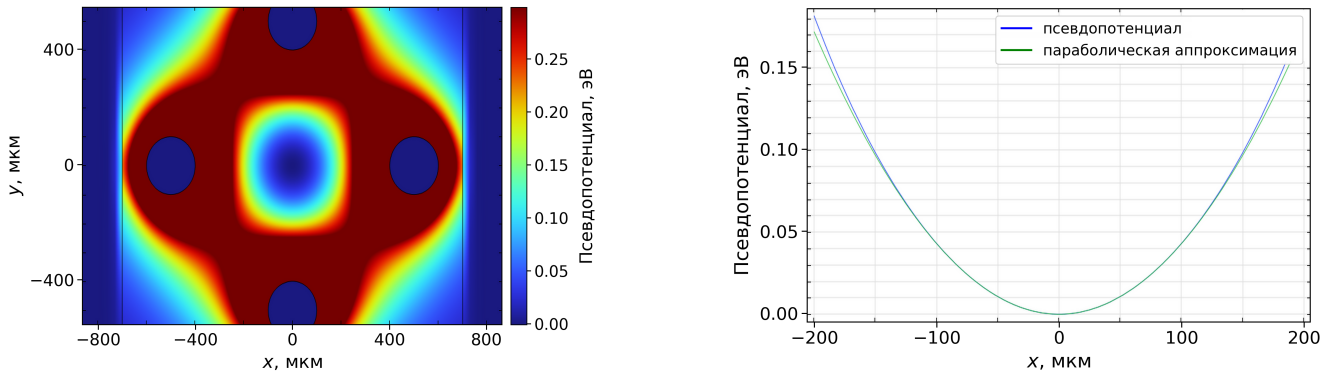


а) б)

Рисунок 2.1 Формы электродов для ловушки Пауля: *а*) — форма электродов, обеспечивающая псевдопотенциал (2.11) в точности во всём пространстве; *б*) — система электродов, приближённо реализующая псевдопотенциал (2.11) в окрестности положения равновесия

z можно реализовать при помощи электростатического поля, приложив постоянное напряжение к соответствующим электродам и создав гармонический потенциал также и вдоль оси z. Рассмотрим, как создать описанный потенциал на эксперименте. Чтобы создать описанный выше $\varphi_r(x, y, t)$, электроды должны иметь форму эквипотенциальных линий данного потенциала (поверхность второго порядка). Тогда ион будет удерживаться в центре системы. Пример таких электродов изображён на Рис. 2.1а). На практике такая форма электродов неудобна, поскольку сложна в изготовлении и ограничивает оптический доступ к иону. Поэтому используются более простые в изготовлении и удобные в эксперименте конфигурации, такие как на Рис. 2.1б). Такие ловушки имеют потенциал, приближенный к квадрупольному в области положения равновесия иона, а поскольку ион охлаждается до низких температур, амплитуда его колебаний мала и можно считать, что он находится в квадрупольном потенциале.

Рис. 2.2 представляет собой промоделированный псевдопотенциал для системы электродов, изображённой на Рис. 2.1б). Моделирование проводилось при



а) б)

Рисунок 2.2 Результаты моделирования псевдопотенциала: *а*) — промоделированный псевдопотенциал; *б*) — аппроксимация псевдопотенциала квадратичной функцией

помощи методов конечных элементов (FEM) [60] для иона $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$. Расстояние от центра ловушки до центра круглых электродов $R_0 = 500$ мкм. Радиус каждого электрода 100 мкм. Напряжение $V_{rf} = 100$ В. $\Omega_{rf} = 30$ МГц. Видно, что в окрестности минимума потенциал близок к квадрупольному. Для большей наглядности сделан срез псевдопотенциала вдоль оси x, и он аппроксимирован при помощи квадратичной функции. Видно, что в окрестности минимума с достаточно хорошей точностью потенциал гармонический.

Для ещё большего упрощения экспериментальной установки можно вместо напряжения $-V_{rf}$ подавать на электроды землю GND. Это избавляет от необходимости работать с двумя радиочастотными сигналами и с высокой точностью контролировать их разность фаз и амплитуду, при этом псевдопотенциал всё ещё останется квадратичным. В дальнейшем везде предполагается подача напряжений на электроды V_{rf} и земли GND.

2.2 Планарные ловушки Пауля

Считать псевдопотенциал гармоническим в окрестности минимума можно так же в случае планарных ловушек, поэтому вся вышеописанная теория примени-

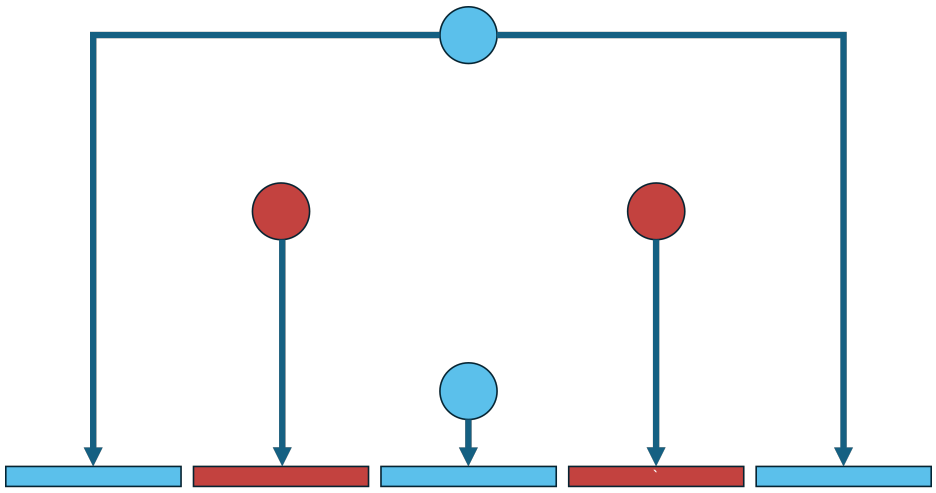


Рисунок 2.3 Идейное преобразование от квадрупольной к планарной ловушке.

ма и здесь. Идея планарной ловушки заключается в том, чтобы расположить все электроды на одной плоскости, а ион захватывать над её поверхностью (Рис. 2.3). В этом случае открывается возможность изготавливать планарные ловушки при помощи технологий производства микрочипов. Такие ловушки могут быть изготовлены с высокой точностью и воспроизводимостью. Кроме того, планарные ловушки позволяют эффективно масштабировать ионный квантовый процессор.

Так, в планарных ловушках потенциал вдали от минимума очень сильно отличается от гармонического, однако в окрестности нескольких микрон, где и происходит удержание иона, потенциал аппроксимируется гармоническим с хорошей точностью. Однако при одинаковом приложенном напряжении гармоническая составляющая потенциала, создаваемого данной ловушкой, оказывается меньше, чем в гиперболической ловушке сопоставимых размеров. В связи с этим вводят дополнительный параметр эффективности ε, учитывающий данное отличие. Этот параметр характеризует, какая часть приложенного радиочастотного напряжения V_{RF} идёт на формирование гармонической компоненты потенциала, а какая рассеивается в виде слагаемых более высокого порядка.

По определению, для гиперболической ловушки $\varepsilon = 1$. Для большинства других конфигураций ловушек выполняется условие $0 < \varepsilon < 1$. В частности,

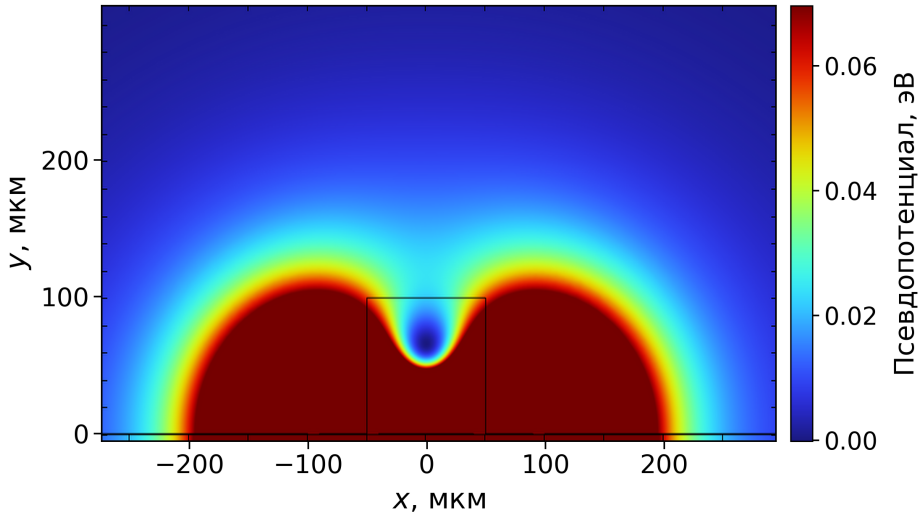


Рисунок 2.4 Численное моделирование псевдопотенциала планарной ловушки.

для планарных ловушек параметр эффективности обычно составляет величину порядка 0,2−0,3. С учётом этого корректируется выражение для потенциала, использованное в уравнении:

$$\varphi'_{eff}(x,y) = \varepsilon\varphi_{eff}(x,y) \tag{2.12}$$

Также пересчитывается и параметр стабильности $q' = \varepsilon q$. Для планарной ловушки R_0 обозначается как расстояние от иона до поверхности чипа. Поскольку не существует аналитической формулы для расчёта параметра эффективности, он определяется из численного моделирования. Типичное распределение псевдопотенциала над планарной ловушкой показано на Рис. 2.4.

У такой ловушки одно собственное направление секулярных колебаний направлено перпендикулярно плоскости ловушки, а другое — параллельно. Из-за этого охлаждающий лазерный пучок, направленный параллельно плоскости ловушки, не имеет проекции на все колебательные направления и не будет эффективно охлаждать ион. Для решения этой проблемы вводят асимметрию псевдопотенциала. Один из радиочастотных электродов делают шире другого, тем самым все колебательные моды имеют проекцию на охлаждающий лазерный пучок, который направлен параллельно плоскости ловушки.

Для удержания иона в аксиальном направлении вспомогательными элек-

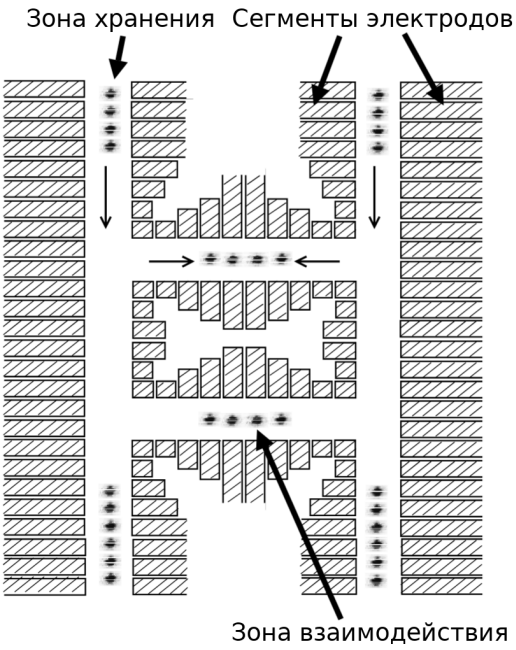


Рисунок 2.5 Архитектура Quantum Charge-Coupled Device, предложенная в [22]

тродами ловушки создается электростатическое поле. Если количество вспомогательных электродов большое и обеспечивает достаточное число степеней свободы, то возможно осуществлять движение иона над поверхностью ловушки. Именно эта идея и лежит в основе архитектуры QCCD (англ. Quantum Charge-Coupled Device) [22—24].

На Рис. 2.5 изображено схематичное представление такого процессора. Весь чип разделён на зоны: в одних происходит считывание состояния иона, в других выполняются одно- и двухкубитные операции, в третьих кубиты хранятся, а для загрузки и инициализации выделена отдельная зона. Такое разнесение операций по зонам позволяет минимизировать нежелательное взаимодействие между ними за счёт геометрической удалённости, поэтому работать удаётся и с небольшими подцепочками из десятка ионов: спектр колебательных мод в такой цепочке остаётся не слишком сложным, а полная связность между ионами сохраняется. Для реализации запутывания между разными цепочками их необходимо объединить в одну, выполнить запутывающую операцию между нужными ионами, после чего разделить цепочку обратно и переместить получившиеся

подцепочки в соответствующие зоны.

При этом любое перемещение иона неизбежно сопровождается его нагревом: внешнее поле воздействует на ион, и при неправильном подборе напряжений на электродах он может даже покинуть ловушку. Поэтому вопрос нагрева иона при транспортировке остаётся принципиально важным, тем более что нагрев усиливается по мере удаления иона от минимума псевдопотенциала. Отсюда следует, что для эффективных манипуляций над ионами необходимо подбирать такую геометрию электродов, которая обеспечивает минимальный нагрев.

2.3 Расчёт симметричной планарной ловушки для удержания ионов

В качестве используемого иона рассматривается ион $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$. В этом ионе есть несколько переходов, которые могут быть использованы для кодирования кубита и имеют достаточное время когерентности [10; 61]. Вычислители на ионах иттербия показывают наибольшее количество кубитов в архитектуре QCCD [24] и максимальный квантовый объём [62]. Кроме того, этот ион крайне привлекателен для создания квантовой памяти [63; 64]. С точки зрения эксперимента интересны несколько параметров:

1. Радиальная секулярная частота f_{sec}, которая характеризуют крутизну потенциала:
$$2\pi f_{sec} = \frac{\varepsilon Q V_{rf}}{\sqrt{2} m h^2 \Omega_{rf}}, \tag{2.13}$$
где h - высота иона над поверхностью. Обычно f_{sec} выбирается порядка 2 - 4 МГц, чтобы удовлетворять режиму Лэмба–Дике [65; 66].

2. Глубина псевдопотенциала, которая должна быть достаточна для захвата иона во время фотоионизации пучка атомов, вылетающих из атомной

пушки. Температура пушки составляет примерно 600 K, что соответствует энергии атома ≈ 50 мэВ.

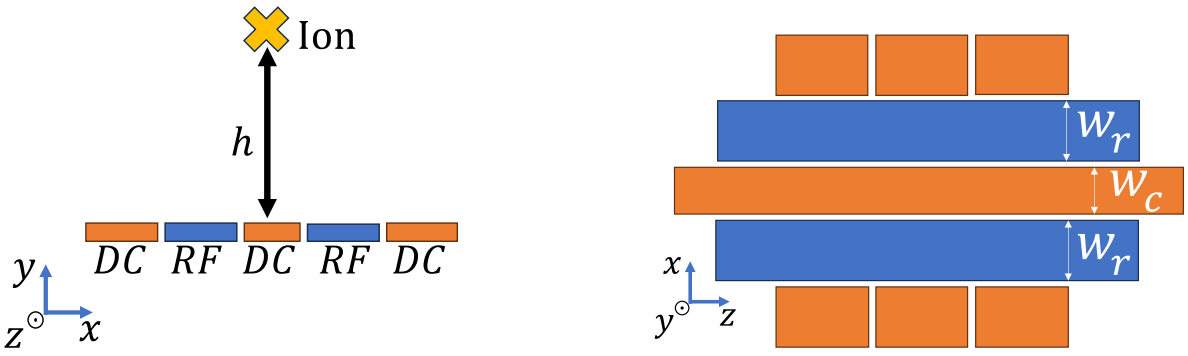
3. Параметр стабильности

$$q = 2\sqrt{2}\frac{\omega_{sec}}{\Omega_{rf}} = \frac{2\varepsilon Q V_{rf}}{m h^2 \Omega_{rf}^2} \tag{2.14}$$

Как отмечалось выше, $q \ll 1$, для того чтобы приближение псевдопотенциала было верным и осциллятор можно было считать гармоническим. Однако стоит отметить, что глубина потенциала пропорциональна параметру стабильности, поэтому он выбирается равным 0,1–0,3 для большей глубины потенциала при приемлемом ангармонизме.

4. Высота иона над ловушкой h. Данный параметр определяет оптический доступ к иону. Хороший оптический доступ необходим для индивидуальной адресации. Оптический доступ определяется числовой апертурой (NA) пучка, который направлен параллельно поверхности ловушки и сфокусирован на ион. NA задаётся высотой иона и шириной ловушки, которая обычно составляет около 1 мм. При высоте иона над поверхностью 70-100 мкм числовая апертура будет составлять 0,14-0,19, что уже достаточно, чтобы сфокусировать лазерный пучок в перетяжку 2 мкм. Такой апертуры достаточно для эффективных индивидуальных квантовых операций. К тому же низкая высота иона над поверхностью приводит к тому, что лазерный пучок засвечивает поверхность и может приводить к её зарядке и паразитной засветке. Кроме того, темпы нагрева иона зависят от этого параметра как $\sim 1/h^4$ [25].

В работе проводилось моделирование планарной ловушки с использованием Python-пакета `electrode` [67], который позволяет вычислять распределение электрического поля и параметры псевдопотенциала в зависимости от геометрии ловушки. Моделируя различные конфигурации электродов, можно оптимизировать их структуру для получения требуемого удерживающего потенциала.



а) б)

Рисунок 2.6 Базовый дизайн симметричной ловушки: *а*) — сечение в плоскости xy; *б*) — вид на поверхность чипа в плоскости xz

Рассмотрим базовый дизайн симметричной ловушки (см. Рис. 2.6). Он состоит из заземленного центрального электрода с шириной w_c, двух электродов шириной w_r каждый для подачи радиочастотного напряжения с обеих сторон от центрального электрода и электродов по периметру, на которые подаётся постоянное напряжение для аксиального удержания или движения ионов. Для такой ловушки рассчитывались оптимальные значения глубины потенциальной ямы, параметра стабильности и секулярных частот, на сетке возможных значений w_r и w_c.

Амплитуда RF-напряжения, как правило, ограничена величинами порядка нескольких сотен вольт из-за электрического пробоя [68; 69]. Мы используем консервативную оценку и фиксируем амплитуду $V_{rf} = 100\,\text{В}$. Параметр стабильности q фиксируется около значения 0,3, которое близко к оптимальному, так как обеспечивает достаточную глубину потенциальной ямы, при этом все еще можно пользоваться приближением движения в псевдопотенциале. Поскольку мы используем численные методы для оценки параметров, то не всегда возможно получить решение для строго заданного значения q, поэтому поиск производится в интервале $q = 0{,}300 \pm 0{,}008$.

Если требуется рассмотреть более высокие амплитуды ВЧ-напряжения при сохранении постоянного q, необходимо увеличить частоту ВЧ-поля f_{rf} (см.

уравнение 2.14). Такое увеличение также приводит к росту секулярной частоты f_{sec}, что благоприятно для выполнения условий режима Лэмба–Дике и уменьшения времени выполнения квантовых гейтов.

В расчётах предполагается, что частота RF-поля находится в диапазоне $f_{rf} \in [20, 24]$ МГц, что соответствует секулярной частоте $f_{sec} \approx 2$ МГц. Фиксируя предварительно параметры (V_{rf}, q, f_{sec}), варьируется геометрия симметричной планарной ловушки (варьируются w_c и w_r), чтобы рассчитать дистанцию h между ионом и поверхностью, а также оптимизировать глубину удерживающего потенциала.

В дальнейшем рассматриваются три этапа моделирования. Первый этап задаёт радиальную геометрию ловушки для максимизации глубины при ограничении на секулярную частоту и высоту иона. Вторым этапом вводится асимметрия для более эффективного охлаждения. И наконец, рассматривается конфигурация DC-электродов для разрезания ионной цепочки.

В работе рассматривается конфигурация планарной ионной ловушки, представленная на рис. 2.6. Ширина центрального электрода обозначается как w_c, а ширина RF-электродов — как w_r. Эти параметры варьируются в диапазонах: $w_c \in [30, 300]$ мкм и $w_r \in [30, 300]$ мкм. Внешние (краевые) электроды считаются заземлёнными и имеют ширину 1 мм. Зазор между соседними электродами фиксирован и равен 6 мкм, что обусловлено технологическими ограничениями при микрофабрикации структуры, а также ограничениями, связанными с электрическим пробоем при подаче RF-напряжения.

На первом этапе моделирования определяется конфигурация электродов, обеспечивающая оптимальное значение расстояния от иона до поверхности ловушки h (рис. 2.6). Этот параметр определяется исключительно геометрией ловушки и не зависит от подаваемых напряжений. В противоположность этому, такие характеристики, как секулярные частоты, параметр стабильности q и глубина потенциальной ямы, зависят как от амплитуды, так и от частоты

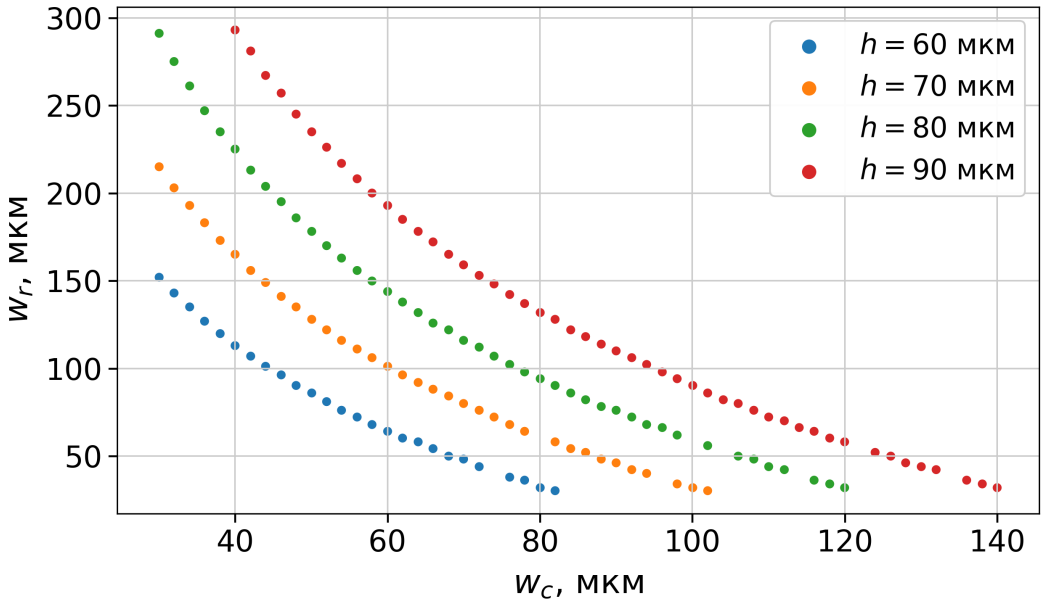


Рисунок 2.7 Зависимость ширины радиочастотного электрода w_r от ширины центрального DC-электрода w_c при различных фиксированных расстояниях от поверхности до иона h. Параметры q и f_{sec} варьируются вдоль каждой кривой.

RF-поля.

Зависимость между ширинами электродов и расстоянием h представлена на Рис. 2.7.

Следует отметить, что увеличение значений w_c и w_r приводит к росту расстояния h. Это объясняется линейным масштабированием между геометрическими размерами ловушки и формой удерживающего потенциала. Точки с фиксированным значением h соответствуют различным комбинациям глубины потенциала, секулярных частот и частот RF-поля. Таким образом, при заданном расстоянии h сохраняется несколько степеней свободы, что позволяет осуществлять тонкую подстройку ширин электродов для оптимизации параметров ловушки.

На Рис. 2.8 представлена зависимость между ширинами электродов w_c и w_r для случая, когда параметр стабильности q и частота f_{rf} (а следовательно, и секулярная частота f_{sec}) фиксированы.

Графики, представленные на рис. 2.7 и 2.8, позволяют выбрать геометрию

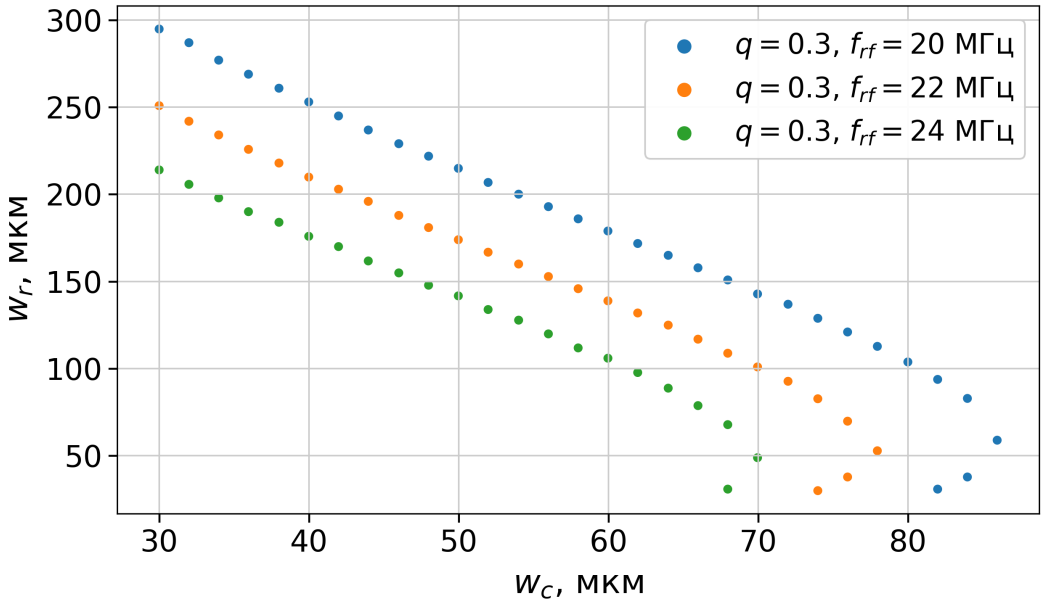


Рисунок 2.8 Зависимость ширины ВЧ-электродов w_r от ширины центрального электрода w_c при фиксированных параметрах $q = 0{,}300 \pm 0{,}008$, $V_{rf} = 100$ В и трёх различных значениях частоты f_{rf}.

ловушки, удовлетворяющую требуемым параметрам. Фиксируя расстояние от иона до поверхности ловушки h, частоту возбуждения f_{rf} и параметр стабильности q, можно построить две зависимости, каждая из которых описывает допустимые сочетания ширин электродов. Точки пересечения этих кривых соответствует оптимальной геометрии ловушки.

Следует отметить, что может существовать комбинация параметров, при которой требуемое расстояние h не может быть достигнуто — в этом случае кривые не пересекаются. При уменьшении h возможно появление одной или двух допустимых конфигураций, определяющих соответствующую геометрию электродов.

Теперь рассмотрим глубину удерживающего потенциала. На Рис. 2.9 представлена зависимость глубины потенциальной ямы от расстояния от иона до поверхности ловушки h. Каждая группа точек одного цвета соответствует определённому значению частоты f_{rf} и параметра стабильности q. Качественное поведение зависимости аналогично рассмотренному в предыдущем разделе. Если

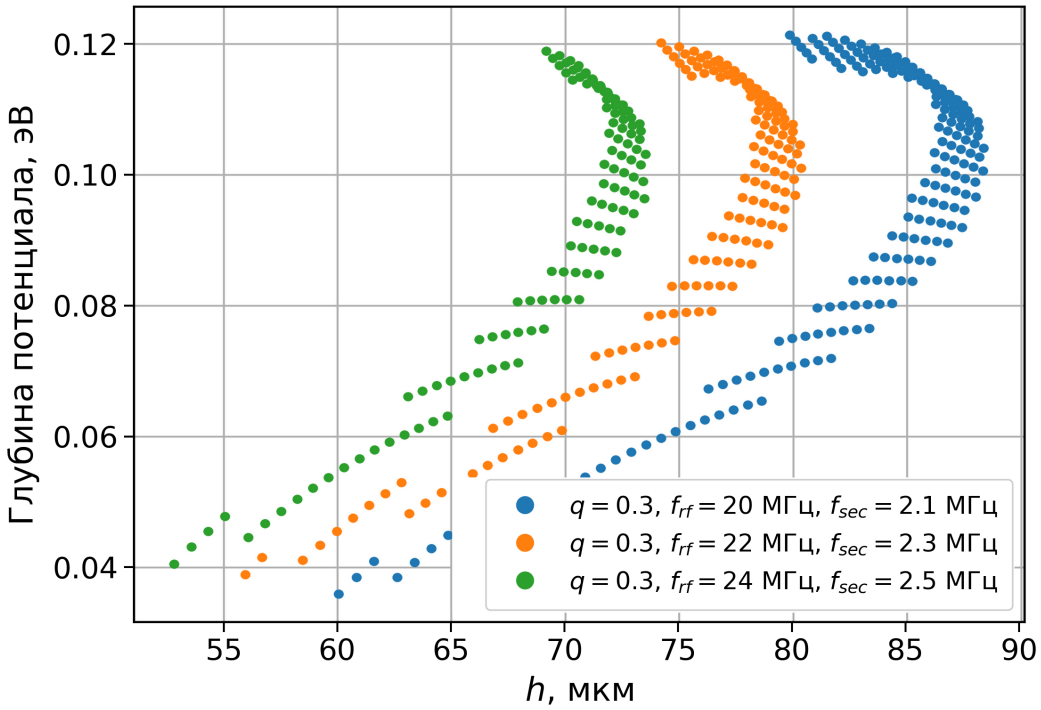


Рисунок 2.9 Зависимость глубины удерживающего потенциала от расстояния h при $V_{rf} = 100$ В. Разброс точек связан с небольшой вариацией параметра $q = 0{,}300 \pm 0{,}008$.

расстояние h слишком велико, решения не существуют — ловушка не способна удерживать ион при данных параметрах. При уменьшении h появляется одно допустимое значение глубины потенциала. При дальнейшем уменьшении h наблюдаются два возможных решения, каждое из которых соответствует одной из двух точек пересечения линий с заданными значениями h и f_{rf}, представленных на Рис. 2.7 и 2.8.

Выбирая точку с максимальным значением h для каждого заданного значения f_{rf}, можно достичь глубины удерживающего потенциала более 0,1 эВ, что является достаточным для стабильного удержания иона. Как видно из Рис. 2.9, при фиксированном q и f_{rf}, увеличение секулярной частоты приводит к уменьшению h, что требует поиска компромиссного решения между стабильностью и глубиной ловушки. Выбранные в данной работе параметры составляют $f_{rf} = 22$ МГц и $h \approx 80$ мкм. Данный диапазон соответствует значениям ширин

w_c	w_r^d	w_r^u	V_{rf}	f_{rf}
40 мкм	160 мкм	400 мкм	100 В	22 МГц
q	h	x_0	глубина	α
0,3	80 мкм	-11 мкм	110 мэВ	14°

Таблица 2.1 Оптимальные параметры асимметричной ловушки для рассмотренной расчётной сетки. x_0 — смещение иона вдоль оси x, вызванное асимметрией ловушки.

электродов $w_c \in [40, 60]$ мкм и $w_r \in [140, 200]$ мкм.

2.4 Расчёт асимметричной планарной ловушки для удержания ионов

Рассматриваемая на Рис. 2.6 ловушка является симметричной, что означает одинаковую ширину обоих RF-электродов. В этом случае два направления секулярного движения совпадают с осями x и y. Так как лазерное охлаждение обычно осуществляется пучком, направленным параллельно поверхности ловушки, такая конфигурация не обеспечивает эффективного охлаждения колебаний, происходящих перпендикулярно поверхности: у охлаждающего пучка попросту отсутствует проекция на это направление. Для устранения этой проблемы может быть использована асимметричная ловушка, в которой RF-электроды имеют различную ширину. В такой конфигурации оси секулярного движения наклоняются относительно нормали к поверхности, что обеспечивает проекцию обоих направлений движения на ось лазерного пучка и, следовательно, эффективное охлаждение по всем степеням свободы.

Обозначим угол между нормалью к поверхности и направлением секулярного движения (ближайшего к вертикальному) через α и рассмотрим асимметричную ловушку. Пусть RF-электроды имеют различные ширины: w_r^u и w_r^d. Цен-

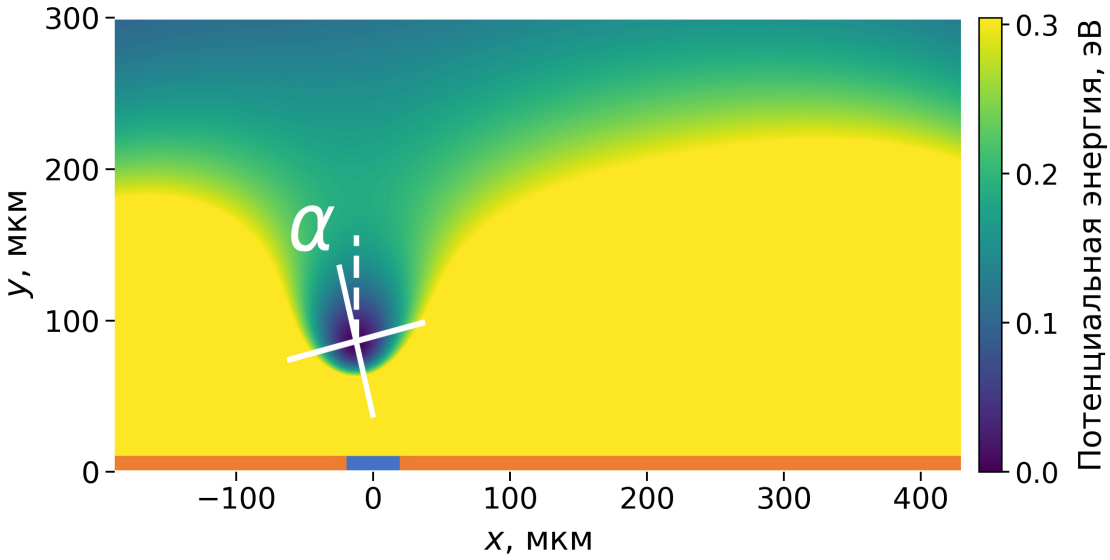


Рисунок 2.10 Распределение псевдопотенциала над поверхностью ловушки в плоскости x-y и направления осей секулярного движения (показаны белыми линиями). Параметры ловушки приведены в Табл. 2.1.

тральный электрод шириной w_c и внешние постоянные электроды остаются заземлёнными. Для наклона направления секулярных мод варьируются параметры w_c и w_r^u в пределах, определённых предыдущим параграфом (что позволяет сократить вычислительную сетку), а w_r^d изменяем в диапазоне $[140, 500]$ мкм. Угол α рассматривается в пределах от $10°$ до $20°$, поскольку в доплеровском пределе интенсивность охлаждения зависит от угла как $\sim 1/\cos^2(\alpha)$, и выбор диапазона отражает компромисс между двумя требованиями: с одной стороны, угол должен быть достаточно большим, чтобы обеспечить эффективное охлаждение вдоль обеих осей, с другой — высокая симметрия ловушки обычно способствует улучшению её параметров. Частота и амплитуда радиочастотного напряжения фиксированы: $f_{rf} = 22$ МГц и $V_{rf} = 100$ В.

В моделировании вычислялась матрица Гессе псевдопотенциала в его минимуме. Путём диагонализации этой матрицы определялись направления собственных осей колебаний. Полученные решения подвергались дополнительному отбору по критериям $h \approx 80$ мкм, $q \approx 0{,}3$, $\alpha \in [10, 20]°$. В конечном итоге бы-

ло выбрано оптимальное решение, максимизирующее глубину удерживающего потенциала. Его параметры приведены в Табл. 2.1.

Соответствующее распределение псевдопотенциала и направления главных осей секулярного движения представлены на рис. 2.10. Положение равновесия находится над плоскостью x-z на высоте 80 мкм и смещено на $x_0 = 11$ мкм вдоль оси x в сторону более узкого RF-электрода. Главные оси секулярного движения повернуты на угол 14° в ту же сторону.

2.5 Расчёт геометрии боковых электродов для разделения цепочки ионов

Следующим шагом является проектирование удерживающего потенциала вдоль оси z. В работе моделируются длины и положения внешних электродов, формирующих осевой статический потенциал, определяющий движение ионов вдоль оси ловушки. Разделение двух ионов на две потенциальные ямы — базовая операция современной QCCD-архитектуры; в настоящей работе рассматривается более общий случай, когда изначальная цепочка состоит из чётного числа ионов, а сама операция должна быть оптимизирована для обеспечения стабильной и воспроизводимой работы. Технически цепочку ионов в осевом удерживающем потенциале можно разделить, создав потенциальный барьер между соседними ионами. Основная сложность точного разделения цепочки ионов заключается в том, что межионные расстояния обычно составляют менее $10\,\mu$m, тогда как расстояние до электродов как минимум на порядок больше. В таких условиях невозможно сформировать электрический потенциал с достаточно узким пиком, чтобы разрешить расстояние между ионами. Поэтому наиболее эффективной стратегией локализации разделения цепочки является минимизация ширины потенциального барьера.

На Рис. 2.11 представлена предложенная схема ловушки. Ловушка состоит

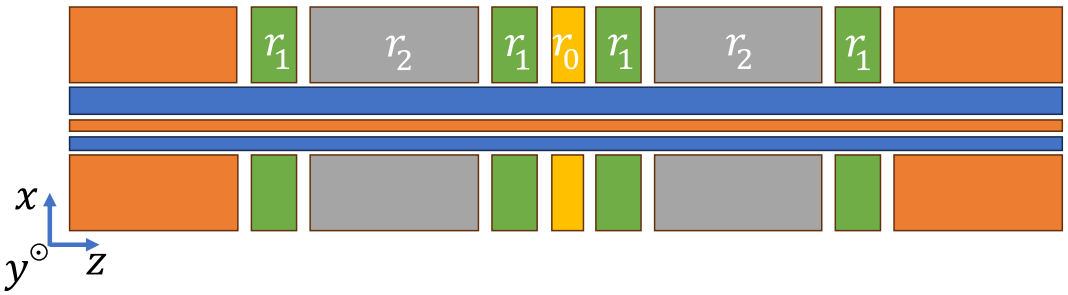
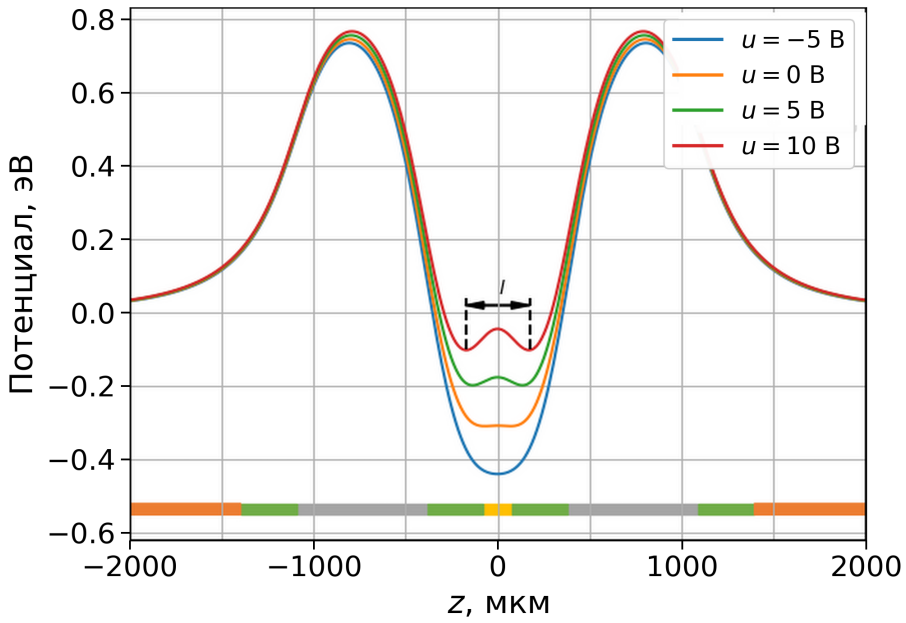


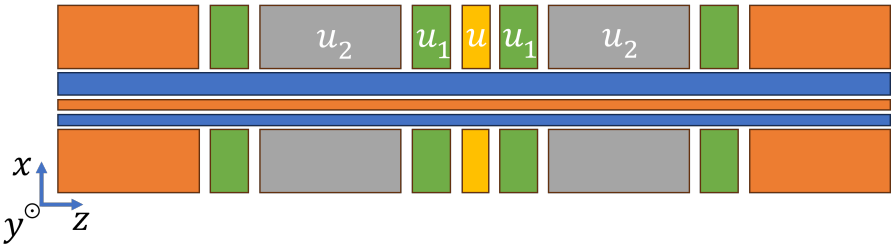
Рисунок 2.11 Конструкция внешних DC-электродов для разделения цепочки ионов. Здесь r_0 — длина центрального разделяющего электрода, r_1 — длина удерживающих электродов, r_2 — длина среднего электрода в каждой секции.

из двух симметричных секций, каждая из которых включает три пары электродов: центральную пару шириной r_2 (показана серым цветом на Рис. 2.11) и две боковые пары (зелёные) шириной r_1. В центре ловушки расположен электрод (показан жёлтым цветом) шириной r_0, формирующий разделяющий «клиновидный» потенциальный барьер. Для удержания одной длинной цепочки ионов до операции разделения рассматривается конфигурация, когда на серые электроды подаётся положительный потенциал, а на центральные зелёные и жёлтые электроды — отрицательный. По завершении процедуры разделения каждая из двух секций ловушки удерживает собственную подцепочку ионов. В данном разделе рассматривается оптимальная геометрия электродов, участвующих в процессе разделения цепочки. Динамика движения ионов во время разделения и последующего захвата подцепочек в соответствующие зоны ловушки выходит за рамки настоящей работы.

На начальном этапе процедуры разделения на центральные (серые) электроды подаётся напряжение $u_2 = 10\,\text{В}$, а на боковые (зелёные) электроды вблизи разделяющего — $u_1 = -10\,\text{В}$; все внешние электроды заземлены. Затем напряжение u на разделяющем (жёлтом) электроде увеличивается от $-5\,\text{В}$ до $10\,\text{В}$, формируя барьер и создавая двойную потенциальную яму. Эволюция результирующего осевого потенциала показана на Рис. 2.12. Напряжения порядка 10 В легко реализуются в лабораторных условиях без значительного уровня шумов.



а)



б)

Рисунок 2.12 Потенциал ловушки вдоль оси z: *а*) — эволюция потенциала при увеличении напряжения u на центральном разделяющем электроде; *б*) — расположение внешних электродов, задающих этот потенциал. Конфигурация ВЧ-электродов представлена в табл. 3.1, а конфигурация DC-электродов — в табл. 2.2. Цветные прямоугольники в нижней части графика соответствуют длинам и положениям внешних электродов вдоль оси z, напряжения $u_1 = -10$ В, $u_2 = 10$ В.

r_0	r_1	r_2	l
150 мкм	300 мкм	700 мкм	350 мкм

Таблица 2.2 Параметры оптимальной конфигурации электродов для разделения цепочки ионов в ловушке, представленной на рис. 2.11.

Для эффективного разделения необходимо максимизировать крутизну потенциального барьера между разделяемыми цепочками ионов. При фиксированной глубине обеих потенциальных ям после разделения это условие достигается минимизацией расстояния между минимумами ям, обозначаемого как l. Для определения оптимальной геометрической конфигурации, обеспечивающей минимальное расстояние l, мы фиксируем глубину каждой потенциальной ямы после разделения на уровне 0,05 эВ и варьируем ширины электродов в следующих пределах: $r_0 \in [50, 200]\,\mu\text{m}$, $r_1 \in [100, 300]\,\mu\text{m}$, $r_2 \in [500, 800]\,\mu\text{m}$. Параметры оптимальной конфигурации, обеспечивающей расстояние $350\,\mu\text{m}$ между минимумами потенциальных ям, приведены в Табл. 2.2.

Отдельного рассмотрения заслуживает число независимо управляемых электродов, необходимое для реализации операции разделения. Рассмотренная секция содержит 14 управляемых DC-электродов: по семь с каждой стороны ловушки, а именно две пары удерживающих электродов длиной r_1, пара средних электродов длиной r_2 и центральный разделяющий электрод длиной r_0 в каждой из двух секций (рис. 2.11). Этого набора достаточно, чтобы разделить цепочку из десяти ионов на две подцепочки по пять ионов и затем объединить их обратно, то есть на один кубит приходится 1,4 электрода. Для сравнения, в современных QCCD-процессорах, где в каждой зоне удерживается один или два иона, электродная структура существенно сложнее: в процессоре Helios с регистром из 98 кубитов используется 1228 электродов, что соответствует примерно 12 электродам на кубит, а в системах предыдущих поколений H1 и H2 — 198 и 376 электродов на 20 и 56 кубитов соответственно [24]. Таким образом, от-

каз от хранения одиночных ионов в пользу коротких подцепочек снижает число электродов на кубит почти на порядок. Этот выигрыш существен, поскольку каждый управляемый электрод требует отдельного канала цифро-аналогового преобразователя с собственной фильтрацией, а число таких каналов и сложность разводки чипа являются одними из основных препятствий при наращивании числа функциональных зон.

Предложенная конструкция электродов ловушки Пауля для разделения цепочки ионов является технологически простой и позволяет формировать двойную потенциальную яму вдоль оси z. Такая структура может быть изготовлена с использованием фотолитографических технологий и осаждения металла на стандартную подложку, что обеспечивает требуемую субмикронную точность. Предложенная ловушка может быть изготовлена при помощи одной литографии, что упрощает её производство. Оптимизация длин электродов вдоль оси ловушки позволяет добиться максимальной крутизны центрального потенциального барьера.

2.6 Основные результаты главы 2

В данной главе представлено численное моделирование планарной ловушки Пауля с целью определения параметров, обеспечивающих её устойчивую и эффективную работу в задачах квантовой обработки информации. На основе проведённых расчётов были определены оптимальные режимы работы ловушки, включая значения секулярных частот, параметра стабильности и глубины псевдопотенциала. Подбор этих параметров осуществлялся с учётом требований к стабильному удержанию ионов, минимизации их нагрева и обеспечению достаточной глубины потенциальной ямы для предотвращения потерь частиц.

Особое внимание уделено оптимизации геометрии боковых DC-электродов. Показано, что корректный выбор их размеров и взаимного расположения позво-

ляет формировать управляемый продольный потенциал, обеспечивающий разделение ионной цепочки на две независимые подцепочки. Такая возможность является ключевым элементом масштабируемых ионных квантовых процессоров, поскольку операции разделения и последующего объединения ионов лежат в основе реализации сложных квантовых алгоритмов.

Полученные результаты представляют собой важный шаг на пути к созданию архитектуры QCCD на базе планарных ловушек. В данной архитектуре транспорт ионов между различными функциональными зонами чипа должен осуществляться за минимальное время и с минимальным возбуждением их колебательного движения. Именно контроль нагрева при быстрых операциях перемещения и разделения ионов является одним из основных технологических вызовов QCCD-подхода. Проведённое моделирование демонстрирует возможность выбора геометрических и электрических параметров ловушки, обеспечивающих выполнение этих требований и тем самым приближающих практическую реализацию масштабируемых квантовых процессоров на основе планарных ионных ловушек.

Глава 3

Планарные ловушки для микроволновой двухкубитной операции

Обычно для проведения квантовых алгоритмов на физическом уровне используются два типа операций — однокубитные и двухкубитные, каждая из которых характеризуется двумя основными параметрами: достоверностью и временем выполнения. В ионных квантовых компьютерах для операций, использующих лазерные поля, достигнуты следующие показатели: F=99,9975% [24] при времени порядка 1 мкс для однокубитных операций и F=99,92% [70] при времени порядка 100 мкс — для двухкубитных. Поскольку реальная производительность квантовых компьютеров на сегодняшний день ограничена в первую очередь достоверностью именно двухкубитной операции, повышение этой достоверности представляет собой приоритетную задачу.

Достоверность двухкубитных операций при использовании оптических полей имеет фундаментальное ограничение в виде спонтанных распадов с возбуждённого состояния. Для преодоления этого ограничения может быть использовано прямое возбуждение микроволновых переходов при помощи антенн, инте-

грированных в планарные ионные ловушки. Такой подход был предложен ещё в начале 2010-х годов [38], однако лишь в 2025 году удалось получить достоверность двухкубитной операции на уровне 99,995% при времени операции порядка 100 мкс [15], что делает безлазерный подход весьма перспективным.

В данной главе рассматривается использование безлазерных гейтов для реализации квантовых вычислений на ионах: разбираются и рассчитываются основные конфигурации микроволновых антенн в планарных ловушках, а также σ- и π-переходы, задействованные в безлазерных операциях. Кроме того, оценивается скорость двухкубитной операции с использованием градиента микроволнового поля в криогенных условиях, приближенных к реальным.

3.1 Мотивация использования микроволновых гейтов

Операции с одним и несколькими кубитами являются ключевыми элементами квантовой обработки информации. Операции с одним кубитом изменяют только электронное состояние отдельного иона, например, создавая суперпозиционные состояния, в то время как двухкубитные гейты дополнительно используют коллективное движение ионов для реализации взаимодействия между спиновыми состояниями разных ионов.

С экспериментальной точки зрения, реализация двухкубитных гейтов остаётся технически сложной задачей, несмотря на то, что первые эксперименты были проведены около 20 лет назад. Наиболее успешными двухкубитными гейтами до настоящего времени считаются схемы, основанные на гейтах Мёльмера-Соренсена (MS)[35] и Light-Shift (LS)[71] гейтах, которые используют бихроматическое поле для создания спин-зависимой силы на ионы и управление их движением по замкнутым траекториям в фазовом пространстве колебаний. Площадь замкнутых траекторий пропорциональна накапливаемой фазе, которая

при правильной настройке взаимодействия ионов с полем может быть использована для создания запутанности между спиновыми состояниями нескольких ионов. Подробнее LS гейт будет рассмотрен в Главе 4.

Основным преимуществом таких гейтов является то, что коллективное колебательное состояние ионов не изменяется в результате операции, а возбуждается лишь на время гейта. Это делает схему практически нечувствительной к начальному состоянию движения и позволяет использовать ионы, охлаждённые до доплеровского предела, значительно упрощая экспериментальные требования по сравнению с более ранними предложениями.

Экспериментально спин-зависимая сила реализуется через так называемые боковые переходы, которые связывают спиновое и колебательное состояния цепочки ионов и в зависимости от вида боковой линии либо добавляют, либо убирают квант колебательного режима, одновременно изменяя спиновое состояние (подробности см. в Главе 4). Чем быстрее выполняются боковые переходы, тем выше сила и тем быстрее происходит операция гейта.

Операции над кубитами, управляемые микроволнами, представляют собой привлекательную альтернативу, особенно с точки зрения масштабируемости, стабильности системы, экономической эффективности и точности операций [72; 73]. Повышение точности операций связано с тем, что микроволновые переходы имеют большее время жизни по сравнению с оптическими переходами, и вклад спонтанных распадов оказывается минимален. Так, рекорд по достоверности двухкубитной операции на ионах составляет 99,995% и показан именно при помощи микроволновой операции [15]. Однако реализация точного пространственного адресования и сильного спин-зависимого взаимодействия с микроволновыми полями в свободном пространстве затруднена из-за их большой длины волны излучения λ, поскольку микроволновое поле не позволяет создавать требуемый градиент поля на масштабе волнового пакета иона (обычно нанометровый), необходимый для приложения достаточной силы к системе ионов.

Параметр, количественно описывающий это соотношение, задаётся безразмерным параметром Лэмба–Дике:

$$\eta = \frac{2\pi x_0}{\lambda}, \tag{3.1}$$

где $x_0 = \sqrt{\hbar/(2m\omega_{sec})}$ — пространственный размер волновой функции основного состояния иона в гармоническом потенциале ловушки, ω_{sec} — секулярная частота осциллятора, а m — масса иона. В типичных экспериментах с оптическими полями стремятся к значению $\eta \sim 0{,}1$, что обеспечивает эффективное спино-колебательное взаимодействие и сохраняет выполнение условий режима Лэмба–Дике, для которого необходимо, чтобы $\eta^2 \ll 1$. При переходе от оптической длины волны к микроволновой, η уменьшится в $\sim 10^6$ раз. Однако скорость двухкубитной операции оказывается прямо пропорциональна этому коэффициенту, и, соответственно, время двухкубитной операции вырастет так же в $\sim 10^6$ раз, что неприемлемо.

Для преодоления этих ограничений были разработаны методы усиления градиента поля, либо путём создания сильного градиента магнитного поля [74—76], либо путём размещения ионов вблизи проводников, несущих микроволны, с использованием эффектов ближнего поля [38; 77]. Это обеспечивает точное управление спин-движущей связью через интегрированные в ловушку микроволновые структуры.

Недавний прогресс в интеграции микроволновых схем непосредственно в планарные ионные ловушки открыл новые возможности для реализации масштабируемых квантовых процессоров [73; 78]. Эти ловушки, изготовленные с использованием технологий производства микрочипов, позволяют достигать высоких точностей квантовых гейтов, превосходящих лазерные методы [72], но с более гибким контролем, поскольку компонентная база в сантиметровом диапазоне позволяет напрямую задавать фазу и амплитуду сигнала. Кроме того, планарные ионные ловушки обеспечивают большую масштабируемость в соот-

ветствии с архитектурой QCCD, которая позволяет эффективно увеличивать число используемых ионов без потери достоверности двухкубитной операции.

В частности, σ-переход в сверхтонком расщеплении может использоваться для микроволновых операций с кубитами с помощью интегрированных на чипе проводников [72]. Для возбуждения этого перехода применяется специальный паттерн проводника с текущим по нему переменным током. Сдвигая ион перпендикулярно оси ловушки и подавая переменный ток, создаётся переменное магнитное поле на позиции иона, что позволяет реализовать когерентные колебания Раби. При воздействии на пару ионов такая конфигурация может индуцировать спин-движущую связь, обеспечивая возможность реализации запутывающих гейтов. Стоит отметить, что переход, который используется в сверхтонком расщеплении для кодирования кубитов, обычно является магнитодипольным, и, соответственно, для возбуждения σ-переходов нужна циркулярная поляризация. Циркулярная поляризация может быть реализована при помощи приложения микроволнового магнитного поля, направленного параллельно оси квантования. Кроме того, π-переход, управляемый микроволновым полем, ориентированным перпендикулярно оси квантования, также может использоваться для манипуляций кубитом [73; 79].

Первая экспериментальная реализация двухкубитного гейта, управляемого исключительно микроволнами, была продемонстрирована в 2009 году с использованием магнитно нечувствительного π-перехода в ионе $^{25}Mg^{+}$ [38]. В этой реализации применялась трёхпроводная схема для создания градиента микроволнового магнитного поля, что позволило достичь точности двухкубитного гейта на уровне 76% при времени гейта 400 мкс. Позже, в 2016 году, были продемонстрированы высокоточные микроволновые гейты: в одном подходе статический магнитный градиент использовался для запутывания ионов $^{171}Yb^{+}$ с точностью 98,5% и временем гейта 2700 мкс [80], в другом подходе градиент микроволнового поля обеспечил гейт с точностью 99,7% для $^{43}Ca^{+}$, хотя

с более длинным временем 3250 мкс [81]. Недавняя работа с ионами $^9Be^+$ показала более быстрый двухкубитный гейт с точностью 99,3% за 1000 мкс [82]. Несмотря на высокую точность, микроволновые гейты оставались значительно медленнее оптических MS, например, продемонстрированных с ионами $^9Be^+$ в [70]. Существенное улучшение скорости гейта было недавно сообщено в [72], где время выполнения составило 120 мкс. Однако этот результат был достигнут с использованием магнитно чувствительного кодирования кубита, что ограничивает достижимое время когерентности.

По сравнению с квантовыми операциями, управляемые лазером, использование метода микроволнового ближнего поля имеет несколько ключевых преимуществ: (1) микроволновые сигналы легче точно регулировать по частоте, фазе и амплитуде, чем лазеры, работающие в оптическом диапазоне; (2) микроволновые схемы можно собирать из стандартных компонентов, что значительно упрощает конструкцию и снижает стоимость по сравнению с дорогостоящими и громоздкими лазерными системами; (3) при работе с переходами кубитов в основном электронном состоянии метод ближнего поля устраняет основной источник ошибок, связанный с рассеянием фотонов в лазерных гейтах [83], что потенциально позволяет достигать более высокой точности выполнения квантовых операций.

3.2 Длительность двухкубитной микроволновой операции

В этом разделе кратко выводится гамильтониан взаимодействия одного иона, удерживаемого в ловушке, с переменным магнитным полем, что позволяет определить релевантные переходы для двухкубитных операций. Рассмотрение ограничивается колебательной модой центра масс одного иона вдоль оси x, направленной радиально, а также двухуровневой системой с энергетическим расщеп-

лением $\Delta E = \hbar\omega_0$. Состояния двухуровневой системы обозначаются как $|1\rangle$ и $|0\rangle$, а ось квантования мы обозначим в этой главе z и направим перпендикулярно x в радиальном направлении. Отметим, что в этом параграфе направление осей отличается от предыдущих и последующих обозначений. Это сделано с целью получения σ_i в обозначениях, которые встречаются в описаниях LS и MS гейта в литературе.

При взаимодействии с колеблющимся магнитным полем общий гамильтониан системы можно записать как

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_i = \hat{H}_e + \hat{H}_m + \hat{H}_i, \tag{3.2}$$

где $\hat{H}_e = \hbar\omega_0\hat{\sigma_z}/2$ — гамильтониан двухуровневой системы с матрицей Паули $\hat{\sigma_z}$, а $\hat{H}_m = \hbar\omega_x\hat{a}^\dagger\hat{a}$ — гамильтониан гармонического осциллятора частоты ω_x с операторами создания и уничтожения $\hat{a}^\dagger$ и $\hat{a}$. Для простоты опущена энергия основного состояния осциллятора.

Взаимодействие атома с линейно поляризованым колеблющимся магнитным полем:

$$\mathbf{B}(\hat{x}, t) = \mathbf{e_x} B(\hat{x}) \cos(\omega t) \tag{3.3}$$

для π-перехода описывается гамильтонианом:

$$H_i = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = -\mu\hat{\sigma}_x B(\hat{x}, t) = -\mu(\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-)\frac{B(\hat{x})}{2}(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}), \tag{3.4}$$

где $\mu = \langle 1| \hat{\mu}_x |0\rangle$ — матричный элемент магнитного момента атома. Далее формула для скорости гейта выводится для π-перехода, повторив выкладки для σ-перехода, можно получить такой же результат.

Так как характерный размер волнового пакета иона составляет десятки нм, мы воспользуемся разложением $B(\hat{x}) = B_0 + G\hat{x}$ и получим гамильтониан взаимодействия:

$$\hat{H}_i = -\frac{\mu}{2}(\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-)(B_0 + G\hat{x})(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}). \tag{3.5}$$

Далее воспользуемся представлением оператора координаты через операторы рождения и уничтожения:

$$\hat{H}_i = -\frac{\mu}{2}(\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-)(B_0 + Gx_0(\hat{a} + \hat{a}^\dagger))(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}), \tag{3.6}$$

где $x_0 = \sqrt{\hbar/(2m\omega_x)}$ - размер основного состояния волнового пакета иона с массой m.

Для удобства перейдём в представление взаимодействия со свободным гамильтонианом $\hat{H}_0$, $\hat{U} = \exp\Big(-i\hat{H}_0 t/\hbar\Big)$. При этом операторы примут вид:

$$\hat{a} \to \hat{a}e^{-i\omega_x t},\ \hat{a}^\dagger \to \hat{a}^\dagger e^{i\omega_x t},\ \hat{\sigma}_+ \to \hat{\sigma}_+ e^{i\omega_0 t},\ \hat{\sigma}_- \to \hat{\sigma}_- e^{-i\omega_0 t} \tag{3.7}$$

Подставив и перегруппировав:

$$\begin{aligned}\hat{H}'_i =& -\frac{\mu}{2}(\hat{\sigma}_+ e^{i\omega_0 t} + \hat{\sigma}_- e^{-i\omega_0 t})(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})(B_0 + Gx_0(\hat{a}e^{-i\omega_x t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega_x t})) = \\ =& -\frac{\mu}{2}(\hat{\sigma}_+ e^{i(\omega_0+\omega)t} + \hat{\sigma}_+ e^{i(\omega_0-\omega)t} + \hat{\sigma}_- e^{-i(\omega_0-\omega)t} + \hat{\sigma}_- e^{-i(\omega_0+\omega)t}) \\ & (B_0 + Gx_0(\hat{a}e^{-i\omega_x t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega_x t}))\end{aligned} \tag{3.8}$$

Воспользуемся приближением вращающейся волны (RWA) при $\omega \approx \omega_0 \gg \omega_x$ и откинем быстро осциллирующие члены, в которых встречается сумма $\omega + \omega_0$:

$$\begin{aligned}\hat{H}'_i =& -\frac{\mu}{2}(\hat{\sigma}_+ e^{i(\omega_0-\omega)t} + \hat{\sigma}_- e^{-i(\omega_0-\omega)t})(B_0 + Gx_0(\hat{a}e^{-i\omega_x t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega_x t})) = \\ =& -\frac{\mu B_0}{2}(\hat{\sigma}_+ e^{i(\omega_0-\omega)t} + \hat{\sigma}_- e^{-i(\omega_0-\omega)t}) - \\ & -\frac{\mu G x_0}{2}(\hat{\sigma}_+ \hat{a} e^{i(\omega_0-\omega-\omega_x)t} + \hat{\sigma}_+ \hat{a}^\dagger e^{i(\omega_0-\omega+\omega_x)t} + \\ & +\hat{\sigma}_- \hat{a} e^{-i(\omega_0-\omega+\omega_x)t} + \hat{\sigma}_- \hat{a}^\dagger e^{-i(\omega_0-\omega-\omega_x)t})\end{aligned} \tag{3.9}$$

Первое слагаемое отвечает за эволюцию электронного состояния, тогда как второе слагаемое обеспечивает связь между колебательными и электронными состояниями иона. Именно за счёт этой связи реализуются LS и MS гейты. Рассмотрим выражение для связи более подробно:

$$\hat{H}''_i = \frac{\mu G x_0}{2}(\hat{\sigma}_+ \hat{a} e^{i(\omega_0-\omega-\omega_x)t} + \hat{\sigma}_- \hat{a} e^{-i(\omega_0-\omega+\omega_x)t}) + h.c. \tag{3.10}$$

Если частота микроволнового поля соответствует первой красной отстройке: $\omega = \omega_0 - \omega_x$, то выражение принимает вид:

$$\hat{H''_{i,rsb}} = \frac{\mu G x_0}{2}(\hat{\sigma}_+\hat{a} + \hat{\sigma}_-\hat{a}e^{-i2\omega_x t}) + h.c. \tag{3.11}$$

Применяя приближениие вращающейся волны второй раз, мы получаем

$$\hat{H'''_{i,rsb}} = \frac{\mu G x_0}{2}(\hat{\sigma}_+\hat{a} + \hat{\sigma}_-\hat{a}^\dagger) \tag{3.12}$$

Сравним его с выражением в представлении взаимодействия в режиме Лэмба–Дике с учётом приближения вращающейся волны для оптического поля [49]:

$$H_{i,rsb,opt} = \frac{\hbar}{2}\Omega_{sb}(\hat{\sigma}_+\hat{a} + \hat{\sigma}_-\hat{a}^\dagger), \tag{3.13}$$

где Ω_{sb} - частота Раби на первом сайдбенде. Видно, что гамильтонианы совпадают с точностью до множителей. Поэтому далее мы рассмотрим теорию MS гейта и применим её к микроволновой операции. Если оптическое излучение является бихроматическим и каждая компонента имеет отстройку δ, как обычно реализуется в MS гейте, то суммарный гамильтониан взаимодействия двух ионов с бихроматическим полем может быть описан как [84]:

$$\hat{H}_I = \frac{\hbar\Omega_{sb}}{2\sqrt{2}}(\hat{\sigma}_x^{(1)} + \hat{\sigma}_x^{(2)})(\hat{a}e^{-i\delta t} + \hat{a}^\dagger e^{i\delta t}), \tag{3.14}$$

где $\hat{a}$ - операторы рождения общей моды для двух ионов, которую мы рассматриваем, а $\hat{\sigma}_x^{(i)}$ - сигма матрица Паули для иона под номером i. Множитель $\sqrt{2}$ вводится из за использования в этом случае уже общей колебательной моды. Обозначим $\hat{S}_x = \hat{\sigma}_x^{(1)} + \hat{\sigma}_x^{(2)}$. Тогда оператор эволюции может быть получен из разложения Магнуса [85]:

$$\begin{gathered}\hat{U}(t) = \exp\left[\hat{S}_x(\alpha(t)\hat{a}^\dagger - \alpha^*(t)\hat{a})\right]\exp\left[i\Phi(t)\hat{S}_x^2\right], \\ \alpha(t) = \frac{\Omega_{sb}}{2\sqrt{2}\delta}(1 - e^{i\delta t}),\ \Phi = \frac{\Omega_{sb}^2}{8\delta^2}(\delta t - \sin(\delta t))\end{gathered} \tag{3.15}$$

Для MS гейта необходимо условие возварщения колебательных мод в начальное состояние, поэтому должно выполняться условние $\alpha(\tau_{2Q}) = 0$, следовательно:

$$\tau_{2Q} = \frac{2\pi}{\delta} \tag{3.16}$$

С учётом этого условия и коммутационного соотношения $\hat{S}_x^2 = 2 + 2\hat{\sigma}_x^{(1)}\hat{\sigma}_x^{(2)}$, получается:

$$\hat{U}(\tau_{2Q}) = e^{i2\Phi}e^{i2\Phi\hat{\sigma}_x^{(1)}\hat{\sigma}_x^{(2)}},\ \Phi = \frac{\pi\Omega_{sb}^2}{4\delta^2} \tag{3.17}$$

Первый множитель - это общая фаза и его можно отбросить из рассмотрения. Для получения максимальной запутанности в этом выражении должно выполняться: $2\Phi = \frac{\pi}{4}$. С учётом этого получается:

$$\delta = \sqrt{2}\Omega_{sb},\ \tau_{2Q} = \frac{\sqrt{2}\pi}{\Omega_{sb}} \tag{3.18}$$

Тогда для микроволновой операции время двухкубитного гейта равняется:

$$\tau_{2Q} = \frac{\sqrt{2}\pi\hbar}{\mu G x_0} = \frac{2\pi\sqrt{\hbar m\omega_x}}{\mu G} \tag{3.19}$$

Полученное выражение в дальнейшем будет использоваться для расчёта времени двухкубитной операции.

3.3 Конструкции микроволновых антенн в планарных ловушках

Микроволновые квантовые гейты требуют реализации переходов между сверхтонкими состояниями. Такие переходы могут сопровождаться изменением проекции полного атомного момента импульса m на величину 0 или ± 1. Соответственно, возможны два типа переходов: π- и σ-переходы. π-переходы сохраняют магнитное квантовое число ($\Delta m = 0$) и возбуждаются линейно поляризованным электромагнитным полем, направленным вдоль оси квантования. В свою очередь, σ-переходы характеризуются изменением $\Delta m = \pm 1$ и индуцируются циркулярно поляризованным полем, перпендикулярным оси квантования.

Для снятия вырождения магнитных подуровней сверхтонкой структуры прикладывается внешнее постоянное магнитное поле, что является необходимым условием для реализации микроволновой квантовой логики. Как правило,

это поле лежит в плоскости планарной ловушки и имеет существенную проекцию на ось x, перпендикулярную цепочке ионов и параллельную поверхности ловушки. Для реализации двухкубитного гейта на микроволновом управлении необходимо создать большой градиент переменной компоненты магнитного поля вдоль оси x, $\partial B_{\mathrm{MW}}/\partial x$, одновременно зануляя постоянную составляющую микроволнового поля B_{MW} в положении иона. Такой градиент осциллирующего магнитного поля с частотой красного или синего колебательного сайдбенда обеспечивает связь внутренних состояний кубита с коллективными модами движения ионной цепочки. Сила этой связи, а следовательно, и эффективная частота Раби, прямо пропорциональна величине магнитного градиента. При выполнении указанных условий длительность микроволнового двухкубитного гейта может быть оценена как

$$\tau_{2Q} = \frac{2\pi\sqrt{\hbar m\omega_{\mathrm{sec}}}}{\mu\frac{\partial B_{\mathrm{MW},x}}{\partial x}}, \tag{3.20}$$

где m — масса иона, ω_{sec} — секулярная частота ловушечного потенциала, а μ — матричный элемент магнитного дипольного момента соответствующего перехода. Таким образом, для реализации быстрого двухкубитного гейта необходимо обеспечить большой градиент соответствующей проекции осциллирующего магнитного поля: на ось, перпендикулярную оси квантования, — для π-поляризации, и на ось, параллельную оси квантования, — для σ-поляризации, при одновременном подавлении его постоянной составляющей в точке локализации иона [86].

Для проведения индивидуальной однокубитной операции [87] требуется смещение выбранных ионов вдоль оси x в область, где компонента микроволнового магнитного поля B_{MW} отлична от нуля; в этих областях возможно выполнение как одно-, так и двухкубитных гейтов. Такое смещение может осуществляться с помощью вспомогательных DC-электродов, интегрированных в конструкцию поверхностной ловушки, а управляющая электроника при этом обеспечивает временное включение и выключение поля в процессе выполнения гейтов.

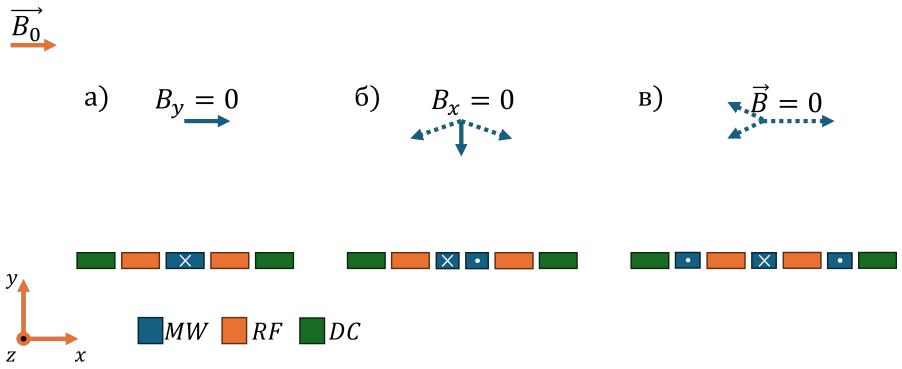


Рисунок 3.1 *а*) - *в*) – схемы пассивной компенсации магнитного поля. Магнитные поля, создаваемые каждым отдельным микроволновым проводником, показаны пунктирными линиями, а суммарное поле — сплошными линиями.

Рассматриваются три схемы формирования условий, необходимых для реализации микроволновых гейтов (см. рис. 3.1). Во всех случаях внешнее постоянное магнитное поле ориентировано вдоль оси x. Для упрощения анализа и экспериментальной установки рассматриваются только конфигурации, в которых через каждый проводник протекает одинаковый ток. Использование одинаковых токов позволяет избежать необходимости точной калибровки и стабилизации амплитуды и фазы токов, что потребовалось бы при более сложных конфигурациях с независимым управлением проводниками.

В первой схеме [72] (рис. 3.1 а)) одиночный ток создаёт микроволновое магнитное поле, направленное вдоль оси x в точке над проводником, что обеспечивает выполнение условия $B_y = 0$. При этом градиент $\partial B_y/\partial x$ отличен от нуля, что делает конфигурацию пригодной для реализации двухкубитных гейтов. Однако для возбуждения π-перехода направление градиента поля должно быть сонаправлено с постоянным магнитным полем, что в данном случае не выполняется. Получающаяся поляризация представляет собой суперпозицию компонент σ^+ и σ^-, что приводит к возбуждению σ-переходов с $\Delta m = \pm 1$. Кроме того, за счёт эффекта Зеемана переходы σ_+ и σ_- имеют разную частоту.

Во второй схеме [73] (рис. 3.1 б)) используются два тока одинаковой величины, протекающие в противоположных направлениях, что формирует магнитное

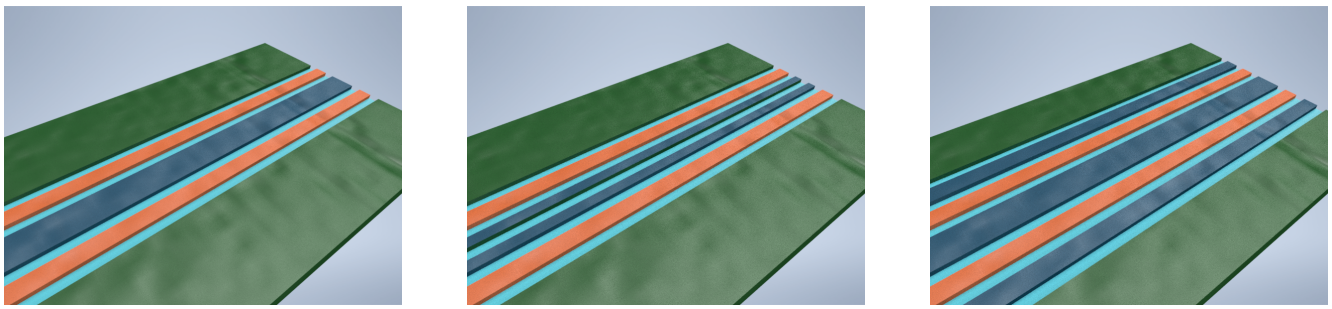
поле, перпендикулярное плоскости ловушки в центральной точке. В данной конфигурации направление градиента микроволнового поля совпадает с направлением постоянного магнитного поля, что позволяет возбуждать π-переходы.

Третья конфигурация [78] (рис. 3.1 в)) включает три равноудалённых проводника, по которым протекает одинаковый ток, что приводит к компенсации переменного магнитного поля в определённой точке пространства. В этой точке градиент поля вдоль осей x–y отличен от нуля, что делает возможной реализацию как π-, так и σ-переходов. Простые оценки показывают, что в идеализированном случае точка компенсации переменного поля располагается на расстоянии, равном межпроводниковому интервалу, над центральным проводником.

3.4 Рассматриваемые конфигурации планарных ловушек с микроволновыми антеннами

Высота иона h_0 является одним из ключевых параметров, который необходимо тщательно выбирать на этапе проектирования ловушки. Увеличение расстояния между электродами и ионом приводит к росту числовой апертуры, что позволяет делать индивидуальную адресацию с меньшей перетяжкой. Кроме того, скорость нагрева иона существенно уменьшается с увеличением расстояния до поверхности $\sim d^{-4}$. По мере удаления иона от диэлектрических поверхностей уменьшается шум электрического поля, что приводит к снижению ошибок при выполнении квантовых гейтов. В то же время глубина потенциальной ямы уменьшается с ростом высоты иона. Так же этот параметр крайне важен при интеграции микроволновой (MW) линии. Для реализации взаимодействия в ближнем поле предпочтительно меньшее расстояние, поскольку в этом случае усиливается воздействие магнитного поля. Таким образом, высота иона должна выбираться как компромисс между перечисленными факторами.

Расстояние между ионом и электродами определяет геометрию DC и RF



а) б) в)

Рисунок 3.2 Схемы расположения электродов при различных конфигурациях: *а*) — конфигурация ловушки с одной MW-линией; *б*) — с двумя MW-линиями; *в*) — с тремя MW-линиями. Цветовая легенда соответствует Рис. 3.1: синие электроды — микроволновые линии, оранжевые — радиочастотные электроды, зелёные — DC-электроды

электродов, обеспечивающее требуемую высоту локализации. Рассматривается стандартная конфигурация с 5 электродами DC–RF–DC–RF–DC. Заданная геометрия ловушки позволяет разместить микроволновые линии для пропускания тока. Анализируются три возможные схемы размещения проводников: а) один проводник, б) два проводника и в) три проводника, во всех случаях с одинаковой амплитудой тока, но различными направлениями его протекания (см. рис. 3.1 и рис. 3.2).

В варианте а) ток протекает через центральный DC-электрод, поддерживаемый при потенциале, близком к нулю. Такая конфигурация практически не искажает распределение псевдопотенциала, однако формирует магнитное поле преимущественно вдоль оси x (см. рис. 3.1 а) и рис. 3.2 а)).

В варианте б) центральный DC-электрод разделён на два микроволновых проводника, разделённых зазором, равным расстоянию между RF- и DC-электродами. Этот зазор минимально влияет на форму псевдопотенциала, при этом по двум MW-линиям протекают токи противоположного направления, что приводит к формированию магнитного поля вдоль оси y (см. рис. 3.1 б) и рис. 3.2 б)).

В третьем варианте в) дополнительно вводятся две микроволновые линии, расположенные между RF- и внешними DC-электродами (см. рис. 3.1 в) и рис. 3.2 в)). Центральный электрод также используется в качестве MW-линии, формируя трёхпроводниковую конфигурацию. Такая схема позволяет создать магнитное поле с нулевой точкой над поверхностью ловушки. В идеальном случае положение нулевого значения магнитного поля совпадает с минимумом псевдопотенциала.

Дополнительным важным фактором при проектировании планарной ловушки является нагрев, обусловленный протеканием микроволнового тока. Хотя увеличение градиента магнитного поля способствует сокращению времени выполнения гейтов, величина тока ограничена допустимой рассеиваемой мощностью и максимально допустимой температурой чипа, что особенно критично при работе в криогенных условиях. Таким образом, размеры электродов, возможности отвода тепла и допустимая рабочая температура совместно определяют максимально допустимый ток.

После определения геометрии электродов следующим этапом является настройка параметров RF-напряжения — амплитуды и частоты — с целью обеспечения требуемого параметра устойчивости, секулярной частоты и глубины ловушки. Подробнее про эту процедуру можно прочитать в Главе 2.

3.5 Оценки времени двухкубитной операции

Для численного моделирования рассматривается конфигурация электродов, включающая центральный DC-электрод шириной w_c, два симметричных RF-электрода по бокам шириной w_r и два внешних DC-электрода шириной 500 мкм. Зазор между соседними электродами составляет 10 мкм. Задаётся сетка параметров $(w_c, w_r) \in [30, 200] \otimes [30, 200]$ мкм с шагом 10 мкм (всего 18·18 комбинаций), после чего методом конечных элементов (FEM) рассчитывается высота

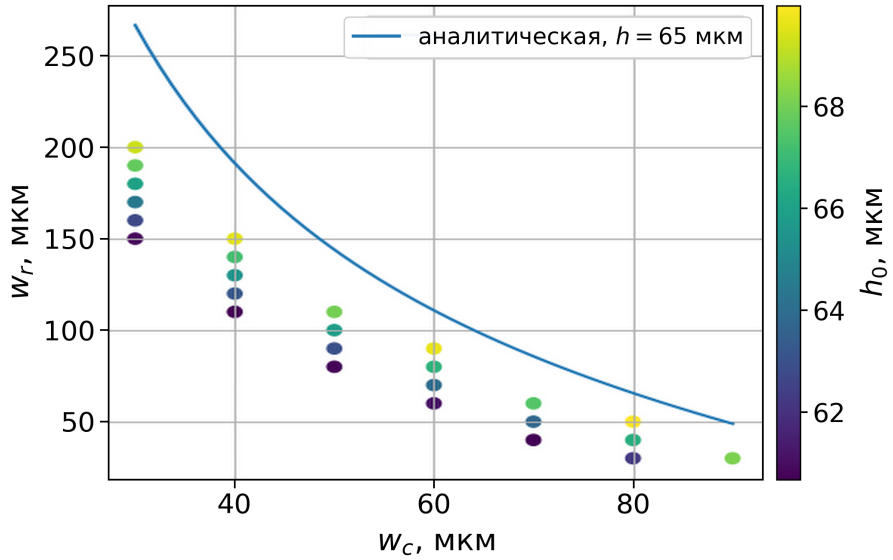


Рисунок 3.3 Зависимость между w_c и w_r для конфигурации а) при $h_0 = 65 \pm 5$ μm. Синяя линия соответствует аналитическому решению [88].

иона над поверхностью ловушки. На рис. 3.3 представлена зависимость между w_c и w_r для случая $h_0 = 65 \pm 5$ мкм в конфигурации а). Для остальных схем зависимость носит аналогичный характер, поскольку различия связаны лишь с наличием небольших зазоров для MW-линий. Следует отметить, что одинаковое значение h_0 может быть реализовано при различных комбинациях геометрических параметров электродов.

Высота иона также может быть качественно оценена в рамках аналитической модели [88]:

$$h_0 = \frac{1}{2}\sqrt{w_c w_r (w_c + 2w_r)}. \tag{3.21}$$

Однако данная модель (синяя линия на рис. 3.3) не учитывает зазоры между электродами, что приводит к отклонениям от численных результатов. Поэтому распределение полей и высота локализации иона, как правило, определяются численно.

На следующем этапе выбираются значения w_c и w_r, обеспечивающие $h_0 = 65 \pm 3$ мкм. Для конфигураций а) и б) выбор w_c и w_r однозначно задаёт геометрию ловушки и не содержит свободных параметров. В конфигурации в)

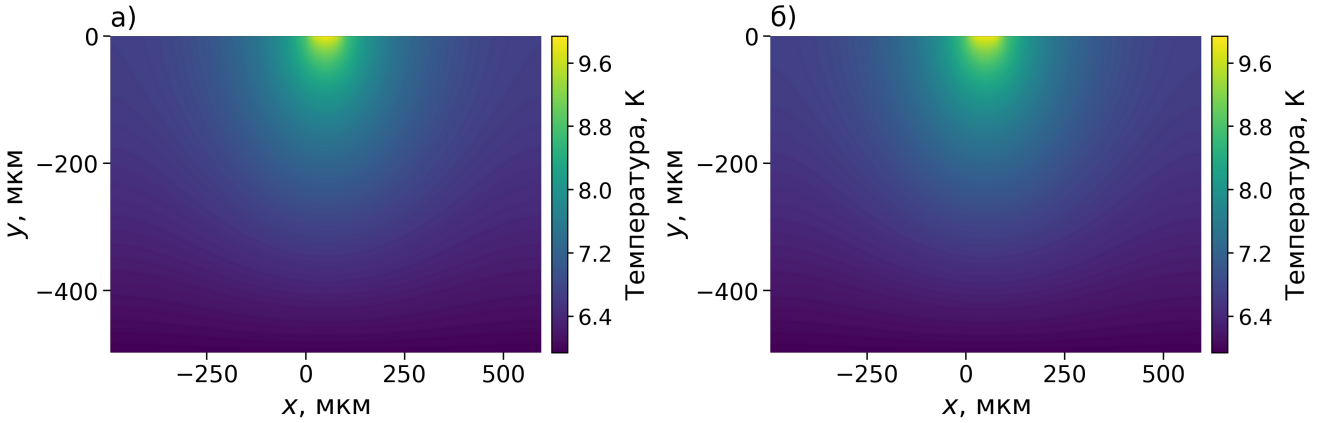


Рисунок 3.4 Распределение температуры для конфигураций а) и б) при $w_c = 80$ μm и $w_r = 40$ μm.

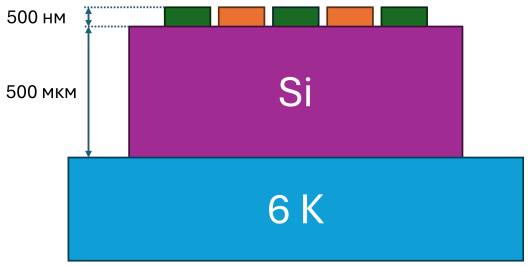


Рисунок 3.5 Геометрические размеры чипа, расположенного на криоголове.

дополнительно вводится параметр w_d, соответствующий ширине двух внешних MW-линий. Стоит отметить, что основная идея данной конфигурации заключается в совмещении минимума псевдопотенциала с нулевой точкой переменного магнитного поля. Однако в рамках рассмотренных параметров не удалось найти набор параметров (w_c, w_r, w_d), удовлетворяющий этому условию. Причина заключается в следующем. Как отмечалось в разд. 3.3, для конфигурации в) высота иона совпадает с расстоянием между MW-проводниками. В рассматриваемом случае расстояние между токами порядка $w_c/2 + w_r \approx 80$ мкм определяет положение нуля магнитного поля, что существенно превышает требуемую высоту $h_0 = 65 \pm 3$ мкм. Поэтому в дальнейшем анализ ограничивается конфигурациями а) и б).

Для определения верхнего предела тока выполняется моделирование тепловых процессов методом конечных элементов. Для конфигураций а) и б) рассчи-

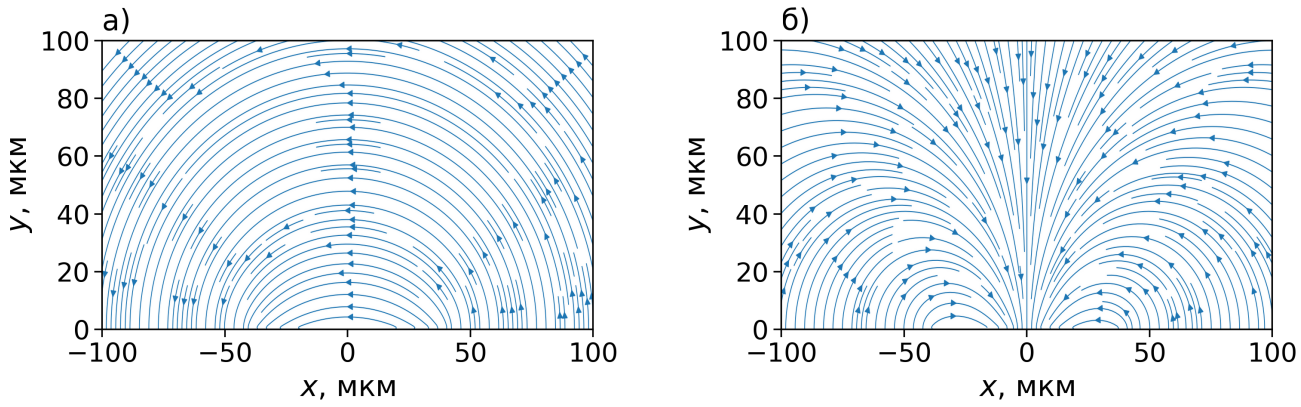
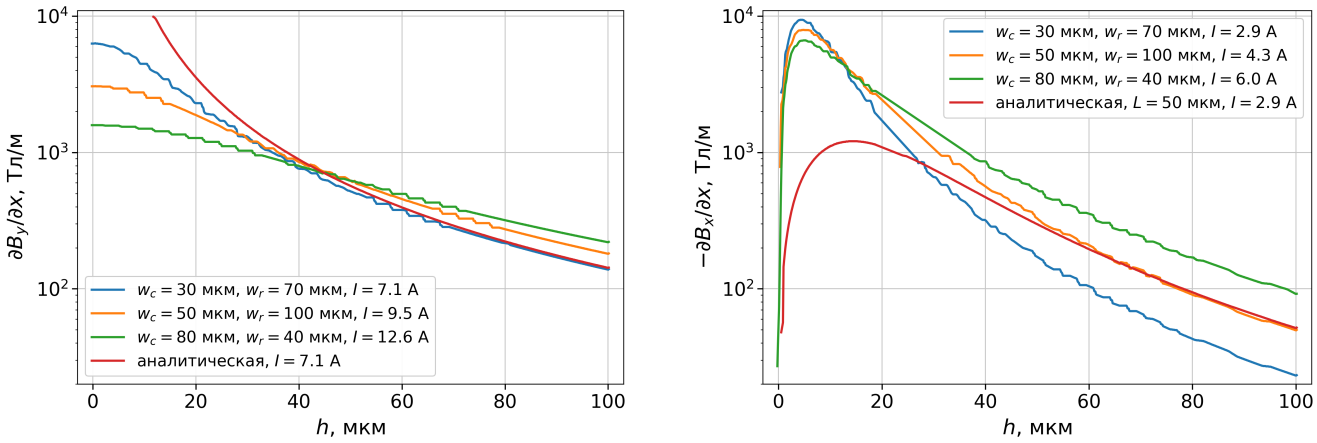


Рисунок 3.6 Линии магнитного поля для конфигураций а) и б) при $w_c = 80$ μm и $w_r = 40$ μm.

тывается максимальный переменный ток, являющийся основным источником нагрева. Высота кремниевой подложки принимается равной 500 мкм (Рис. 3.5), толщина золотых электродов — 500 нм. Температура нижней поверхности подложки фиксируется на уровне 6 K (типичное значение для экспериментов с планарными ловушками в криогенике). Определяется максимальный ток, при котором температура поверхности чипа не превышает 10 K. Распределение температуры представлено на Рис. 3.4. В расчётах к MW-электродам прикладывается гармонический ток постоянной амплитуды, после чего определяется стационарное тепловое состояние системы. Тепловая мощность, рассеиваемая MW-линией, отводится через охлаждающий элемент, соединённый с нижней частью подложки. Отводимая мощность составляет порядка 2 Вт на 1 мм длины ловушки, что соответствует экспериментально достижимым значениям. Таким образом получается оценка сверху на величину микроволнового тока.

Далее проводится моделирование электромагнитного поля с целью определения высоты иона и градиента микроволнового магнитного поля. Примеры распределения магнитного поля приведены на рис. 3.6. Для кремниевой подложки с высоким удельным сопротивлением и рассматриваемых геометрических параметров диэлектрические потери в кремнии и ёмкостная связь между электродами оказывают пренебрежимо малое влияние на распределение поля



а) б)

Рисунок 3.7 Примеры градиентов MW магнитного поля для различных значений w_c и w_r при максимальном допустимом токе: *а*) — $\partial B_y/\partial x$ для конфигурации с одним проводником; *б*) — $\partial B_x/\partial x$ для конфигурации с двумя проводниками

в области локализации иона. Поэтому данные эффекты не учитываются, как и в предыдущих работах [79; 82]. Отмечается (см рис. 3.7), что градиент поля существенно зависит от высоты для обеих схем, однако в конфигурации б) изменение выражено значительно сильнее, чем в а).

При больших расстояниях ширина MW-проводника перестаёт играть существенную роль, поскольку он эквивалентен тонкому линейному проводнику малого сечения. Однако сопротивление MW-линии уменьшается с увеличением её ширины, что позволяет пропускать большие токи и формировать более высокие градиенты поля. При малых расстояниях проводник нельзя рассматривать как бесконечно тонкую линию. В этом случае увеличение ширины приводит к уменьшению градиента поля вследствие снижения плотности тока, распределённого по большей площади. Поскольку вклад каждого элементарного участка проводника убывает с расстоянием и уменьшением плотности тока, суммарное поле оказывается меньшим.

Для лучшего понимания результатов численного моделирования выполне-

на аналитическая оценка градиента магнитного поля (рис. 3.7). Для схемы а) рассматривается одиночный проводник с током I, для которого градиент над проводником определяется выражением

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\frac{1}{y^2}.$$

Как отмечено выше, данная оценка хорошо согласуется с численным моделированием при больших расстояниях, когда влияние конечных размеров проводника становится несущественным. При малых расстояниях наблюдается заметное расхождение. Для схемы б) рассматриваются два проводника с противоположными токами $\pm I$, разделённые расстоянием L. Градиент поля над серединой определяется выражением

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\frac{2Ly}{(L^2/4 + y^2)}.$$

И в этом случае при больших расстояниях наблюдается хорошее соответствие с численным моделированием. Асимптотическое поведение градиента различается: для схемы а) выполняется $\partial B_y/\partial x \propto 1/y^2$, тогда как для схемы б) — $\partial B_x/\partial x \propto 1/y^3$.

Следует подчеркнуть, что длительность двухкубитного гейта определяется максимальной температурой чипа, поскольку она ограничивает допустимый ток, а следовательно, и величину градиента магнитного поля, определяющего время гейта. Поэтому для реализации быстрых двухкубитных операций требуется криогенная установка. Кроме того, подложка выступает промежуточным элементом между источником тепла и холодным наконечником криостата; использование материалов с более высокой теплопроводностью позволяет дополнительно снизить максимальную температуру чипа.

Перед завершением анализа в табл. 3.1 приведены рассчитанные максимальные значения тока, градиенты переменного магнитного поля и времена двухкубитных гейтов для конфигураций а) и б). Для каждого набора параметров градиент магнитного поля вычисляется в точке локализации иона. Различие

Таблица 3.1 Рассчитанные максимальные токи, градиенты магнитного поля и времена двухкубитных гейтов для различных конфигураций MW-чипа.

	(а) один проводник					(б) два проводника				
w_c,w_r, мкм	h_0, мкм	I, А	$\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\partial B_y}{\partial x}$, $\frac{T}{\text{м}}$	T_{2Q}^{Be}, мкс	T_{2Q}^{Ca}, мкс	h_0, мкс	I, А	$\frac{\partial B_x}{\partial x}$, $\frac{T}{\text{м}}$	T_{2Q}^{Be}, мкс	T_{2Q}^{Ca}, мкс
30, 170	64,4	7,05	230	25	37	62,8	2,88	-86	67	80
30, 180	66,0	7,05	220	27	39	65,2	2,88	-79	74	88
40, 120	63,6	8,36	274	21	31	62,8	3,63	-131	45	53
40, 130	66,0	8,36	250	23	34	64,4	3,63	-122	47	57
50, 90	63,6	9,53	298	20	28	62,8	4,29	-176	33	39
50, 100	66,0	9,53	272	21	31	65,2	4,29	-161	36	43
60, 70	64,4	10,63	300	19	28	64,4	4,89	-216	27	32
70, 50	64,4	11,66	308	19	27	64,4	5,44	-247	24	28
80, 40	66,0	12,64	302	19	28	66,0	5,96	-268	22	26

между схемами обусловлено изменением распределения плотности тока по поверхности электродов.

В конфигурации а), соответствующей однопроводниковой схеме, возбуждается σ-переход. Поэтому при определении эффективного градиента и расчёте времени гейта учитывается только линейно поляризованная составляющая MW-поля, спроецированная на соответствующую σ-поляризацию. Время двухкубитного гейта рассчитывается как для иона $^9Be^+$ (переходы: π: $|F=1,m_F=1\rangle \to |F=2,m_F=1\rangle$ и σ: $|F=1,m_F=0\rangle \to |F=2,m_F=1\rangle$ при сверхтонком расщеплении основного состояния 1,25 ГГц, Рис. 3.8) в ловушке с секулярной частотой 6 МГц ($f_{rf}=88$ MHz, $V_{rf}=75$ V [79]), так и для иона $^{43}Ca^+$ (переходы: π: $|F=3,m_F=1\rangle \to |F=4,m_F=1\rangle$ и σ: $|F=3,m_F=1\rangle \to |F=4,m_F=0\rangle$ при сверхтонком расщеплении 3,1 ГГц) в ловушке с секулярной частотой 3 МГц ($f_{rf}=30$ MHz, $V_{rf}=100$ V [89]).

Видно, что минимальное время гейта составляет 19 мкс для иона $^9Be^+$ и 26 мкс для иона $^{43}Ca^+$. При этом чип нагревается всего на 4 K — с 6 K до 10 K. Минимальные значения, которые можно получить при использовании π- и σ-переходов, приблизительно равны.

Отметим, что в экспериментальных реализациях подобных микроволновых

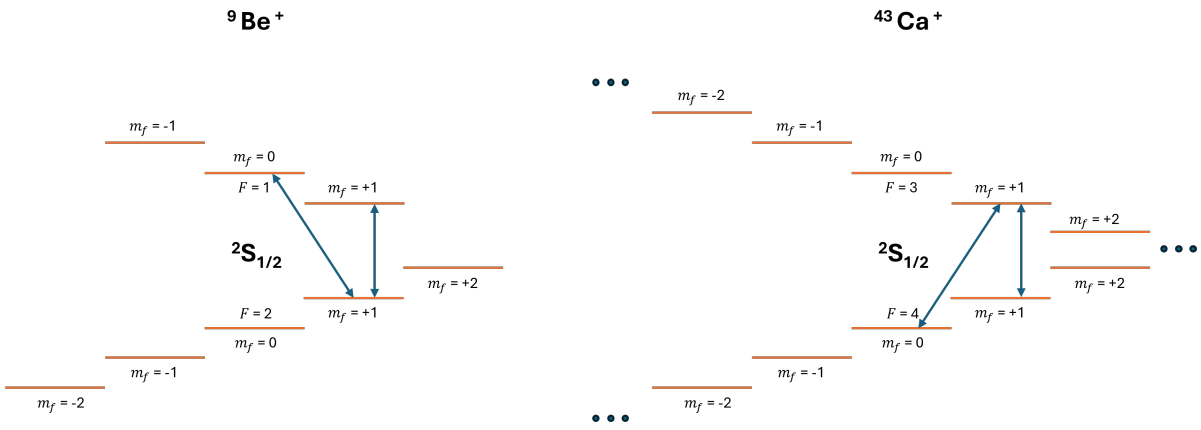


Рисунок 3.8 Уровни сверхтонкого расщепления основного состояния $^2S_{1/2}$ для ионов $^9Be^+$ (сверхтонкое расщепление 1,25 ГГц) и $^{43}Ca^+$ (3,1 ГГц). Диагональные стрелки отмечают σ-переходы ($\Delta m_F = \pm 1$), возбуждаемые компонентой микроволнового поля, направленной вдоль оси квантования; вертикальные стрелки отмечают π-переходы ($\Delta m_F = 0$), возбуждаемые компонентой поля, перпендикулярной оси квантования.

гейтов рабочую точку по постоянному магнитному полю выбирают вблизи значения, при котором частота кубитного перехода минимально чувствительна к его флуктуациям («магического» значения поля); это подавляет дефазировку кубита за время выполнения гейта и не сказывается на величине используемого здесь градиента переменного поля, поскольку последний определяется геометрией антенны и приложенным током, а не постоянной составляющей поля [81; 82; 90].

Отметим, что в конфигурации а) высота иона совпадает с высотой в ловушке без MW-линии, поскольку введение микроволнового проводника не изменяет структуру электродов и форму псевдопотенциала. В конфигурации б) высота несколько изменяется из-за появления зазора в центральном электроде; при увеличении w_c относительное влияние этого зазора уменьшается. Остаточная компонента переменного магнитного поля в точке локализации иона близко к нулю и в основном определяется численной погрешностью расчёта.

В двухпроводниковой схеме суммарная рассеиваемая мощность больше, по-

скольку используются два проводника с большим эквивалентным сопротивлением, что приводит к меньшим допустимым значениям тока по сравнению с однопроводниковой конфигурацией.

Как отмечалось выше, в конфигурации а) величина градиента магнитного поля изменяется относительно слабо при варьировании геометрических параметров. В то же время в конфигурации б) градиент существенно зависит от выбранной геометрии. Это указывает на то, что оптимизация конструкции ловушки может привести к значительному сокращению времени выполнения двухкубитного гейта.

3.6 Основные результаты главы 3

В данной главе разработаны практические рекомендации по проектированию планарной ионной ловушки, оптимизированной для реализации быстрых двухкубитных микроволновых гейтов. Рассмотрены две конфигурации микроволновых проводников: однопроводниковая схема, обеспечивающая возбуждение σ-переходов, и двухпроводниковая схема, предназначенная для реализации π-переходов. Проведён сравнительный анализ распределения микроволнового магнитного поля и его градиента в зависимости от геометрических параметров ловушки.

Показано, что для высоты локализации иона ≈ 65 мкм величины градиента микроволнового магнитного поля для обеих конфигураций сопоставимы. При этом ключевым параметром, определяющим достижимые характеристики, является ширина MW-проводника, поскольку именно она задаёт максимально допустимый ток при ограничениях, связанных с тепловыделением. Таким образом, оптимизация ширины проводников позволяет повысить градиент магнитного поля без возникновения чрезмерного нагрева чипа.

В качестве конкретного примера продемонстрировано, что при реалистич-

ных значениях высоты иона и секулярной частоты и при нагреве поверхности чипа с 6 K до 10 K достижимо время двухкубитного гейта порядка 20–30 мкс как для ионов $^{9}Be^{+}$, так и для $^{43}Ca^{+}$. Полученные результаты подтверждают перспективность использования планарных ловушек с интегрированными микроволновыми линиями для создания масштабируемых квантовых процессоров и демонстрируют возможность реализации быстрых и высокоэффективных двухкубитных операций в криогенных условиях.

Глава 4

Двухстадийная двухкубитная операция в ионе $^{171}Yb^{+}$

Достоверность и длительность двухкубитной операции ограничивают глубину исполняемых квантовых алгоритмов. Рассмотренный в Главе 3 безлазерный подход, обеспечивающий рекордную достоверность, для иттербия малопригоден: длительность микроволнового гейта растёт с массой иона как $\sqrt{m}$, и при переходе от лёгких $^{9}Be^{+}$ и $^{43}Ca^{+}$, для которых получены значения 19 и 26 мкс, к $^{171}Yb^{+}$ время операции при том же градиенте поля возрастает в несколько раз. Поэтому для тяжёлых ионов запутывание по-прежнему создаётся оптическими полями — по схеме Мёльмера–Соренсена [35] либо Light-Shift [71], где спин-зависимая сила пропорциональна интенсивности излучения, так что операцию ускоряют наращиванием оптической мощности.

В планарных ловушках этот путь ограничен. Малое расстояние от иона до поверхности усиливает вклад поверхностных шумов, растущий как $\sim d^{-4}$ [25], а интенсивное освещение чипа само порождает остаточные поля из-за фотоиндуцированной зарядки диэлектрических участков и оксидных слоёв [91]. Эффект тем сильнее, чем короче длина волны, тогда как в ионе $^{171}Yb^{+}$ двухкубитные операции выполнялись преимущественно на 355, 370, 411 и 435 нм.

В данной главе вводятся основные понятия, связанные с двухкубитной оптической операцией: рассматривается охлаждение до основного колебательного состояния и выводится эффективный гамильтониан гейта Light-Shift. Разбираются ограничения на использование коротковолнового излучения в планарных ловушках, и на этой основе предлагается выполнять операцию через метастабильное состояние $^2\mathrm{F}_{5/2}$ на длине волны 1162 нм, что следует идеологии *omg*-архитектуры кубита [40] и допускает применение глобального оптического поля при сохранении индивидуальной адресации ионов. Приводятся экспериментальные результаты по спектроскопии состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$ — его сверхтонкое расщепление, g_J-фактор Ланде и время жизни, — а также численный расчёт предлагаемой двухкубитной операции.

4.1 Охлаждение до основного колебательного состояния

После стадии доплеровского охлаждения иона в ловушке, как правило, достигается так называемый режим Лэмба–Дике. Этот режим реализуется при выполнении условия

$$\eta\sqrt{\langle(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)^2\rangle} \ll 1, \tag{4.1}$$

где $\eta = kx_0$ — параметр Лэмба–Дике, k — волновой вектор взаимодействующего излучения, $x_0 = \sqrt{\hbar/(2m\omega_{\mathrm{sec}})}$ — характерный размер нулевых колебаний иона, $\hat{a}$ и $\hat{a}^\dagger$ — операторы уничтожения и рождения колебательных квантов (фононов) в соответствующей моде, а ω_{sec} — секулярная частота ловушки.

Физически условие (4.1) означает, что амплитуда колебаний иона значительно меньше длины волны взаимодействующего излучения. В этом случае можно разложить экспоненциальный оператор, описывающий пространственную зависимость поля, в ряд по малому параметру η и ограничиться линейным приближением.

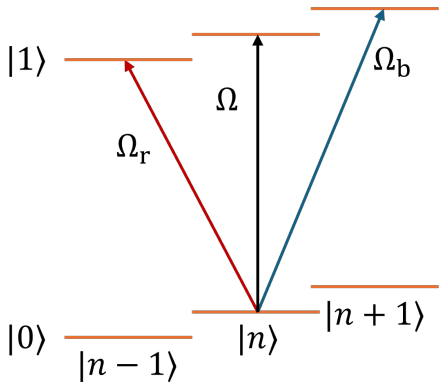


Рисунок 4.1 Электронно-колебательные уровни, используемые при доплеровском охлаждении и различные типы переходов между ними

В режиме Лэмба–Дике гамильтониан взаимодействия иона с монохроматическим лазерным полем в вращающейся системе отсчёта принимает вид

$$\hat{H}_{\mathrm{LD}} = \frac{\hbar\Omega}{2}\hat{\sigma}_+ \left[1 + i\eta\left(\hat{a}e^{-i\omega_{\mathrm{sec}}t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega_{\mathrm{sec}}t}\right)\right] e^{i(\varphi-\delta t)} + \mathrm{h.c.}, \tag{4.2}$$

где Ω — частота Раби электронного перехода, $\hat{\sigma}_+$ и $\hat{\sigma}_-$ — операторы повышения и понижения для внутреннего (электронного) состояния иона, δ — отстройка лазерного излучения от резонансной частоты перехода, а φ — фаза лазерного поля.

Далее предположим, что для рассматриваемого электронного перехода $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ колебательный спектр иона спектрально разрешён, то есть выполняется условие

$$\Gamma \ll \omega_{\mathrm{sec}}, \tag{4.3}$$

где Γ — естественная ширина электронного перехода. На практике это условие выполняется для большинства оптических мультипольных переходов, магнитных переходов, а также для рамановских переходов, широко используемых в экспериментах с захваченными ионами.

В таком режиме, в зависимости от выбора отстройки δ, реализуются три качественно различных типа резонансных процессов (см. рис. 4.1).

Несущая частота ($\delta = 0$). При нулевой отстройке гамильтониан взаимодействия принимает вид

$$\hat{H}_{\mathrm{c}} = \frac{\hbar\Omega}{2}\left(\hat{\sigma}_{+}e^{i\varphi} + \hat{\sigma}_{-}e^{-i\varphi}\right). \tag{4.4}$$

В этом случае происходят резонансные переходы вида $|0\rangle|n\rangle \leftrightarrow |1\rangle|n\rangle$, то есть изменяется только внутреннее состояние иона, тогда как число колебательных квантов остаётся неизменным.

Синяя боковая полоса ($\delta = +\omega_{\mathrm{sec}}$). При выборе отстройки, равной секулярной частоте ловушки, гамильтониан принимает форму

$$\hat{H}_{\mathrm{b}} = \frac{\hbar\Omega\eta}{2}\left(\hat{a}^{\dagger}\hat{\sigma}_{+}e^{i\varphi} + \hat{a}\hat{\sigma}_{-}e^{-i\varphi}\right). \tag{4.5}$$

Данное взаимодействие приводит к электронно-колебательным переходам $|0\rangle|n\rangle \leftrightarrow |1\rangle|n+1\rangle$, происходящим с частотой Раби

$$\Omega_b = \Omega\eta\sqrt{n+1}. \tag{4.6}$$

Красная боковая полоса ($\delta = -\omega_{\mathrm{sec}}$). При отстройке лазера в красную область гамильтониан имеет вид

$$\hat{H}_{\mathrm{r}} = \frac{\hbar\Omega\eta}{2}\left(\hat{a}\hat{\sigma}_{+}e^{i\varphi} + \hat{a}^{\dagger}\hat{\sigma}_{-}e^{-i\varphi}\right). \tag{4.7}$$

Именно этот тип взаимодействия играет ключевую роль в реализации охлаждения иона до основного колебательного состояния.

Рассмотрим ион, первоначально находящийся в состоянии $|0\rangle|n\rangle$. Под действием гамильтониана (4.7) за время π-импульса

$$\int_0^{t_\pi} \Omega_{\mathrm{r}}\, dt = \pi, \qquad \Omega_{\mathrm{r}} = \Omega\eta\sqrt{n}, \tag{4.8}$$

система переходит в состояние $|1\rangle|n-1\rangle$, тем самым уменьшая число фононов в данной моде на единицу.

После этого ион может быть возвращён в исходное электронное состояние $|0\rangle$, например, посредством оптической перекачки через вспомогательные уровни. Поскольку процесс происходит в режиме Лэмба–Дике, спонтанные распады в основном не изменяют колебательное квантовое число, что обеспечивает направленное охлаждение.

Многократное повторение описанной процедуры приводит к постепенному уменьшению среднего числа фононов и охлаждению иона до основного колебательного состояния. Данный метод известен как охлаждение на боковых колебательных частотах.

Эффективность бокового охлаждения, однако, ограничена рядом факторов. Во-первых, спонтанное излучение в процессе оптической перекачки приводит к стохастическому нагреву иона. Во-вторых, частоты Раби электронно-колебательных переходов имеют немонотонную зависимость от квантового числа n, что может вызывать накопление населённостей на определённых высоких колебательных уровнях. Совокупность этих эффектов определяет предельную достижимую температуру при охлаждении на боковых полосах.

В рассматриваемом ионе $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ для охлаждения в основное колебательное состояние используются уровни $|0\rangle = \left|{}^2S_{1/2}, F=0\right\rangle$ и $|1\rangle = \left|{}^2D_{3/2}, F=2\right\rangle$. Для возвращения в основное состояние используется лазер перекачки с длиной волны 935 нм.

4.2 Двухкубитная операция

Существует два основных типа двухкубитных гейтов в квантовых вычислениях на холодных ионах: гейт Мёльмера-Соренсена (MS)[35] и гейт Light-Shift (LS)[71]. В данной главе будет рассмотрен последний. Используемый далее уровень $|2\rangle$ может быть либо одним из уровней кубита $|0\rangle$ или $|1\rangle$, либо уровнем, на который предварительно переносится населённость с одного из них, — для



Рисунок 4.2 Направление лазерных пучков для реализации LS гейта

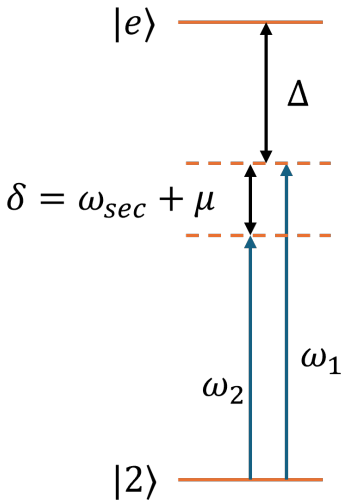


Рисунок 4.3 Длины волн лазеров, используемые в LS гейте

дальнейшего рассмотрения это не важно. Существенно лишь то, что лазерное поле воздействует избирательно: индуцируемый им спин-зависимый световой сдвиг испытывает только та компонента волновой функции иона, которая отвечает состоянию $|2\rangle$. Вследствие этого пара ионов приобретает набег фазы, отличный от нуля лишь для компоненты $|2\rangle_1 |2\rangle_2$, в которой оба иона находятся в состоянии $|2\rangle$. Такой условный фазовый сдвиг не может быть представлен произведением однокубитных операций и потому переводит изначально факторизуемое состояние пары ионов в перепутанное; именно в этом смысле далее говорится о запутывании ионов по состоянию $|2\rangle$.

Рассмотрим два лазерных поля с частотами ω_1 и ω_2, распространяющиеся в противоположных направлениях вдоль оси ловушки, как показано на рис. 4.2. Соотношения между длинами волн, необходимые для реализации двухкубитной фазовой операции, приведены на рис. 4.3.

Разность частот лазеров

$$\delta = \omega_1 - \omega_2 \tag{4.9}$$

выбирается близкой к секулярной частоте осевой колебательной моды ω_{sec}, так что выполняется условие

$$|\mu| = |\delta - \omega_{sec}| \ll \omega_{sec}, \tag{4.10}$$

что соответствует возбуждению колебательной динамики вблизи боковой полосы.

Отстройка Δ от возбуждённого электронного состояния $|e\rangle$ выбирается большой по сравнению как с естественной шириной линии Γ_e, так и с характерной частотой Раби Ω. Это необходимо для подавления спонтанных распадов и минимизации ошибок, связанных с населением возбуждённого уровня. Одновременно отстройка должна оставаться малой по сравнению с оптическими частотами лазеров:

$$\Gamma_e \ll \Delta \ll \omega_1 \approx \omega_2. \tag{4.11}$$

Гамильтониан взаимодействия лазерного поля с двумя ионами в дипольном приближении имеет вид

$$\hat{H}_{\text{int}} = \sum_{j=1}^{2} \sum_{l=1}^{2} \left(\hbar\Omega \left|e_j\right\rangle \left\langle 2_j\right| + \hbar\Omega^* \left|2_j\right\rangle \left\langle e_j\right| \right) \cos(k_l \hat{z}_j + \omega_l t + \varphi_l) \,, \tag{4.12}$$

где $\hat{z}_j$ — оператор координаты j-го иона вдоль оси ловушки, k_l и φ_l — волновой вектор и фаза l-го лазера соответственно.

Полный гамильтониан системы включает также энергетические уровни ионов $\mathcal{E}_e$ и $\mathcal{E}_2$ и вклад колебательных мод ловушки ν. Таким образом, полный гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{H} = \sum_{j=1}^{2} \left(\mathcal{E}_2 \left|2_j\right\rangle \left\langle 2_j\right| + \mathcal{E}_e \left|e_j\right\rangle \left\langle e_j\right| \right) + \sum_{\nu} \hbar\omega_{sec}^{\nu} \hat{a}_\nu^\dagger \hat{a}_\nu + \hat{H}_{\text{int}}. \tag{4.13}$$

Для начала рассмотрим взаимодействие лазерного поля с одним ионом, временно пренебрегая колебательной динамикой. Перейдём в представление взаимодействия относительно гамильтониана энергетических уровней ионов с по-

мощью унитарного преобразования

$$\hat{U}(t) = \begin{pmatrix} e^{i\mathcal{E}_2 t/\hbar} & 0 \\ 0 & e^{i\mathcal{E}_e t/\hbar} \end{pmatrix}. \tag{4.14}$$

Преобразованный гамильтониан взаимодействия для одного иона принимает вид

$$\begin{aligned} \tilde{H}_j &= \hat{U}\hat{H}_j\hat{U}^\dagger + i\hbar\dot{\hat{U}}\hat{U}^\dagger \\ &= \frac{\hbar\Omega}{2}\left(\hat{C}_{1j}e^{-i\Delta t} + \hat{C}_{1j}^\dagger e^{-i(2\omega_1+\Delta)t}\right)|2_j\rangle\langle e_j| \\ &\quad + \frac{\hbar\Omega}{2}\left(\hat{C}_{2j}e^{-i(\Delta+\delta)t} + \hat{C}_{2j}^\dagger e^{-i(\omega_1+\omega_2+\Delta)t}\right)|2_j\rangle\langle e_j| + \text{h.c.}, \end{aligned} \tag{4.15}$$

где введено обозначение

$$\hat{C}_{lj} = \exp(ik_l\hat{z}_j + i\varphi_l). \tag{4.16}$$

В силу условий (4.11) можно пренебречь быстро осциллирующими членами с частотами порядка $2\omega_1 + \Delta$ и $\omega_1 + \omega_2 + \Delta$. Данное упрощение известно как приближение вращающейся волны (RWA). В этом приближении гамильтониан принимает вид

$$\tilde{H}_j \approx \frac{\hbar\Omega}{2}\left(\hat{C}_{1j}e^{-i\Delta t} + \hat{C}_{2j}e^{-i(\Delta+\delta)t}\right)|2_j\rangle\langle e_j| + \text{h.c.} \tag{4.17}$$

Теперь рассмотрим волновую функцию одного иона в представлении взаимодействия:

$$\tilde{\psi}(t) = \begin{pmatrix} A_2(t) \\ A_e(t) \end{pmatrix}. \tag{4.18}$$

Уравнение Шрёдингера для гамильтониана (4.17) принимает вид

$$\dot{A}_2 = -\frac{i\Omega}{2}A_e\left(\hat{C}_1e^{-i\Delta t} + \hat{C}_2e^{-i(\Delta+\delta)t}\right), \tag{4.19}$$

$$\dot{A}_e = -\frac{i\Omega^*}{2}A_2\left(\hat{C}_1^\dagger e^{i\Delta t} + \hat{C}_2^\dagger e^{i(\Delta+\delta)t}\right). \tag{4.20}$$

Поскольку отстройка Δ существенно превышает частоту Раби и ширину линии, населённость возбуждённого уровня $|e\rangle$ следует динамике уровня $|2\rangle$

адиабатически. В рамках адиабатического приближения можно положить $\dot{A}_e \approx 0$, откуда получаем

$$A_e(t) = \frac{\Omega^*}{2} A_2(t) \left(\frac{\hat{C}_1^\dagger e^{i\Delta t}}{\Delta} + \frac{\hat{C}_2^\dagger e^{i(\Delta+\delta)t}}{\Delta+\delta} \right). \tag{4.21}$$

$$i\dot{A}_2 = \frac{|\Omega|^2}{4} A_2 \left(\frac{1}{\Delta} + \frac{1}{\Delta+\delta} + \frac{\hat{C}_1^\dagger \hat{C}_2}{\Delta} e^{-i\delta t} + \frac{\hat{C}_2^\dagger \hat{C}_1}{\Delta+\delta} e^{i\delta t} \right), \tag{4.22}$$

Так как $\delta \ll \Delta$, можно пренебречь δ в знаменателях. Подставляя (4.21) в (4.19) и пренебрегая быстро осциллирующими членами, получаем эффективный гамильтониан для уровня $|2\rangle$:

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \hbar \frac{\Omega^2}{2\Delta} \left[1 + \cos(\Delta k \hat{z} + \delta t + \Delta\varphi) \right] |2\rangle \langle 2| , \tag{4.23}$$

где $\Delta k = k_1 - k_2$ и $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$.

Полученный гамильтониан содержит как пространственно однородный вклад, так и зависящий от координаты и времени. Первый член соответствует динамическому (AC) эффекту Штарка, приводящему к постоянному сдвигу энергии уровня на величину $\hbar\Omega^2/(2\Delta)$. Этот сдвиг приводит к накоплению фазы и является критически важным фактором при реализации двухкубитных фазовых гейтов, поскольку делает операцию чувствительной к флуктуациям мощности лазеров и может искажать требуемую относительную фазу. Существует, однако, модификация этого гейта, в которой эффект Штарка компенсируется, — так называемый 4LS-гейт. Его конфигурация отличается наличием ещё двух лазерных пучков, ω_3 и ω_4, таких что ω_3 коллинеарен и совпадает с ω_1, а ω_4 коллинеарен и совпадает с ω_2; кроме того, выполняются следующие соотношения (рис. 4.4):

$$\omega_4 - \omega_3 = \delta, \tag{4.24}$$

$$\omega_3 - \omega_1 = 2\Delta \tag{4.25}$$

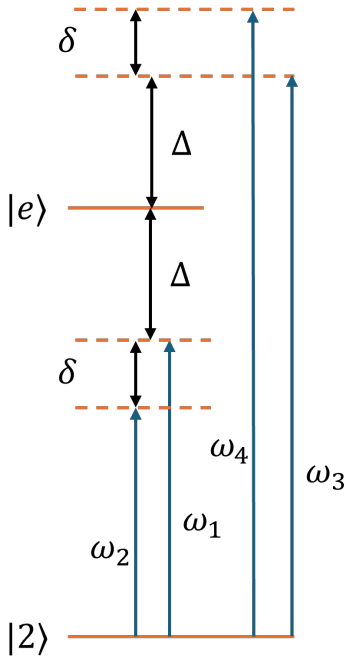


Рисунок 4.4 Длины волн лазеров, используемые в 4LS гейте

Повторив выкладки для ω_3 и ω_4 можно получить эффективный гамильтониан одного иона:

$$\hat{H}_{\text{eff}} = 2\hbar\tilde{\Omega}\Big(\cos(\Delta k_{12}\hat{z} + \delta t + \Delta\varphi_{12}) - \cos(\Delta k_{34}\hat{z} - \delta t + \Delta\varphi_{34})\Big)\,|2\rangle\langle 2| \tag{4.26}$$

$$= -4\hbar\tilde{\Omega}\sin(\delta t + \Delta\varphi)\sin(\Delta k\hat{z} + \Phi)\,|2\rangle\langle 2|\,, \tag{4.27}$$

где $\tilde{\Omega} = \frac{\Omega^2}{4\Delta}$ — эффективная частота Раби, $\Delta k \approx k_1 - k_2 \approx k_3 - k_4$ — разница волновых векторов, $\Phi = \Delta\varphi_{12} + \Delta\varphi_{34}$, $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{12} - \Delta\varphi_{34}$.

Таким образом получается эффективный гамильтониан, в котором отсутствует постоянный эффект Штарка, действующий на отдельный ион. Далее необходимо рассмотреть полный гамильтониан системы двух ионов с учётом движения в ловушке:

$$\hat{H} = \sum_{\nu} \hbar\omega^{\nu}_{sec}\hat{a}^{\dagger}_{\nu}\hat{a}_{\nu} - 4\hbar\tilde{\Omega}\sum_{j=1,2}\sin(\delta t + \Delta\varphi)\,\sin(\Delta k\hat{z}_j + \Phi)\,|2_j\rangle\langle 2_j|. \tag{4.28}$$

Движение ионов удобно описывать в терминах вторичного квантования. Далее будем предполагать, что система находится в режиме Лэмба–Дике, когда амплитуда колебаний ионов существенно меньше длины волны лазера

$\lambda = 2\pi/k$. Это предположение оправдано, поскольку рассматриваемый ион охлаждён до температуры не выше доплеровского предела. Соответствующее условие записывается в виде:

$$\eta_\nu^{(j)} \sqrt{\langle (\hat{a}_\nu + \hat{a}_\nu^\dagger)^2 \rangle} \ll 1, \tag{4.29}$$

где параметр Лэмба–Дике $\eta_\nu^{(j)}$ определяется амплитудным вектором продольной моды ν:

$$\eta_\nu^{(j)} = \Delta k \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_\nu}}\, b_\nu^{(j)}. \tag{4.30}$$

Данный режим достигается после предварительного доплеровского охлаждения и достижения малых чисел колебательных квантов n_ν. В таком случае фазу $\Delta k \hat{z}_j$ можно разложить по модам:

$$\Delta k \hat{z}_j = \varphi_j + \sum_\nu \eta_\nu^{(j)} (\hat{a}_\nu + \hat{a}_\nu^\dagger), \quad \varphi_j = \Delta k z_{0j}, \tag{4.31}$$

где z_{0j} — положение равновесия j-го иона. Подставив это в гамильтониан (4.28), получаем:

$$\sin(\Delta k \hat{z}_j + \Phi) \approx \sum_\nu \eta_\nu^{(j)} (\hat{a}_\nu + \hat{a}_\nu^\dagger) \cos(\varphi_j + \Phi) + \sin(\varphi_j + \Phi). \tag{4.32}$$

Выберем координату первого иона за начало отсчёта: $z_0 = 0$, тогда $\varphi_1 = 0$. Второй ион устанавливается так, чтобы $\varphi_2 = \pi(2l + 1)$. При этом возникает динамический эффект Штарка:

$$\hat{H}_{\text{ac-Stark}} = 4\hbar\tilde{\Omega} \sum_{j=1,2} (-1)^j \sin(\delta t + \Delta\varphi)\, \sin(\Phi)\, |2_j\rangle\langle 2_j|. \tag{4.33}$$

Для компенсации данного сдвига необходимо правильно выбрать фазу лазеров: $\Phi = 0$. Далее переходим в представление взаимодействия с ловушкой,

что сводится к замене операторов рождения и уничтожения на их временную зависимость:

$$\hat{a}_\nu \to \hat{a}_\nu e^{-i\omega_\nu t}, \quad \hat{a}_\nu^\dagger \to \hat{a}_\nu^\dagger e^{i\omega_\nu t}. \tag{4.34}$$

В результате получаем эффективный фазовый гамильтониан:

$$\hat{H}_{\text{ph}} = -4\hbar\tilde{\Omega} \sum_\nu \sum_{j=1,2} (-1)^j \eta_\nu^{(j)} \left(\hat{a}_\nu e^{-i\omega_\nu t} + \hat{a}_\nu^\dagger e^{i\omega_\nu t}\right) \sin(\delta t + \Delta\varphi) \, |2_j\rangle\langle 2_j|. \tag{4.35}$$

Данный гамильтониан описывает взаимодействие двух ионов с лазерным полем с учётом колебательных мод, включая компенсацию эффекта Штарка, и служит основой для анализа реализации двухкубитных фазовых операций в системе ионов в ловушке.

4.3 Ограничения использования лазерного излучения в планарных ловушках

Ионы, захваченные в планарных ловушках, демонстрируют существенно более высокую чувствительность к флуктуирующим электрическим полям по сравнению с макроскопическими трёхмерными ловушками. Это связано с малым расстоянием между ионом и поверхностью электродов (обычно $30{-}250$ μm), вследствие чего вклад поверхностных шумов возрастает как $\sim d^{-4}$ [25]. Флуктуирующие электрические поля приводят к аномальному нагреву колебательных мод иона, характеризуемому скоростью нагрева

$$\dot{\bar{n}} = \frac{e^2}{4m\hbar\omega_\nu} S_E(\omega_\nu), \tag{4.36}$$

где $S_E(\omega_\nu)$ — спектральная плотность шума электрического поля на частоте секулярной моды ω_ν, m — масса иона, e — его заряд. Рост $\dot{\bar{n}}$ приводит к увели-

чению среднего числа фононов во время выполнения двухкубитной операции, что непосредственно ухудшает её точность.

Колебательный нагрев ограничивает время когерентности как колебательных, так и электронных степеней свободы, особенно в схемах, где запутывание реализуется через коллективные колебательные моды (например, в гейтах типа Mølmer–Sørensen). Для таких операций ошибка, связанная с нагревом, масштабируется как

$$\varepsilon_{\text{heat}} \sim \dot{\bar{n}}\, t_g, \tag{4.37}$$

где t_g — время выполнения гейта. Таким образом, увеличение скорости нагрева напрямую приводит к снижению достоверности двухкубитной операции.

Одним из существенных источников остаточных электрических полей в планарных ловушках является фотоиндуцированная зарядка диэлектрических участков и оксидных слоёв электродов под действием лазерного излучения [91]. Поглощение фотонов может приводить к фотоэлектронной эмиссии и образованию локализованных зарядов. Флуктуации этих зарядов создают дополнительный вклад в $S_E(\omega)$, увеличивая скорость нагрева.

Особенно выраженный эффект наблюдается при использовании ультрафиолетового (УФ) излучения, поскольку энергия фотонов в УФ-диапазоне сравнима или превышает работу выхода металлов и ширину запрещённой зоны диэлектриков. Экспериментально показано, что интенсивное УФ-освещение может вызывать долговременные изменения статических шумовых полей, а также рост спектральной плотности шума электрического поля [91]. В результате в планарных ловушках предпочтительно минимизировать использование мощного УФ-излучения вблизи поверхности электродов.

Высокая интенсивность лазерного излучения, однако, требуется для реализации быстрых двухкубитных операций, таких как гейты типа LS и MS. Скорость MS-гейта определяется эффективной силой спин-зависимого взаимодей-

ствия,

$$\Omega_{\mathrm{MS}} \sim \frac{\eta\Omega^2}{\delta}, \tag{4.38}$$

где Ω — однокубитная частота Раби, η — параметр Лэмба–Дике, δ — отстройка от секулярной частоты. Поскольку $\Omega_{MS} \propto \Omega^2 \propto I$, где I — интенсивность лазерного излучения, увеличение скорости гейта требует роста мощности на ионе. На практике время двухкубитной операции часто ограничено максимальной доступной мощностью лазерной системы.

На сегодняшний день двухкубитные операции в ионе $^{171}Yb^{+}$ реализованы в основном с использованием излучения в УФ-диапазоне: на длине волны 355 нм[92], 370 нм[93], 411 нм[94] и 435 нм[52; 71].

Таким образом, при использовании УФ-излучения в планарных ловушках возникает фундаментальный компромисс: с одной стороны, высокая интенсивность необходима для ускорения двухкубитных операций и подавления ошибок декогеренции, с другой — она усиливает фотоиндуцированную зарядку поверхности и рост аномального нагрева. Это делает реализацию быстрых и высокоточных двухкубитных гейтов в планарных ловушках с использованием интенсивного УФ-излучения серьёзным вызовом, требующим оптимизации геометрии ловушки, материалов электродов, лазерного излучения и методов компенсации остаточных полей. Подход с безлазерными гейтами хорошо работает для лёгких ионов типа $^{9}Be^{+}$ и $^{43}Ca^{+}$, однако он плохо применим для тяжёлого иона $^{171}Yb^{+}$. Как указано в формуле 3.20, увеличение массы приводит к падению скорости двухкубитной операции, кроме того, величина сверхтонкого расщепления в $^{171}Yb^{+}$ составляет 12,6 ГГц. Работа с такой частотой с экспериментальной точки зрения оказывается сложнее из за большей стоимости электронных компонент. Поэтому вопрос проведения быстрого оптического гейта с минимальной зарядкой ловушки в $^{171}Yb^{+}$ всё ещё актуален.

4.4 Использование перехода на длине волны 1162 нм для LS-гейта

В данной главе для реализации двухкубитной операции типа LS предлагается использовать длинноволновое лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 1162$ нм. Выбор данного диапазона обусловлен рядом принципиальных преимуществ, особенно актуальных для планарных ионных ловушек.

Во-первых, излучение в ближнем инфракрасном диапазоне существенно менее эффективно индуцирует фотоэлектрические процессы на поверхности электродов и диэлектриков по сравнению с ультрафиолетовым светом. Энергия фотонов при $\lambda = 1162$ нм составляет

$$E = \frac{hc}{\lambda} \approx 1{,}07 \text{ эВ}, \tag{4.39}$$

что меньше типичных значений работы выхода металлов, используемых для планарных ловушек (Au: 5,1-5,47 эВ, Nb: 3,95-4,87 эВ), ширины запрещённой зоны диэлектриков (SiO_2: 8,5-9,0 эВ) и подложки (Si: 1,1-1,2 эВ, Al_2O_3: 8,7-9,5, сапфир: 9,0-9,4 эВ). Это снижает вероятность фотоиндуцированной зарядки поверхности ловушки и, как следствие, уменьшает вклад в аномальный нагрев колебательных мод.

Во-вторых, волоконные лазеры в данном спектральном диапазоне являются хорошо освоенной технологией и способны обеспечивать высокую выходную мощность (вплоть до нескольких Вт) при высокой стабильности частоты. Это особенно важно для реализации быстрых двухкубитных операций, скорость которых определяется величиной индуцированного светового сдвига.

Предлагаемая схема уровней представлена на Рис. 4.5. В качестве вычислительного базиса используется сверхтонкое расщепление основного состояния

$$|0\rangle \equiv \left|{}^2S_{1/2}, F = 0\right\rangle, \qquad |1\rangle \equiv \left|{}^2S_{1/2}, F = 1\right\rangle.$$

В качестве вспомогательного метастабильного состояния $|2\rangle$ рассматривается

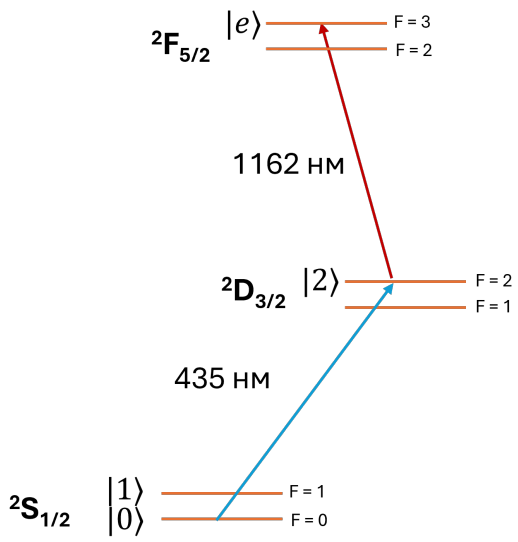


Рисунок 4.5 Предлагаемая схема реализации LS-гейта с использованием излучения на длине волны 1162 нм. Переход $|2\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ возбуждается далеко от резонанса, индуцируя спин-зависимый световой сдвиг.

уровень

$$|2\rangle = \left|^2D_{3/2}, F = 2\right\rangle,$$

а в качестве виртуально возбуждаемого состояния $|e\rangle$ используется уровень

$$|e\rangle = \left|^2F_{5/2}, F = 3\right\rangle.$$

LS-гейт реализуется по схеме, описанной в Разделе 4.2, и основан на индуцировании спин-зависимого оптического потенциала. Использование длинноволнового излучения имеет дополнительное преимущество — снижение спонтанных потерь. При большой отстройке, которая становится доступной за счёт возросшей мощности излучения, вероятность спонтанного распада масштабируется как

$$\Gamma_{\text{sc}} \sim \Gamma \frac{|\Omega|^2}{4\Delta^2}, \tag{4.40}$$

что позволяет работать в режиме, где частотный сдвиг остаётся значительным, а вклад спонтанного излучения в ошибку гейта подавлен.

Как было показано ранее, однокубитные операции на квадрупольном переходе с длиной волны 435 нм могут быть реализованы с высокой точностью.

Следовательно, перенос населённости из состояния $|0\rangle$ в метастабильное состояние $|2\rangle$ и обратно может быть осуществлён с высокой достоверностью и не вносит существенного вклада в ошибку двухкубитной операции. Это делает предложенную схему практически реализуемой и совместимой с высокоточной оптической адресацией.

Кроме того, такой подход позволяет использовать глобальное лазерное излучение для двухкубитной операции, поскольку в ней фактически участвуют лишь те ионы, населённость которых была предварительно перенесена в состояние $|2\rangle$.

Таким образом, использование перехода на длине волны 1162 нм позволяет объединить преимущества высокой доступной мощности волоконных лазеров, пониженной фотоиндуцированной зарядки поверхности ловушки и подавленного спонтанного излучения. В совокупности это делает данную схему перспективной для реализации быстрых и высокоточных LS-гейтов в планарных ионных ловушках.

4.5 Экспериментальное измерение параметров состояния $^2F_{5/2}$

4.5.1 Описание экспериментальной установки

Эксперименты проводятся в линейной ловушке Пауля с секулярными частотами $\{\omega_x, \omega_y, \omega_z\} = 2\pi \cdot \{3{,}7, 3{,}6, 0{,}13\}$ МГц. В ловушку загружается цепочка из десяти ионов $^{171}\mathrm{Yb}^+$ (структура уровней иона показана на рис. 4.6), что соответствует числу каналов используемой в системе считывания. Более подробное описание системы детектирования приведено в работах [53; 65].

Загрузка ионов осуществляется по двухступенчатой схеме фотоионизации: резонансное возбуждение атомов $^{171}\mathrm{Yb}$ на переходе $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ диодным лазе-

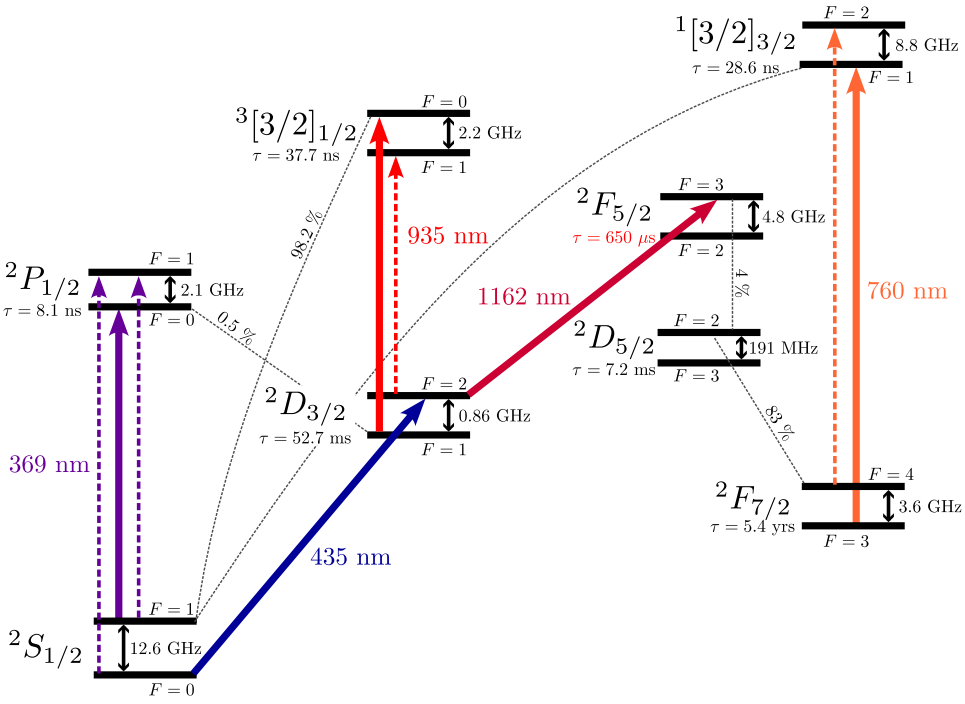


Рисунок 4.6 Схема релевантных энергетических уровней иона $^{171}Yb^+$. Пунктирные цветные линии соответствуют модуляционным боковым полосам лазерного излучения, полученным с помощью электрооптических модуляторов (EOM). Пунктирные чёрные линии обозначают характерные каналы распада. Для наглядности некоторые пути распада опущены; они соответствуют тем же переходам, которые показаны цветными стрелками, обозначающими процессы возбуждения. Времена жизни и коэффициенты ветвления для остальных состояний взяты из работы [51].

ром с длиной волны 399 нм с последующей ионизацией излучением диодного лазера на 369 нм. Лазер на 369 нм одновременно используется для доплеровского охлаждения на переходе $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ (см. рис. 4.6), подготовки состояния $\left|{}^2S_{1/2}, F = 0, m_F = 0\right\rangle$ и регистрации состояния [53].

Для доплеровского охлаждения и регистрации флуоресценции используется фазовая модуляция на частоте 14,7 ГГц, а для подготовки состояния — модуляция на частоте 2,1 ГГц с помощью электрооптических модуляторов (EOM). Для предотвращения накопления населённости в метастабильном состоянии $^2D_{3/2}$ применяется лазер накачки с длиной волны 935 нм, возбуждающий пе-

реход $^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow {}^3[3/2]_{1/2}$. Его излучение также фазово модулируется на частоте 3,07 ГГц для адресации обеих сверхтонких компонент в процессе охлаждения и подготовки состояния.

Дополнительно используется диодный лазер с длиной волны около 760 нм для депопуляции состояния $^2F_{7/2}$ посредством электрического квадрупольного (E2) перехода $^2F_{7/2} \rightarrow {}^1[3/2]_{3/2}$. Лазер обеспечивает мощность 1 мВт при перетяжке пучка 100 мкм. Для адресации всех компонент перехода применяется фазовая модуляция на частоте 5,3 ГГц (для опустошения всех сверхтонких компонент) с использованием EOM, а также частотная модуляция с амплитудой 50 МГц и частотой 100 Гц посредством модуляции тока лазера (для перекрытия всех зеемановских подуровней). Лазер работает непрерывно в течение всех экспериментальных последовательностей, возвращая ионы из “тёмного” состояния $^2\mathrm{F}_{7/2}$ в цикл охлаждения за время порядка 100−500 мс. Все перечисленные лазеры стабилизированы по частоте относительно волномера.

Для возбуждения квадрупольного перехода $\left|{}^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0, m_F=0\right\rangle \rightarrow \left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle$ в ионе $^{171}\mathrm{Yb}^+$ используется мастер-лазер на длине волны около 871 нм. Его частота стабилизируется к ультрастабильному резонатору методом Паунда–Древера–Холла (PDH) [55; 95]. Излучение, прошедшее через резонатор и обладающее подавленным фазовым шумом, используется для инжекционной синхронизации ведомого лазера с целью увеличения мощности. Далее сигнал усиливается в усилителе с коническим волноводом и подвергается удвоению частоты до 435 нм. Пучок на 435 нм, частотой и направлением которого можно управлять при помощи акустооптического модулятора (AOM) и дефлектора (AOD), фокусируется в пятно диаметром 2 мкм в положении иона для индивидуальной адресации. Подробное описание данной лазерной системы приведено в [96]. Ранее система была использована для высокоточного управления оптическим кубитом [53].

Спектроскопия состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$ проводится путём возбуждения электриче-

ского дипольного (E1) перехода $^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow {}^2\mathrm{F}_{5/2}$ диодным лазером с длиной волны 1162 нм. Пучок с перетяжкой 100 мкм имеет направление перпендикулярное оси ловушки и освещает всю цепочку ионов одновременно, однако возбуждение осуществляется только для одного иона в центре цепочки, предварительно подготовленного в состояние $\left|{}^2D_{3/2}, F = 2, m_F = 0\right\rangle$ с помощью π-импульса на 435 нм. Остальные ионы обеспечивают симпатическое охлаждение цепочки, что необходимо, поскольку исследуемый ион длительное время находится вне цикла охлаждения в метастабильном состоянии $^2\mathrm{F}_{7/2}$, усиливая нестабильность цепочки.

Лазер на 1162 нм фазово синхронизирован с оптической гребёнкой частот. Гребёнка, в свою очередь, синхронизирована с оптическим опорным лазером на 1140 нм. Частота повторения гребёнки управляется таким образом, чтобы один из её зубцов был синхронизирован с опорным лазером, тогда как частота смещения f_{CEO} стабилизируется относительно активного водородного мазера с относительной неопределённостью 10^{-11}. Лазер на 1140 нм стабилизируется к ультрастабильному резонатору методом PDH [55; 95]. Абсолютная частота зубца гребёнки вблизи 1162 нм контролируется с неопределённостью лучше 3 кГц в ходе экспериментов, что подтверждается непрерывным измерением частоты повторения гребёнки относительно мазера. Ширина контура биений между лазером на 1162 нм и гребёнкой составляет менее 10 Гц и ограничена разрешающей способностью спектроанализатора.

Для сканирования частоты и формирования импульсов излучения 1162 нм используется AOM с центральной частотой 400 МГц и полосой 200 МГц. Сигнал на AOM формируется цифровым синтезатором частоты (DDS), синхронизированным с водородным мазером. Интенсивность спектроскопического пучка стабилизируется с использованием того же AOM на уровне 1%.

Регистрация состояния осуществляется методом флуоресценции, зависящей от внутреннего состояния. Ион освещается излучением на 369 нм и 935 нм. Со-

стояния, из которых возможны непрерывные циклические переходы на 369 нм, называются “светлыми” состояниями; в них ион интенсивно рассеивает фотоны, что приводит к высокому уровню регистрируемой флуоресценции. В “тёмных” состояниях ион не участвует в цикле возбуждения и остаётся нефлуоресцирующим, что соответствует низкому уровню сигнала. Флуоресценция от цепочки ионов собирается объективом и проецируется на массив многомодовых волокон, каждое из которых подключено к отдельному каналу многоканального фотоумножителя (PMT). Для подавления переходов из “светлых” в “тёмные” состояния при регистрации и доплеровском охлаждении прикладывается магнитное поле величиной около 8,5 Гс, создаваемое системой постоянных магнитов. Долговременный дрейф магнитного поля не превышает 2 мГс на временных масштабах эксперимента.

4.5.2 Определение энергии состояния, сверхтонкого расщепления и фактора Ланде g_J

Каждый экспериментальный цикл состоит из следующей последовательности (см. рис. 4.7 а)). (i) Начальная регистрация флуоресценции (500 мкс) для валидации цикла перед включением данных в обработку (EOM на 935 нм включён, сверхтонкие уровни $^2\mathrm{D}_{3/2}$ и $^2\mathrm{S}_{1/2}$ являются “светлыми”). (ii) Доплеровское охлаждение (5 мс) для перевода ионов в режим Лэмба–Дике. (iii) Подготовка состояния (20 µс) в $\left|^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0, m_F=0\right\rangle$. (iv) Применение π-импульса (1 мкс) на длине волны 435,5 нм, переводящего населённость иона в состояние $\left|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle$. (v) Зондирование (в течение времени t_{int}) перехода $^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow {}^2\mathrm{F}_{5/2}$ лазером на 1162 нм. (vi) π-импульс (1 мкс) на 435 нм, возвращающий оставшуюся населённость в состояние $\left|^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0, m_F=0\right\rangle$. (vii) Финальная регистрация флуоресценции (EOM на 935 нм выключен, “светлыми” являются уровни сверхтонкого расщепления $^2\mathrm{S}_{1/2}$ и состояние $\left|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=1\right\rangle$).

Цикл повторяется 30 раз для измерения вероятности флуоресценции. Ча-

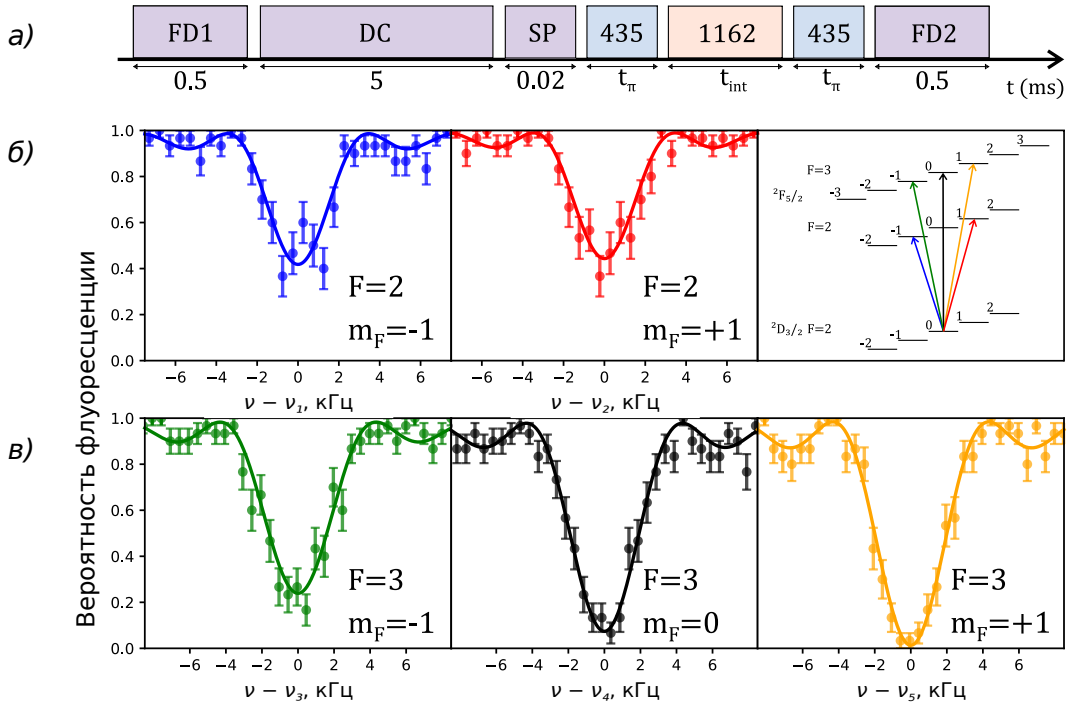


Рисунок 4.7 Спектры переходов $^2\mathrm{D}_{3/2} \to {}^2\mathrm{F}_{5/2}$: *а)* — импульсная последовательность спектроскопии, включающая первую регистрацию флуоресценции (FD1) для проверки нахождения иона в цикле охлаждения, доплеровское охлаждение (DC), подготовку состояния $\left|{}^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0, m_F=0\right\rangle$ (SP), перенос населённости в состояние $\left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle$ с помощью π-импульса длительностью 1 мкс на 435 нм, спектроскопический импульс на 1162 нм длительностью $t_{\mathrm{int}} = 0{,}2$ мс или 0,25 мс, π-импульс 1 мкс на 435 нм и финальную регистрацию флуоресценции (FD2). *б)* — спектры переходов $\left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle \to \left|{}^2\mathrm{F}_{5/2}, F=2, m_F=\pm1\right\rangle$. $\nu_1 = 366417537$ Гц, $\nu_2 = 342652460$ Гц. *в)* — спектры переходов $\left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle \to \left|{}^2\mathrm{F}_{5/2}, F=3, m_F=0,\pm1\right\rangle$. $\nu_3 = 397983299$ Гц, $\nu_4 = 389496907$ Гц, $\nu_5 = 381012086$ Гц. .

стота лазера 1162 нм сканируется по резонансам $\left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle \to \left|{}^2\mathrm{F}_{5/2}, F=3, m_F=0,\pm1\right\rangle$ и $\left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle \to \left|{}^2\mathrm{F}_{5/2}, F=2, m_F=\pm1\right\rangle$ с шагом 500 Гц посредством изменения частоты сигнала, подаваемого на АОМ. Переключение между сверхтонкими компонентами осуществляется перестройкой резонатора лазера и стабилизацией частоты к различным зубцам оптической гребёнки частот. Мощность сигнала на АОМ выбирается таким образом, чтобы частоты Раби целевых переходов были на три порядка меньше расстояния до соседних зеемановских подуровней. В этом режиме сдвиги АС Штарка пренебрежимо малы по сравнению с другими неопределённостями измерения, а спектральные профили с хорошей точностью остаются симметричными. Каждая экспериментальная точка является средним по $N = 30$ измерениям; погрешности указаны как $\pm\sigma$, где $\sigma = \max\left[1/(N+2), \sqrt{p(1-p)/N}\right]$. Провалы аппроксимируются функцией $a{*}\mathrm{sinc}^2\left(\pi\sqrt{1/4+(\nu-\nu_0)^2 t_{\mathrm{int}}^2}\right)+b$ (см. рис. 4.7 б), в)). Ошибка определения центральных частот по результатам аппроксимации составляет от 60 до 100 Гц. После измерения всех пяти резонансов проводится спектроскопия переходов $\left|{}^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0, m_F=0\right\rangle \to \left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=\pm1\right\rangle$.

Полная измерительная последовательность занимает примерно один час. Для учёта флуктуаций магнитного поля на этом временном масштабе величина магнитного поля B рассматривается как свободный параметр при аппроксимации наряду со сверхтонким расщеплением $\Delta_{\mathrm{HF}}({}^2\mathrm{F}_{5/2})$ и фактором $g_J({}^2\mathrm{F}_{5/2})$. Итоговые неопределённости параметров определяются масштабированием формальных ошибок аппроксимации в соответствии с известной нестабильностью магнитного поля 2 мГс. Метод наименьших квадратов минимизирует сумму квадратов отклонений: (i) между измеренными энергетическими разностями для всех наблюдаемых переходов ${}^2\mathrm{D}_{3/2} \to {}^2\mathrm{F}_{5/2}$ и теоретическими энергетическими разностями $\Delta E^{\mathrm{BR}}\left[B, \Delta_{\mathrm{HF}}({}^2\mathrm{F}_{5/2}), g_J({}^2\mathrm{F}_{5/2})\right]$, полученными из формулы Брейта–Раби [97]; (ii) между измеренной энергетической разностью зеемановских подуровней $\left|{}^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=\pm1\right\rangle$ и теоретической разностью

$\Delta E^{\mathrm{BR}}\left[B, \Delta_{\mathrm{HF}}(^2\mathrm{D}_{3/2}), g_J(^2\mathrm{D}_{3/2})\right]$.

Использовались известные значения $g_I = -0{,}98734$ [98], $\Delta_{\mathrm{HF}}(^2\mathrm{D}_{3/2}) = 857178078$ Гц [99], $g_J(^2\mathrm{D}_{3/2}) = 0{,}79924$ [100], при которых получены значения $B = 8{,}480(2)$ Гс, $g_J(^2\mathrm{F}_{5/2}) = 0{,}8580(3)$,
$\Delta_{\mathrm{HF}}(^2\mathrm{F}_{5/2}) = 4840496(2)$ кГц. Частота перехода $\left|^2\mathrm{D}_{3/2}, F = 2, m_F = 0\right\rangle \rightarrow \left|^2\mathrm{F}_{5/2}, F = 3, m_F = 0\right\rangle$ при нулевом магнитном поле определяется корректировкой измеренной частоты с учётом квадратичного зеемановского сдвига состояний $\left|^2\mathrm{D}_{3/2}, F = 2, m_F = 0\right\rangle$ и $\left|^2\mathrm{F}_{5/2}, F = 2, m_F = 0\right\rangle$.

Квадратичный коэффициент определяется выражением:

$$\frac{1}{4}\frac{(g_J\mu_B - g_I\mu_N)^2}{h^2\Delta_{HF}}$$

Для используемого значения магнитного поля это даёт сдвиги состояний $\left|^2\mathrm{D}_{3/2}, F = 2\right\rangle$ и $\left|^2\mathrm{F}_{5/2}, F = 2\right\rangle$, равные 26257(32) и 5358(6) Гц соответственно. После внесения поправки получено значение частоты перехода $\nu_0 =$
$= 258036059455(3)$ кГц. Неопределённость 3 кГц определяется главным образом точностью привязки частоты к мазерному опорному источнику; дополнительные неопределённости, включая вклад АС Штарк-эффекта, фазовый шум в оптическом волокне, межионное взаимодействие и неопределённость определения центров спектральных линий, оцениваются менее чем в 0,1 кГц и поэтому пренебрежимо малы на текущем уровне точности. Результаты приведены в таблице 4.1. Хотя измеренный фактор g_J хорошо согласуется как с теоретическими расчётами, так и с предыдущими экспериментальными данными [51], наблюдаемое сверхтонкое расщепление отличается от теоретического значения [101] примерно на величину, вдвое превышающую заявленную теоретическую неопределённость.

[1]Единственные доступные экспериментальные данные были получены для естественной изотопической смеси и ограничены спектральным разрешением того времени [51]

Таблица 4.1 Характеристики состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$

	Расчёт	Эксперимент настоящая работа	Эксперимент другие работы
Время жизни (мкс)	650	590(60)	-
$\left\|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle \rightarrow \left\|^2\mathrm{F}_{5/2}, F=3, m_F=0\right\rangle$ частота перехода (кГц)	-	258036059455(3)	-
Сверхтонкое расщепление (МГц)	5742(500) [101]	4840,496(2)	-
Фактор Ланде g_J	0,860 [51]	0,8580(3)	0,862 [51]

4.5.3 Измерение времени жизни состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$

Для измерения времени жизни состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$ выполняется следующая процедура (Рис. 4.8a)). (i) Подготовка состояния $\left|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle$ (как описано в предыдущем разделе). (ii) Перенос населённости на состояние $\left|^2\mathrm{F}_{5/2}, F=3, m_F=0\right\rangle$ с помощью π-импульса длительностью 1,5 мкс на длине волны 1162 нм. (iii) Задержка с переменной длительностью t. (iv) Применение π-импульса длительностью 1,5 мкс на 1162 нм. (v) Перенос оставшейся населённости обратно в состояние $\left|^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0, m_F=0\right\rangle$ с помощью π-импульса длительностью 1 мкс на 435 нм. (vi) Финальное измерение флуоресценции (500 мкс). Поскольку теоретическое время жизни $\tau \gg t_\pi$, распад происходит преимущественно во время задержки t. Если распад происходит в одно из тёмных состояний ($\left|^2\mathrm{D}_{5/2}\right\rangle$, $\left|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=\pm1\right\rangle$), флуоресценции практически не будет (скорость обратного перехода из этих тёмных состояний в $^2\mathrm{S}_{1/2}$ значительно меньше $1/\tau$; это подтверждается симуляцией в QuTiP, учитывающей все каналы распада). Если распад происходит обратно в состояние $\left|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle$, ион в шаге (iv) переносится в состояние

$\left|{}^2\mathrm{F}_{5/2}, F=3, m_F=0\right\rangle$, что даёт нулевой сигнал флуоресценции. Если распад не происходит, шаги (iv) и (v) переводят ион в состояние $\left|{}^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0, m_F=0\right\rangle$, вызывая флуоресценцию. Таким образом, вероятность флуоресценции напрямую измеряет вероятность сохранения состояния $\left|{}^2\mathrm{F}_{5/2}, F=3, m_F=0\right\rangle$. Цикл повторяется 60 раз для вычисления вероятности при каждом времени задержки t. Мы сканируем время задержки для характеристики динамики распада состояния. Для извлечения времени жизни τ используется метод наименьших квадратов с весами, соответствующими биномиальному стандартному отклонению, по функции $a * P(t,\tau) + b$, где $P(t,\tau)$ — теоретическая вероятность флуоресценции из симуляции QuTiP, а τ, a, b — свободные параметры. Измеренное время жизни составляет $\tau = 590(60)$ мкс, неопределённость определяется ошибкой аппроксимации. Неопределённость измерения времени жизни определяется статистическим шумом и конечной протяжённостью кривой распада. Низкая эффективность перекачки из тёмного состояния ${}^2\mathrm{F}_{7/2}$ делает сбор данных при больших задержках медленным.

Для расчёта теоретического времени жизни состояния ${}^2\mathrm{F}_{5/2}$ учитывается экспериментально известное время жизни и ветвление состояния ${}^2\mathrm{D}_{5/2}$ ($\tau =$ 7,2 мс, $\mathrm{br}({}^2F_{7/2}) = 0{,}83$). С одной стороны, коэффициент Эйнштейна $A_{1\to0}$ для перехода ${}^2\mathrm{D}_{5/2} \to {}^2\mathrm{F}_{7/2}$ оценивается как $\frac{1}{\tau} \cdot br({}^2F_{7/2})$. С другой стороны, он может быть рассчитан через редуцированный матричный элемент:

$$A_{1\to0} = \frac{\omega_{10}^3}{3\pi\varepsilon_0\hbar c^3}\frac{2J_0+1}{2J_1+1}|\langle J=J_0\|\mathbf{d}\|J'=J_1\rangle|^2, \tag{4.41}$$

где ω_{01} — частота перехода ${}^2\mathrm{D}_{5/2} \to {}^2\mathrm{F}_{7/2}$, J_0 и J_1 — полные орбитальные моменты электрона в состояниях $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Тогда редуцированный матричный элемент можно найти как:

$$|\langle J=J_0|\,|\mathbf{d}|\,|J'=J_1\rangle| = \sqrt{\frac{C}{\omega_{10}^3}\frac{2J_1+1}{2J_0+1}A_{1\to0}}, \tag{4.42}$$

где $C = 3\pi\varepsilon_0\hbar c^3$. Редуцированный матричный элемент также можно выразить

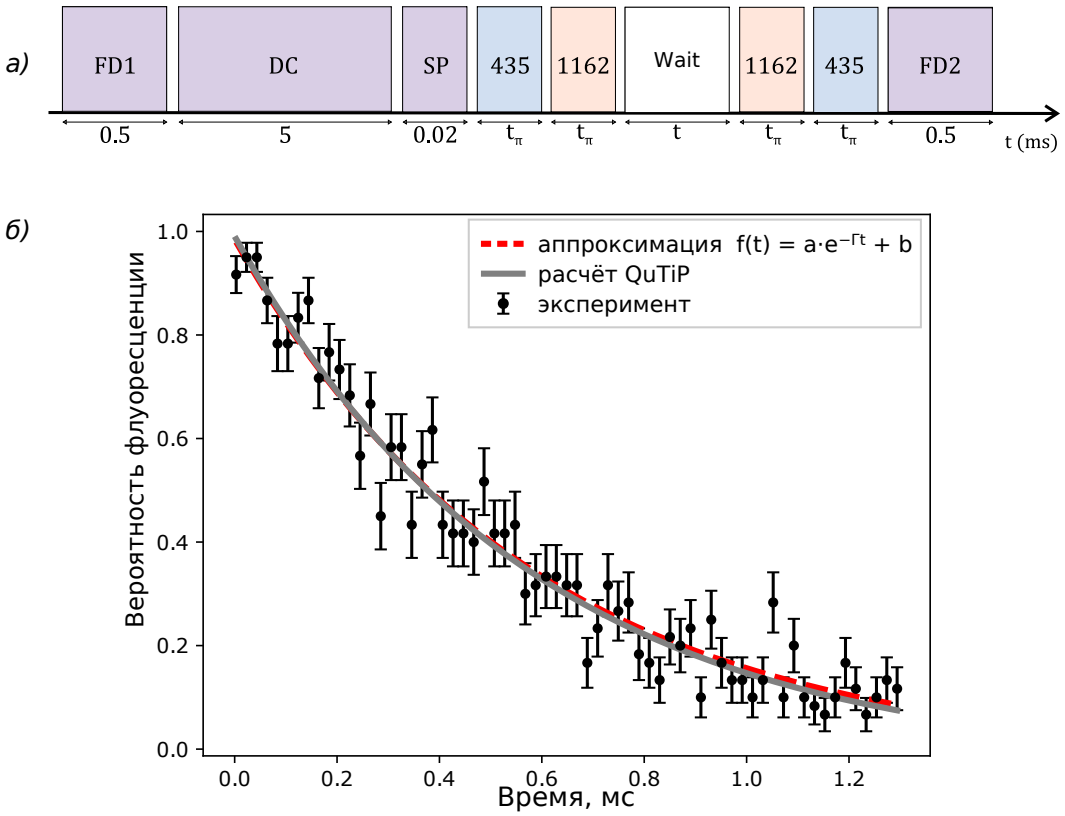


Рисунок 4.8 Измерение времени жизни состояния $^2F_{5/2}$ в $^{171}\mathrm{Yb}^+$: *а*) — последовательность импульсов, аналогичная Рис. 4.7 а); *б*) — вероятность флуоресценции после последовательности как функция времени ожидания t, каждая точка — среднее по 60 экспериментам. Данные аппроксимированы функцией $a * P(t,\tau) + b$, где $P(t,\tau)$ — теоретическая вероятность флуоресценции из симуляции QuTiP с весами, соответствующими биномиальному стандартному отклонению.

через связь между редуцированными матричными элементами:

$$|\langle J = J_0 \| \mathbf{d} \| J' = J_1 \rangle| = |\langle L = L_0 \| \mathbf{d} \| L' = L_1 \rangle| \cdot \sqrt{(2J_1+1)(2L_0+1)} \left| \begin{Bmatrix} L_0 & L_1 & 1 \\ J_1 & J_0 & 1/2 \end{Bmatrix} \right|. \quad (4.43)$$

Таким образом, можно получить абсолютное значение редуцированного матричного элемента $|\langle L = L_0 \| \mathbf{d} \| L' = L_1 \rangle|$. Этот элемент зависит только от квантового числа L, поэтому одинаков для переходов $^2\mathrm{F}_{5/2} \to {}^2\mathrm{D}_{3/2}$ и $^2\mathrm{F}_{5/2} \to {}^2\mathrm{D}_{5/2}$. Коэффициенты Эйнштейна для этих переходов составляют $A_1 = 2\pi \cdot 235$ Гц

и $A_2 = 2\pi \cdot 10$ Гц. Следовательно, теоретическое время жизни состояния $^2F_{5/2}$ можно рассчитать как $\frac{1}{A_1+A_2} \approx 650$ мкс, а ветвления как $\frac{A_1}{A_1+A_2} \approx 0{,}96$, $\frac{A_2}{A_1+A_2} \approx 0{,}04$.

Для оценки теоретической вероятности флуоресценции была разработана модель, учитывающая каналы распада, вносящие существенный вклад в конечную вероятность флуоресценции. Эти каналы и соответствующие ветвления, приведённые в Табл. 4.2, используются для вычисления общей вероятности нахождения иона в состоянии $^2S_{1/2}$ (с учётом уровней $F = 0$ и $F = 1$). Единственным свободным параметром в модели является время жизни τ состояния $^2F_{5/2}$. Каналы ветвления рассчитываются теоретически. Распад из состояния $^2F_{5/2}$ в $^2D_{5/2}$ вычисляется аналогично описанному выше. Другие коэффициенты ветвления рассчитываются аналогичным образом через связь редуцированных матричных элементов. Симуляция проводится с использованием метода `mesolve()` и оптимизации `optimize.minimize()` из пакета SciPy для нахождения оптимального времени жизни τ, соответствующего экспериментальным данным (см. Рис. 4.8б)).

4.6 Теоретический расчёт LS гейта с использованием перехода на длине волны 1162 нм

В данном разделе рассматривается применение перехода $^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow^2 \mathrm{F}_{5/2}$ для реализации LS гейта на часовом кубите при сохранении разделения между операциями индивидуальной адресации и запутывания, обсуждавшегося в основной части работы. Реализация LS-гейта, предложенного в [102], основана на использовании двух перекрывающихся лазерных пучков с разностью частот $\delta = \omega_2 - \omega_1$. Оба пучка существенно отстроены от резонанса перехо-

Таблица 4.2 Используемые каналы распада для симуляции измерения времени жизни состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$ в $^{171}\mathrm{Yb}^+$.

Распад из	Распад в	Ветвление
$\left\|^2\mathrm{F}_{5/2}, F=3, m_F=0\right\rangle$	$\left\|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle$	0,58
	$\left\|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=\pm1\right\rangle$	0,38
	$\left\|^2\mathrm{D}_{5/2}, F=2\right\rangle$	0,04
$\left\|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2\right\rangle$	$\left\|^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0\right\rangle$	0,40
	$\left\|^2\mathrm{S}_{1/2}, F=1\right\rangle$	0,60
$\left\|^2\mathrm{D}_{5/2}, F=2\right\rangle$	$\left\|^2\mathrm{S}_{1/2}, F=0\right\rangle$	0,10
	$\left\|^2\mathrm{S}_{1/2}, F=1\right\rangle$	0,07
	$\left\|^2\mathrm{F}_{7/2}\right\rangle$	0,83
$\left\|^2\mathrm{D}_{5/2}, F=3\right\rangle$	$\left\|^2\mathrm{S}_{1/2}, F=1\right\rangle$	0,17
	$\left\|^2\mathrm{F}_{7/2}\right\rangle$	0,83

да $|2\rangle \leftrightarrow |e\rangle$, где

$$\begin{aligned} |2\rangle &= \left|^2\mathrm{D}_{3/2}, F=2, m_F=0\right\rangle \\ |e\rangle &= \left|^2\mathrm{F}_{5/2}, F=3, m_F=0\right\rangle \end{aligned} \tag{4.44}$$

Выбирается режим большой отстройки, при котором выполняется неравенство $\Delta \gg \Gamma_e$, где $\Gamma_e = 2\pi/\tau_e$. Наложение двух лазерных полей приводит к образованию движущейся интерференционной структуры, индуцирующей АС Штарковский сдвиг, зависящий как от внутреннего состояния иона, так и от его координаты. Связанная с этим пондеромоторная сила изменяется во времени с частотой δ и при условии $\delta \approx \omega_{\mathrm{mode}}$ обеспечивает эффективное взаимодействие между внутренними и колебательными степенями свободы. После завершения операции колебательная динамика возвращается к исходному состоянию, тогда как внутренние уровни накапливают геометрическую фазу χ. Подробнее см. раздел 4.2.

Численное моделирование проводилось с использованием пакета QuTiP [103]. Для учёта конечной отстройки Δ и распада из состояния $|e\rangle$

моделирование проводилось с использованием полного гамильтониана

$$\mathcal{H}''_{\text{int}} = \frac{\hbar\Omega(t)}{2}\sum_{j=1,2}\hat{C}_{1j}\left|2_j\right\rangle\!\left\langle \mathrm{e}_j\right| + \frac{\hbar\Omega(t)}{2}\sum_{j=1,2}\hat{C}_{2j}\left|2_j\right\rangle\!\left\langle \mathrm{e}_j\right| e^{-i\delta t} + \text{h.c.}, \tag{4.45}$$

где $\hat{C}_{lj} = e^{i(k_l\hat{z}_j+\varphi_l)}$, и стационарной части

$$\mathcal{H}_0 = \hbar\omega_{\text{mode}}\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar\Delta\left|e_1\right\rangle\left\langle e_1\right| + \hbar\Delta\left|e_2\right\rangle\left\langle e_2\right|. \tag{4.46}$$

Для повышения устойчивости использовалась spin-echo последовательность, а также сглаженное включение импульсов с огибающей $\sin^2(t/t_s)$ при $t_s = 1$ µs. В результате численного моделирования, при оптической мощности лазера 6,25 мВт, получена достоверность операции 99,8% при длительности $\tau = 100$ µs для аксиальной моды с $\omega_{\text{mode}} = 2\pi\cdot 450$ кГц и отстройке $\Delta = 2\pi\cdot 125$ МГц. Дальнейшее увеличение мощности позволяет повысить достоверность операции, однако этот вопрос выходит за рамки настоящей работы.

При оценке учитывались отклонения от режима Лэмба–Дике, нарушение приближения вращающейся волны и конечная отстройка. Предполагалось тепловое распределение с $\bar{n} \approx 1$. Основной вклад в снижение точности обусловлен распадом из метастабильного состояния $^2\mathrm{D}_{3/2}$.

4.7 Основные результаты главы 4

В данной главе представлено экспериментальное исследование оптического перехода $^2\mathrm{D}_{3/2} \leftrightarrow {}^2\mathrm{F}_{5/2}$ на длине волны 1162 нм в ионе $^{171}\mathrm{Yb}^+$. В ходе работы была продемонстрирована возможность надёжной подготовки и селективной адресации метастабильного состояния с сохранением высокой когерентности. Проведены прецизионные измерения его основных спектроскопических характеристик, включая энергию перехода, величину сверхтонкого расщепления (4840496(2) кГц), время жизни состояния (590(60) мкс) и фактор Ланде $g_J = 0{,}8580(3)$. Полученные параметры согласуются с теоретическими ожиданиями и уточняют имеющиеся экспериментальные данные.

Достигнутые результаты имеют принципиальное значение для реализации двухкубитных логических операций в планарных ионных ловушках. Применение излучения в ближнем инфракрасном диапазоне позволяет существенно снизить зарядку диэлектрических поверхностей и уменьшить влияние шумов электрического поля, что напрямую отражается на стабильности удержания ионов и точности выполнения квантовых гейтов. Кроме того, доступная мощность лазерных источников на длине волны 1162 нм превышает типичные значения для ультрафиолетового диапазона, что создаёт предпосылки для увеличения скорости операций без ухудшения их качества.

Комбинация локальной адресации на длине волны 435 нм с глобальным воздействием излучения 1162 нм формирует гибкий инструмент управления квантовой системой. Такой подход обеспечивает селективное создание запутанных состояний заданных кубитов при подавлении паразитного взаимодействия с соседними ионами. В совокупности это повышает масштабируемость архитектур на основе планарных ловушек и способствует реализации надёжных многочастичных квантовых схем.

Заключение

В данной диссертационной работе получены следующие основные результаты:

1. Создана экспериментальная установка для изучения ультрахолодных ионов $^{171}Yb^{+}$ в планарных ловушках Пауля при $T = 300$ K. Проведена прецизионная спектроскопия квадрупольного перехода $^{2}S_{1/2} \rightarrow {}^{2}D_{3/2}$ с шириной линии менее 360 Гц. Измерены секулярные частоты движения иона в ловушке $\omega_x = 1{,}29$ МГц, $\omega_y = 1{,}06$ МГц и темпы нагрева $\dot{n} = 880 \pm 100$ квантов энергии в секунду, что обеспечивает проведение высокоточных однокубитных и двухкубитных операций.

2. Предложена и расчётным образом обоснована оптимальная конфигурация планарной ловушки Пауля нового поколения с использованием 14 управляемых электродов для разделения цепочки из 10 ионов на две подцепочки по 5 ионов и обратного объединения с минимальным нагревом. Это сокращает число управляемых электродов на кубит на порядок величины в сравнении с лучшими мировыми результатами.

3. Теоретически показано, что для однослойной планарной ловушки Пауля длиной 1 мм с золотыми электродами (500 нм), размещёнными на кремниевой подложке толщиной 0,5 мм для ионов $^{9}Be^{+}$ и $^{43}Ca^{+}$, достигаются длительности микроволновой двухкубитной операции, не превышающие 30 мкс в рабочем диапазоне температур от 6 до 10 K. Этот результат более чем в 3 раза улучшает рекордные длительности аналогичных операций.

4. Впервые экспериментально определены атомные параметры состояния $^2\mathrm{F}_{5/2}$ в ионе $^{171}\mathrm{Yb}^+$: сверхтонкое расщепление состояния — 4 840 496(2) кГц; g_J-фактор Ланде — 0,8580(3) и время жизни $^2\mathrm{F}_{5/2}$ — 590(60) мкс. Проведённые эксперименты указывают на перспективность двухстадийной двухкубитной операции с использованием данного состояния.

Благодарности

В завершение диссертации я считаю важным упомянуть тех людей, без которых она не могла быть написана.

Прежде всего я обязан своим начальникам: **Николаю Николаевичу Колачевскому** и **Хабаровой Ксении Юрьевне** за создание лаборатории мирового уровня, мудрое руководство и возможность принимать участие в современных разработках. Я благодарен всем своим научным руководителям, когда-либо встречавшимся на моем научном пути: **Артёму Красилову** - моему руководителю в бакалавриате, **Александру Дуплинскому** - за руководство в написании магистерского диплома и помощь в личных вопросах, **Илье Семерикову** - за руководство в аспирантуре и ценному опыту, который он мне подарил как в профессиональных вопросах, так и вне лаборатории.

Выражаю благодарность всем коллегам из лаборатории, которые радушно меня приняли и каждый день создавали плодотворную атмосферу, в которой можно учиться чему то новому. Отдельная благодарность **Никите Жаднову** за то, что привел меня в лабораторию.

Конечно же я хочу поблагодарить своих родных и близких, особенно свою жену **Ольгу Герасину** за поддержку в процессе работы над данной диссертацией.

Список литературы

1. *Bruzewicz C. D.*, *Chiaverini J.*, *McConnell R.* и др. Trapped-ion quantum computing: Progress and challenges // Applied Physics Reviews. — 2019. — Т. 6, № 2. — Ст. № 021314.
2. *Bluvstein D.*, *Levine H.*, *Semeghini G.* и др. A quantum processor based on coherent transport of entangled atom arrays // Nature. — 2022. — Т. 604, № 7906. — С. 451—456.
3. *Krantz P.*, *Kjaergaard M.*, *Yan F.* и др. A quantum engineer's guide to superconducting qubits // Applied Physics Reviews. — 2019. — Т. 6, № 2. — Ст. № 021318.
4. *Lim S. Y.*, *Shen W.*, *Gao Z.* Carbon quantum dots and their applications // Chemical Society Reviews. — 2015. — Т. 44, № 1. — С. 362—381.
5. *Shor P. W.* Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring // Proceedings 35th annual symposium on foundations of computer science. — Ieee. 1994. — С. 124—134.
6. *Grover L. K.* A fast quantum mechanical algorithm for database search // Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing. — 1996. — С. 212—219.
7. *Paul W.*, *Osberghaus O.*, *Fischer E.* Ein Ionenkäfig, Forschungsberichte des Wirtschafts-und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen 415, Westdt. — 1958.

8. *DiVincenzo D. P.* The physical implementation of quantum computation // Fortschritte der Physik: Progress of Physics. — 2000. — Т. 48, № 9—11. — С. 771—783.

9. *Chen J.-S.*, *Wright K.*, *Pisenti N.* и др. Efficient-sideband-cooling protocol for long trapped-ion chains // Physical Review A. — 2020. — Т. 102, № 4. — Ст. № 043110.

10. *Wang P.*, *Luan C.-Y.*, *Qiao M.* и др. Single ion qubit with estimated coherence time exceeding one hour // Nature communications. — 2021. — Т. 12, № 1. — Ст. № 233.

11. *Cirac J. I.*, *Zoller P.* Quantum computations with cold trapped ions // Physical review letters. — 1995. — Т. 74, № 20. — Ст. № 4091.

12. *Monroe C.*, *Meekhof D. M.*, *King B. E.* и др. Demonstration of a fundamental quantum logic gate // Physical review letters. — 1995. — Т. 75, № 25. — Ст. № 4714.

13. *Wang Y.*, *Um M.*, *Zhang J.* и др. Single-qubit quantum memory exceeding ten-minute coherence time // Nature Photonics. — 2017. — Т. 11, № 10. — С. 646—650.

14. *Smith M.*, *Leu A.*, *Miyanishi K.* и др. Single-qubit gates with errors at the 10-7 level // Physical Review Letters. — 2025. — Т. 134, № 23. — Ст. № 230601.

15. *Hughes A.*, *Srinivas R.*, *Löschnauer C.* и др. Trapped-ion two-qubit gates with$>$ 99.99% fidelity without ground-state cooling // arXiv preprint arXiv:2510.17286. — 2025.

16. *Olmschenk S.*, *Younge K. C.*, *Moehring D. L.* и др. Manipulation and detection of a trapped Yb+ hyperfine qubit // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2007. — Т. 76, № 5. — Ст. № 052314.

17. *Заливако И. В.*, *Семериков И. А.*, *Борисенко А. С.* и др. Экспериментальное исследование оптического кубита на квадрупольном переходе 435 нм в ионе $^{171}Yb^{+}$ // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2021. — Т. 114, № 2. — С. 53—59.

18. *Nikolaeva A. S.*, *Kiktenko E. O.*, *Fedorov A. K.* Efficient realization of quantum algorithms with qudits // EPJ Quantum Technology. — 2024. — Т. 11, № 1. — С. 1—25.

19. *Schäfer V.*, *Ballance C.*, *Thirumalai K.* и др. Fast quantum logic gates with trapped-ion qubits // Nature. — 2018. — Т. 555, № 7694. — С. 75—78.

20. *Monroe C.*, *Kim J.* Scaling the ion trap quantum processor // Science. — 2013. — Т. 339, № 6124. — С. 1164—1169.

21. *Monroe C.*, *Raussendorf R.*, *Ruthven A.* и др. Large-scale modular quantum-computer architecture with atomic memory and photonic interconnects // Physical Review A. — 2014. — Т. 89, № 2. — Ст. № 022317.

22. *Kielpinski D.*, *Monroe C.*, *Wineland D. J.* Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer // Nature. — 2002. — Т. 417, № 6890. — С. 709—711.

23. *Löschnauer C.*, *Mosca Toba J.*, *Hughes A.* и др. Scalable, high-fidelity all-electronic control of trapped-ion qubits // PRX Quantum. — 2025. — Т. 6, № 4. — Ст. № 040313.

24. *Ransford A.*, *Allman M.*, *Arkinstall J.* и др. Helios: A 98-qubit trapped-ion quantum computer (2025) // arXiv preprint arXiv:2511.05465. —.

25. *Brownnutt M.*, *Kumph M.*, *Rabl P.* и др. Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces // Reviews of modern Physics. — 2015. — Т. 87, № 4. — С. 1419—1482.

26. *Safavi-Naini A.*, *Rabl P.*, *Weck P.* и др. Microscopic model of electric-field-noise heating in ion traps // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2011. — Т. 84, № 2. — Ст. № 023412.

27. *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. — Т. 80, № 3. — Ст. № 031402.

28. *Daniilidis N.*, *Narayanan S.*, *Möller S. A.* и др. Fabrication and heating rate study of microscopic surface electrode ion traps // New Journal of Physics. — 2011. — Т. 13, № 1. — Ст. № 013032.

29. *Labaziewicz J.*, *Ge Y.*, *Antohi P.* и др. Suppression of heating rates in cryogenic surface-electrode ion traps // Physical review letters. — 2008. — Т. 100, № 1. — Ст. № 013001.

30. *Brandl M.*, *Van Mourik M.*, *Postler L.* и др. Cryogenic setup for trapped ion quantum computing // Review of Scientific Instruments. — 2016. — Т. 87, № 11.

31. *Lakhmanskiy K.*, *Holz P.*, *Schärtl D.* и др. Observation of superconductivity and surface noise using a single trapped ion as a field probe // Physical Review A. — 2019. — Т. 99, № 2. — Ст. № 023405.

32. *Allcock D.*, *Guidoni L.*, *Harty T.* и др. Reduction of heating rate in a microfabricated ion trap by pulsed-laser cleaning // New Journal of Physics. — 2011. — Т. 13, № 12. — Ст. № 123023.

33. *Daniilidis N.*, *Gerber S.*, *Bolloten G.* и др. Surface noise analysis using a single-ion sensor // Physical Review B. — 2014. — Т. 89, № 24. — Ст. № 245435.

34. *McKay K.*, *Hite D.*, *Colombe Y.* и др. Ion-trap electrode preparation with Ne^{+} bombardment // arXiv preprint arXiv:1406.1778. — 2014.

35. *Mølmer K.*, *Sørensen A.* Multiparticle entanglement of hot trapped ions // Physical Review Letters. — 1999. — Т. 82, № 9. — Ст. № 1835.

36. *Sørensen A.*, *Mølmer K.* Entanglement and quantum computation with ions in thermal motion // Physical Review A. — 2000. — Т. 62, № 2. — Ст. № 022311.

37. *Sørensen A.*, *Mølmer K.* Quantum computation with ions in thermal motion // Physical review letters. — 1999. — Т. 82, № 9. — Ст. № 1971.

38. *Ospelkaus C.*, *Warring U.*, *Colombe Y.* и др. Microwave quantum logic gates for trapped ions // Nature. — 2011. — Т. 476, № 7359. — С. 181—184.

39. *Gerasin I.*, *Semerikov I.*, *Zhang W.* Surface Ion Trap for Fast Microwave Gates // Chips. — 2025. — Т. 4, № 4. — Ст. № 41.

40. *Allcock D. T. C.*, *Campbell W. C.*, *Chiaverini J.* и др. omg blueprint for trapped ion quantum computing with metastable states // Applied Physics Letters. — 2021. — Т. 119, № 21. — Ст. № 214002.

41. *Churchill L.*, *DePalatis M.*, *Chapman M.* Charge exchange and chemical reactions with trapped Th 3+ // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2011. — Т. 83, № 1. — Ст. № 012710.

42. *Serra R.*, *De Almeida N.*, *Da Costa W.* и др. Decoherence in trapped ions due to polarization of the residual background gas // Physical Review A. — 2001. — Т. 64, № 3. — Ст. № 033419.

43. *Pagano G.*, *Hess P.*, *Kaplan H.* и др. Cryogenic trapped-ion system for large scale quantum simulation // Quantum Science and Technology. — 2019. — Т. 4, № 1. — Ст. № 014004.

44. *Obšil P.*, *Lešundák A.*, *Pham T.* и др. A room-temperature ion trapping apparatus with hydrogen partial pressure below 10- 11 mbar // Review of Scientific Instruments. — 2019. — Т. 90, № 8.

45. *Batra N.*, *Panja S.*, *De S.* и др. Design and construction of a helical resonator for delivering radio frequency to an ion trap // MAPAN. — 2017. — Т. 32, № 3. — С. 193—198.

46. *Аббасов Т.* Планарная ионная ловушка с элементами фотонных интегральных схем для использования в задачах квантовой логики и стандартов частоты : Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. — Москва : Сколковский институт науки и технологий, 2025.

47. *Tjoelker R. L.*, *Prestage J. D.*, *Burt E. A.* и др. Mercury ion clock for a NASA technology demonstration mission // IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control. — 2016. — Т. 63, № 7. — С. 1034—1043.

48. *Semerikov I.*, *Khabarova K. Y.*, *Zalivako I.* и др. Compact transportable optical standard based on a single 171yb+ ion (“ybis” project) // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2018. — Т. 45, № 11. — С. 337—340.

49. *Leibfried D.*, *Blatt R.*, *Monroe C.* и др. Quantum dynamics of single trapped ions // Reviews of Modern Physics. — 2003. — Т. 75, № 1. — Ст. № 281.

50. *HAPPER W.* Optical Pumping // Rev. Mod. Phys. — 1972. — Апр. — Т. 44, вып. 2. — С. 169—249.

51. *Fawcett B.*, *Wilson M.* Computed oscillator strengths, Landé g values, and lifetimes in Yb II // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 1991. — Т. 47, № 2. — С. 241—317.

52. *Aksenov M.*, *Zalivako I.*, *Semerikov I.* и др. Realizing quantum gates with optically addressable Yb+ 171 ion qudits // Physical Review A. — 2023. — Т. 107, № 5. — Ст. № 052612.

53. *Zalivako I. V.*, *Semenin N. V.*, *Zhadnov N. O.* и др. Quantum computing with trapped ions: principles, achievements, and prospects // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2025. — Т. 195, № 6. — С. 585—620.

54. *Смирнов В. Н.* Использование двухфотонных переходов для манипулирования кубитными состояниями в ионе иттербия-171 : Выпускная квалификационная работа магистра. — Москва : Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 2024.

55. *Drever R. W.*, *Hall J. L.*, *Kowalski F. V.* и др. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator // Applied Physics B. — 1983. — Т. 31, № 2. — С. 97—105.

56. *Борисенко А. С.* Спектроскопия оптических переходов в ионах иттербия для реализации квантовых вычислений : Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. — Москва : Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 2022.

57. *Semenin N. V.*, *Borisenko A. S.*, *Zalivako I. V.* и др. Determination of the heating rate and temperature of an ion chain in a linear paul trap by the dephasing of rabi oscillations // JETP Letters. — 2022. — Т. 116, № 2. — С. 77—82.

58. *Earnshaw S.* On the Nature of the Molecular Forces which Regulate the Constitution of the Luminiferous Ether // Transactions of the Cambridge Philosophical Society. — 1842. — Т. 7. — С. 97—112.

59. *Ghosh P. K.* Ion Traps. — Oxford University Press, 1995.

60. *Singer K.*, *Poschinger U.*, *Murphy M.* и др. Colloquium: Trapped ions as quantum bits: Essential numerical tools // Reviews of Modern Physics. — 2010. — Т. 82, № 3. — С. 2609—2632.

61. *Ryan-Anderson C.*, *Brown N.*, *Allman M.* и др. Implementing fault-tolerant entangling gates on the five-qubit code and the color code // arXiv preprint arXiv:2208.01863. — 2022.

62. *Moses S. A.*, *Baldwin C. H.*, *Allman M. S.* и др. A race-track trapped-ion quantum processor // Physical Review X. — 2023. — Т. 13, № 4. — Ст. № 041052.

63. *Stremoukhov S.*, *Forsh P.*, *Khabarova K.* и др. Proposal for trapped-ion quantum memristor // Entropy. — 2023. — Т. 25, № 8. — Ст. № 1134.

64. *Stremoukhov S. Y.*, *Forsh P. A.*, *Khabarova K. Y.* и др. Model of coupled quantum memristors based on a single trapped 171Yb+ ion // JETP Letters. — 2024. — Т. 119, № 5. — С. 352—356.

65. *Zalivako I. V.*, *Nikolaeva A. S.*, *Borisenko A. S.* и др. Towards a Multiqudit Quantum Processor Based on a 171Yb+ Ion String: Realizing Basic Quantum Algorithms // Quantum Reports. — 2025. — Т. 7, № 2. — Ст. № 19.

66. *McLoughlin J. J.*, *Nizamani A. H.*, *Siverns J. D.* и др. Versatile ytterbium ion trap experiment for operation of scalable ion-trap chips with motional heating and transition-frequency measurements // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2011. — Т. 83, № 1. — Ст. № 013406.

67. `https://github.com/nist-ionstorage/electrode/`.

68. *Sterling R.*, *Hughes M.*, *Mellor C.* и др. Increased surface flashover voltage in microfabricated devices // Applied Physics Letters. — 2013. — Т. 103, № 14.

69. *Wilson J. M.*, *Tilles J. N.*, *Haltli R. A.* и др. In situ detection of RF breakdown on microfabricated surface ion traps // Journal of Applied Physics. — 2022. — Т. 131, № 13.

70. *Gaebler J. P.*, *Tan T. R.*, *Lin Y.* и др. High-fidelity universal gate set for be 9+ ion qubits // Physical review letters. — 2016. — Т. 117, № 6. — Ст. № 060505.

71. *Baldwin C.*, *Bjork B.*, *Foss-Feig M.* и др. High-fidelity light-shift gate for clock-state qubits // Physical Review A. — 2021. — Т. 103, № 1. — Ст. № 012603.

72. *Löschnauer C.*, *Toba J. M.*, *Hughes A.* и др. Scalable, high-fidelity all-electronic control of trapped-ion qubits // arXiv preprint arXiv:2407.07694. — 2024.

73. *Weber M.*, *Löschnauer C.*, *Wolf J.* и др. Cryogenic ion trap system for high-fidelity near-field microwave-driven quantum logic // Quantum Science and Technology. — 2023. — Т. 9, № 1. — Ст. № 015007.

74. *Mintert F.*, *Wunderlich C.* Ion-Trap Quantum Logic Using Long-Wavelength Radiation // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Нояб. — Т. 87, вып. 25. — Ст. № 257904.

75. *Johanning M.*, *Varón A. F.*, *Wunderlich C.* Quantum simulations with cold trapped ions // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. — 2009. — Июль. — Т. 42, № 15. — Ст. № 154009.

76. *Lake K.*, *Weidt S.*, *Randall J.* и др. Generation of spin-motion entanglement in a trapped ion using long-wavelength radiation // Phys. Rev. A. — 2015. — Янв. — Т. 91, вып. 1. — Ст. № 012319.

77. *Ospelkaus C.*, *Langer C. E.*, *Amini J. M.* и др. Trapped-Ion Quantum Logic Gates Based on Oscillating Magnetic Fields // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Авг. — Т. 101, вып. 9. — Ст. № 090502.

78. *Carsjens M.*, *Kohnen M.*, *Dubielzig T.* и др. Surface-electrode Paul trap with optimized near-field microwave control // Applied Physics B. — 2014. — Т. 114. — С. 243—250.

79. *Hahn H.*, *Zarantonello G.*, *Schulte M.* и др. Integrated 9Be+ multi-qubit gate device for the ion-trap quantum computer // npj Quantum Information. — 2019. — Т. 5, № 1. — Ст. № 70.

80. *Weidt S.*, *Randall J.*, *Webster S.* и др. Trapped-ion quantum logic with global radiation fields // Physical review letters. — 2016. — Т. 117, № 22. — Ст. № 220501.

81. *Harty T. P.*, *Sepiol M. A.*, *Allcock D. T. C.* и др. High-Fidelity Trapped-Ion Quantum Logic Using Near-Field Microwaves // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Сент. — Т. 117, вып. 14. — Ст. № 140501.

82. *Duwe M.*, *Zarantonello G.*, *Pulido-Mateo N.* и др. Numerical optimization of amplitude-modulated pulses in microwave-driven entanglement generation // Quantum Science and Technology. — 2022. — Июль. — Т. 7, № 4. — Ст. № 045005. — ISSN 2058-9565. — Publisher: IOP Publishing.

83. *Ozeri R.*, *Itano W. M.*, *Blakestad R.* и др. Errors in trapped-ion quantum gates due to spontaneous photon scattering // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2007. — Т. 75, № 4. — Ст. № 042329.

84. *Lemmer A.*, *Bermudez A.*, *Plenio M.* Driven geometric phase gates with trapped ions // New Journal of Physics. — 2013. — Т. 15, № 8. — Ст. № 083001.

85. *Zhu S.-L.*, *Monroe C.*, *Duan L.-M.* Trapped ion quantum computation with transverse phonon modes // Physical review letters. — 2006. — Т. 97, № 5. — Ст. № 050505.

86. *Ospelkaus C.*, *Langer C. E.*, *Amini J. M.* и др. Trapped-ion quantum logic gates based on oscillating magnetic fields // Physical review letters. — 2008. — Т. 101, № 9. — Ст. № 090502.

87. *Lysne N. K.*, *Niedermeyer J. F.*, *Wilson A. C.* и др. Individual addressing and state readout of trapped ions utilizing radio-frequency micromotion // Physical Review Letters. — 2024. — Т. 133, № 3. — Ст. № 033201.

88. *House M.* Analytic model for electrostatic fields in surface-electrode ion traps // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2008. — Т. 78, № 3. — Ст. № 033402.

89. *Pruttivarasin T.* Spectroscopy, fundamental symmetry tests and quantum simulation with trapped ions : Диссертация на соискание учёной степени доктора философии. — UC Berkeley, 2014.

90. *Harty T. P.*, *Allcock D. T. C.*, *Ballance C. J.* и др. High-Fidelity Preparation, Gates, Memory, and Readout of a Trapped-Ion Quantum Bit // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Нояб. — Т. 113, вып. 22. — Ст. № 220501.

91. *Harlander M.*, *Brownnutt M.*, *Hänsel W.* и др. Trapped-ion probing of light-induced charging effects on dielectrics // New Journal of Physics. — 2010. — Т. 12, № 9. — Ст. № 093035.

92. *Debnath S.* A programmable five qubit quantum computer using trapped atomic ions : Диссертация на соискание учёной степени доктора философии. — University of Maryland, College Park, 2016.

93. *Pino J. M.*, *Dreiling J. M.*, *Figgatt C.* и др. Demonstration of the trapped-ion quantum CCD computer architecture // Nature. — 2021. — Т. 592, № 7853. — С. 209—213.

94. *Guo S.-A.*, *Wu Y.-K.*, *Ye J.* и др. A site-resolved two-dimensional quantum simulator with hundreds of trapped ions // Nature. — 2024. — Т. 630, № 8017. — С. 613—618.

95. *Pound R. V.* Electronic frequency stabilization of microwave oscillators // Review of Scientific Instruments. — 1946. — Т. 17, № 11. — С. 490—505.

96. *Galstyan K. P.*, *Zalivako I. V.*, *Kryuchkov D. S.* и др. Injection Locking for Spectral Filtering of the Addressing Laser for Optical Qubits in 171Yb+ Ions // Radiophysics and Quantum Electronics. — 2024. — Т. 67. — С. 13—22.

97. *Breit G.*, *Rabi I. I.* Measurement of nuclear spin // Physical Review. — 1931. — Т. 38, № 11. — Ст. № 2082.

98. *Stone N.* Nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments: Their measurement and tabulation as accessible data // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 2015. — Т. 44, № 3.

99. *Tamm C.*, *Huntemann N.*, *Lipphardt B.* и др. Cs-based optical frequency measurement using cross-linked optical and microwave oscillators // Physical Review A. — 2014. — Т. 89, № 2. — Ст. № 023820.

100. *Gossel G.*, *Dzuba V.*, *Flambaum V.* Calculation of strongly forbidden M 1 transitions and g-factor anomalies in atoms considered for parity-nonconservation measurements // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2013. — Т. 88, № 3. — Ст. № 034501.

101. *Nandy D. K.*, *Sahoo B.* Quadrupole shifts for the Yb+ 171 ion clocks: Experiments versus theories // Physical Review A. — 2014. — Т. 90, № 5. — Ст. № 050503.

102. *Leibfried D.*, *DeMarco B.*, *Meyer V.* и др. Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate // Nature. — 2003. — Т. 422, № 6930. — С. 412—415.

103. *Lambert N.*, *Giguère E.*, *Menczel P.* и др. Qutip 5: The quantum toolbox in python // Physics Reports. — 2026. — Т. 1153. — С. 1—62.