

Линейная радиочастотная ловушка Пауля для удержания ионов алюминия и магния

Выполнил: Студент 126гр. Заливако И.В.

Научный руководитель: д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, Колачевский Н.Н.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1 Принцип действия ионных ловушек	8
1.1 Линейная квадрупольная ионная ловушка	9
1.1.1 Радиальное удержание	9
1.1.2 Решения уравнений движения в пределе $(a , q^2) \ll 1$.	14
1.1.3 Секулярное движение	15
1.1.4 Микродвижение	16
1.1.5 Аксиальное удержание	18
1.2 Другие типы радиочастотных ионных ловушек	21
ГЛАВА 2 Экспериментальная установка	24
2.1 Линейная радиочастотная ловушка	25
2.1.1 Устройство ловушки	25
2.1.2 Численное моделирование поля ловушки	27
2.2 Источники ионов	31
2.3 Вакуумная камера	32
2.4 Детекторы ионов	33
2.5 Генерация радиочастотного напряжения на электродах ловушки	35
2.6 Система управления установкой и сбора данных	38
ГЛАВА 3 Экспериментальные результаты	41
3.1 Исследование зависимости количества детектируемых ка- налатроном ионов от тока эмиссии электронной пушки	41
3.2 Исследование зависимости количества детектируемых ка- налатроном ионов от тока через нагреватели атомных пушек ..	43
3.3 Детектирование захваченных в ловушку ионов	45
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	49
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	50

ВВЕДЕНИЕ

С 1967 в СИ секунда определяется как время, равное 9 192 631 770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133. Данный переход лежит в микроволновом диапазоне. В то время относительная погрешность лучших цезиевых стандартов частоты составляла 1×10^{-10} . На сегодняшний день относительная нестабильность частоты лучших первичных стандартов микроволнового диапазона (цезиевых фонтанов) достигает $2 - 3 \times 10^{-16}$ [1]. На протяжении этих лет прогресс в области стандартов частоты сопровождался прорывами в таких сферах как телекоммуникация, спутниковые навигационные системы, тесты фундаментальных теорий[2] и других.

Очередной прорыв в области измерения времени и частоты произошел с созданием фемтосекундной гребёнки[3]. Она позволила производить точные измерения частоты в оптическом диапазоне, что раньше представляло собой достаточно непростую задачу. Это повлекло за собой создание оптических атомных стандартов частоты, которые на сегодняшний день позволяют достичь относительной погрешности меньше 10^{-17} . Наиболее точными из них являются часы на основе нейтральных атомов, захваченных в оптические решётки, а также стандарты на базе пленённых в радиочастотные ионные ловушки ионов. Каждый из этих видов часов имеет свои преимущества и недостатки. К примеру, обычно в ионных стандартах в ловушку захватывается только одна частица, чтобы избежать возмущения энергетических уровней в результате ион-ионного взаимодействия. Это приводит к достаточно слабому сигналу флуоресценции при детектировании состояния иона и к низкому соотношению сигнал-шум. В стандартах на нейтральных атомах возможно использование целого облака частиц благодаря их слабому взаимодействию друг с другом. Кроме того, некоторые перспективные с точки зрения создания часов ионы, например Al^+ , имеют часовые или охлаждающие переходы в областях спектра, недоступных современным непрерывным лазерам. С другой стороны, благодаря наличию у ионов заряда, их можно локализовать, прикладывая значительно меньшие поля или градиенты полей, по сравнению с нейтральными атомами. В виду этого, уменьшаются сдвиги энергетических уровней, связанные с эффектами Штарка и

Зеемана, что является важным преимуществом стандартов на плененных ионах, по сравнению со стандартами на нейтральных атомах. Кроме того, сильное взаимодействие с полем обеспечивает большое время жизни иона в ловушке, а значит, позволяет устранить погрешность, связанную с длительностью взаимодействия излучения с веществом. Возможность локализовать ионы в малой области пространства позволяет эффективно использовать методы лазерного охлаждения и реализовать режим Лэмба-Дике.

Одним из важнейших элементов стандарта частоты на пленённых ионах является ионная ловушка. Впервые реализованные в 50х годах прошлого века[4–6] и основывающиеся на принципах, сформулированных В. Паулем, Х. Демельтом и Ф. М. Пеннингом, сегодня ионные ловушки нашли также широкое применение в таких областях исследований как масс-спектрометрия, прецизионная спектроскопия ионов, квантовые вычисления, квантовая симуляция и др. Особенности ионных ловушек, определяющими их значение в вышеперечисленных областях, являются: большая глубина потенциальной ямы (единицы-десятки электрон-вольт), масс-селективность и оптическая доступность содержимого.

В данной работе будет описана ионная ловушка, созданная в нашей лаборатории с целью реализации на основе захваченных в ней ионов Al^+ и Mg^+ стандарта частоты, чем и будет обуславливаться выбор её типа и конфигурации.

Ион Al^+ обладает перспективным с точки зрения стандарта частоты часовым переходом $^1S_0 \longleftrightarrow ^3P_0$, имеющим длину волны 267нм[7]. Естественная ширина этого перехода составляет 8мГц, он слабо подвержен воздействию внешних полей и обладает наименьшим сдвигом черного тела при комнатной температуре среди всех используемых на данный момент в оптических стандартах частоты атомах и ионах[8]. Однако самый длинноволновый охлаждающий переход этого иона расположен на длине волны 167нм и недоступен для современных непрерывных лазеров. По этой причине для его охлаждения применяется метод симпатического охлаждения[9] с использованием вспомогательного иона Mg^+ . По той же причине к иону Al^+ не может применяться метод квантовых скачков для детектирования его состояния, в результате чего для этого используются методы квантовой

логики[10] с применением того же вспомогательного иона.

Группе ученых из США, включающей нобелевских лауреатов Стивена Чу и Дэвида Вайнленда удалось реализовать по данной технологии стандарт частоты на ионах Al^+ , обладающий относительной погрешностью на уровне 8.6×10^{-18} [11].

ГЛАВА 1

Принцип действия ионных ловушек

Для удержания ионов в ловушке используются электромагнитные поля. Согласно теореме Ирншоу, ограничить движение частицы, используя только электростатическое поле - невозможно. Поэтому для создания ловушек используется либо сочетание электростатического и магнитостатического полей (ловушка Пеннинга), либо переменное неоднородное электрическое поле (радиочастотная ловушка Пауля), либо более сложные комбинации полей.

В данной работе речь пойдет именно о радиочастотных ловушках, т.к. сильные магнитные поля, неизбежно присутствующие в других типах, вызывают нежелательные для прецизионных измерений сдвиги энергетических уровней ионов.

Сначала рассмотрим конфигурацию электростатического поля, которое бы действовало на ион с зарядом Q с силой, проекция которой на координатные оси была бы пропорциональна его смещению от центра ловушки вдоль этой оси. Сила выражается через потенциал формулой:

$$\mathbf{F} = -Q\nabla\phi$$

Значит, для создания линейной по смещению силы, потенциал должен быть квадратичен, то есть иметь вид

$$\phi = const \cdot (ax^2 + by^2 + cz^2) \quad (1.1)$$

Кроме того, электростатический потенциал должен подчиняться уравнению Лапласа $\Delta\phi = 0$, что приводит к наложению на коэффициенты a, b и c , условия:

$$a + b + c = 0 \quad (1.2)$$

Очевидно, что это уравнение имеет бесконечно много решений. Рассмотрим одно из них, которое, как будет видно из дальнейшего изложения, имеет непосредственное отношение к линейным радиочастотным ловушкам:

$$a = 1, \quad b = -1, \quad c = 0 \quad (1.3)$$

1.1 Линейная квадрупольная ионная ловушка

1.1.1 Радиальное удержание

При выбранных таким образом параметрах, потенциал и соответствующие ему компоненты электростатического поля будут иметь вид

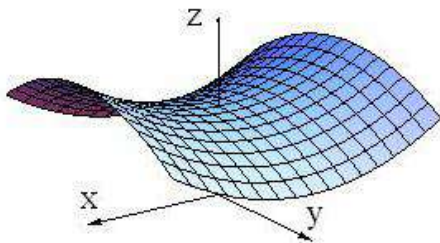
$$\phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(x^2 - y^2), \quad (1.4)$$

$$E_x = -\frac{\Phi_0}{r_0^2}x, E_y = \frac{\Phi_0}{r_0^2}y, E_z = 0.$$

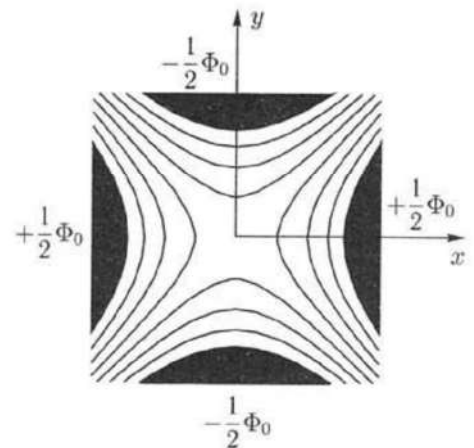
Такой потенциал имеет вид седла и изображен на рисунке 1.1а. Он может быть создан, к примеру, системой из четырех гиперболических электродов, расположенных на расстоянии r_0 от начала координат и находящихся при потенциалах $\pm\frac{1}{2}\Phi_0$ (см. рисунок 1.1б). Отсюда видно, что на положительно заряженный ион в таком поле вдоль оси x будет действовать возвращающая сила, а вдоль оси y - сила, выталкивающая его из центра ловушки.

Рисунок 1.1 — Вид потенциала, задаваемого формулой (1.4)

(а) Форма изопотенциальной поверхности



(б) Система гиперболических электродов (черные области), позволяющая получить поле, задаваемое 1.4 (взято из [12])



Как изначально было ясно из теоремы Ирншоу, такой потенциал для удержания ионов не подходит, т.к. удержание происходит только вдоль од-

ной из осей, а вдоль другой оси наоборот происходит выталкивание частиц из центра. Однако оказывается, что если этот потенциал будет периодически меняться со временем по закону

$$\phi = \frac{U_{dc} - V_{ac} \cos \omega t}{2r_0^2}(x^2 - y^2), \quad (1.5)$$

то при определенных соотношениях между параметрами U_{dc}, V_{ac}, ω поля в ловушке и $\frac{Q}{m}$ иона, усредненная по времени сила, действующая на него, окажется не равной нулю, а будет стремиться вернуть частицу к центру ловушки в область, где поле отсутствует.

Рассмотрим движение иона в поле, определяемом потенциалом (1.5) подробнее. Уравнения движения частицы будут иметь вид:

$$m\ddot{x} = -\frac{Q}{r_0^2}(U_{dc} - V_{ac} \cos \omega t)x, \quad (1.6)$$

$$m\ddot{y} = \frac{Q}{r_0^2}(U_{dc} - V_{ac} \cos \omega t)y, \quad (1.7)$$

$$m\ddot{z} = 0.$$

Введя безразмерные параметры

$$\tau \equiv \frac{\omega}{2}t, \quad a \equiv \frac{4QU_{dc}}{m\omega^2r_0^2}, \quad q \equiv \frac{2QV_{ac}}{m\omega^2r_0^2},$$

уравнения (1.6)-(1.7) можно переписать в виде:

$$\frac{d^2x(\tau)}{d\tau^2} + (a - 2q \cos 2\tau)x(\tau) = 0, \quad (1.8)$$

$$\frac{d^2y(\tau)}{d\tau^2} - (a - 2q \cos 2\tau)y(\tau) = 0. \quad (1.9)$$

Эти уравнения представляют собой так называемые уравнения Матьё. Согласно теореме Флоке, т.к. коэффициенты этих линейных дифференциальных уравнений являются периодическими функциями τ , существуют их решения вида[13]:

$$F_\mu(\tau) = e^{i\mu\tau} P(\tau), \quad (1.10)$$

где $P(\tau)$ - π -периодическая функция, а μ - комплексное число, зависящее только от a и q . Так как уравнения (1.8)-(1.9) четны по переменной τ , то

функции $F_\mu(-\tau)$ также будут решениями этих уравнений, причем при $\mu \neq pi$, где $p \in \mathbb{Z}$, решения $F_\mu(\tau)$ и $F_\mu(-\tau)$ будут линейно независимыми и общее решение будет являться их суперпозицией.

Отсюда легко видеть, что характер движения иона вдоль осей x и y полностью определяется параметром $\mu(a, q)$. Если $Im(\mu) \neq 0$, то амплитуда колебаний иона относительно центра ловушки будет экспоненциально расти, и он достаточно быстро покинет область действия поля. Если же μ будет действительным числом, то амплитуда движения иона будет величиной постоянной и при достаточно малых начальных смещении и скорости движение частицы вдоль этой оси будет устойчиво.

Обычно для определения параметров a и q , при которых выполняется условие

$$\mu(a, q) = \beta, \quad \beta \in \mathbb{R}, \quad (1.11)$$

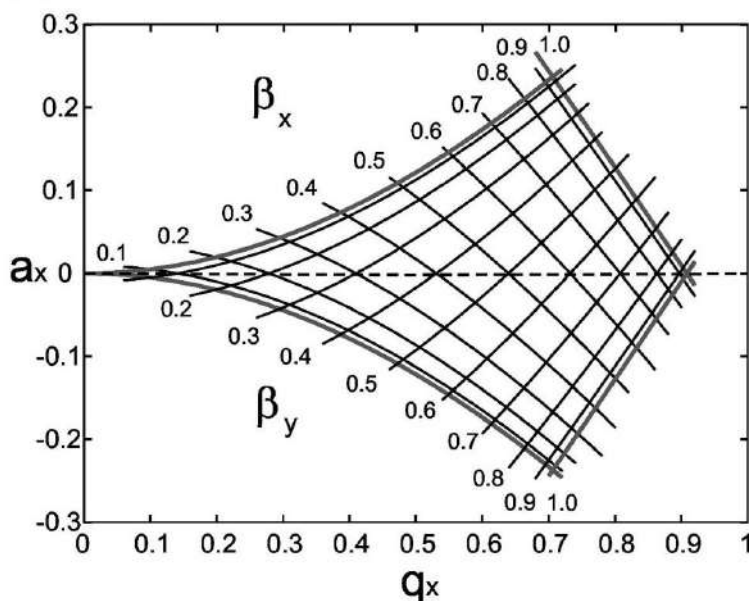
используют так называемые диаграммы устойчивости. Их получают, решая численно уравнение (1.11) относительно a при разных фиксированных β . Множество полученных кривых, изображенных на плоскости a - q , образует области устойчивости. Это и есть искомая диаграмма. Если взять параметры a и q из полученных областей, то движение частицы будет устойчиво.

Кроме того нужно помнить, что для того, чтобы частица совершала устойчивое движение в плоскости x - y , параметры a и q должны попадать одновременно в область устойчивости и уравнения (1.9), и уравнения (1.10). Учитывая, что $a(q) = a(-q)$, легко видеть, что в нашем случае диаграммы устойчивости для этих двух уравнений будут являться зеркальными отражениями друг-друга относительно оси q . Построив пересечение областей устойчивости для этих двух уравнений, получим составную диаграмму, которая и будет в конечном итоге определять ограниченность движения частиц в ловушке. Часть такой диаграммы, содержащая область, в которой мы впоследствии будем работать, изображена на рисунке 1.2, взятом из [14].

Далее рассмотрим подробнее движение иона в ловушке. Из написанного выше следует, что при выборе параметров ловушки a и q из регионов стабильности, траектория частицы будет определяться формулой

$$x(\tau) = Ae^{i\beta\tau}P(\tau) + Be^{-i\beta\tau}P(-\tau). \quad (1.12)$$

Рисунок 1.2 — Первая область стабильности линейной ловушки Паули.



Здесь константы A и B определяются начальными условиями. Т.к. функция $P(\tau)$ - периодическая, её можно разложить в ряд Фурье и привести эту формулу к виду:

$$x(\tau) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \cos(2n + \beta)\tau + B \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \sin(2n + \beta)\tau. \quad (1.13)$$

Вспоминая, что $\tau = \frac{\omega}{2}t$, видим, что спектр колебаний плененных в радиочастотной ловушке частиц представляет из себя сумму гармоник на частотах

$$\omega_n = (n \pm \frac{\beta}{2})\omega. \quad (1.14)$$

1.1.2 Решения уравнений движения в пределе $(|a|, q^2) \ll 1$

С точностью до членов первого порядка, при выполнении условия $(|a|, q^2) \ll 1$, значение характеристической экспоненты Матьё может быть приближенно вычислено по формуле

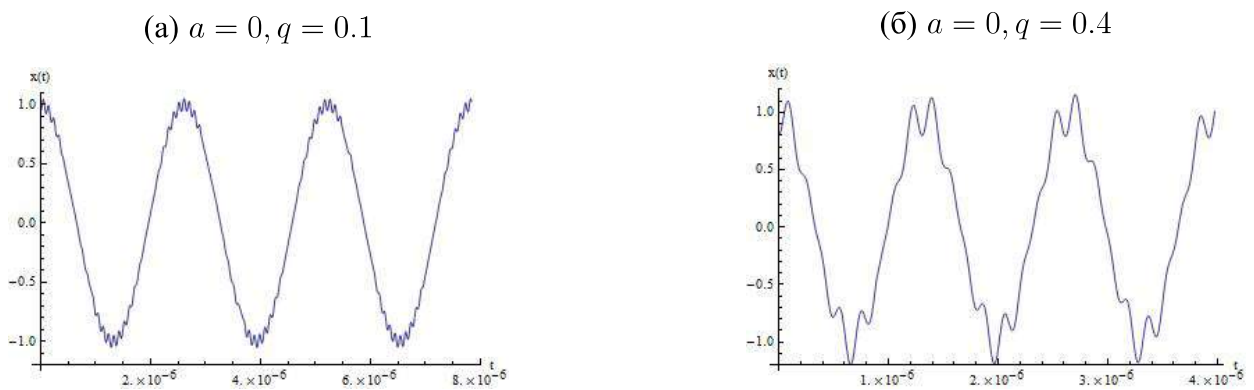
$$\beta \approx \sqrt{a + \frac{q^2}{2}}, \quad (1.15)$$

а само решение задается выражением:

$$x(t) = x_0 \cos(\beta \frac{\omega}{2}t + \theta) [1 - \frac{q}{2} \cos \omega t]. \quad (1.16)$$

Здесь константы x_0 и θ зависят от начальных условий. Это движение представляет собой относительно медленные колебания с частотой $\Omega = \beta \frac{\omega}{2}$, на которые накладываются быстрые малые осцилляции с частотой радиочастотного поля ловушки. Частота Ω называется секулярной частотой, а соответствующие колебания - секулярным движением. Из формулы (1.14) видно, что Ω соответствует наименьшей частоте в спектре колебаний иона. Высокочастотные колебания называются микродвижением. На рис. 1.3 изображены графики зависимости координаты частицы от времени в радиальной плоскости при разных параметрах ловушки.

Рисунок 1.3 — Вид траектории иона в радиальной плоскости линейной ловушки при $(|a|, q^2) \ll 1$



1.1.3 Секулярное движение

Секулярные колебания возникают под действием усредненной по периоду радиочастотного поля силы, с которой оно действует на ион. Демельтом и Паулем[?] было предложено физическое рассуждение, которое позволяет понять, откуда возникает эта усредненная сила. Они рассматривали задачу движения иона в поле ловушки с точки зрения метода последовательных приближений. Под действием радиочастотного поля, которое на первой итерации предполагается однородным, ион совершает гармонические колебания с частотой поля в противофазе с ним. На второй итерации учитывается, что поле не является однородным и уменьшается при приближении к центру ловушки. Поэтому в тот полупериод, когда частица отклоняется от положения равновесия в сторону центра, действующая на него сила мень-

ше, чем в последующий. Это и объясняет тот факт, что при усреднении силы, действующей на ион в течение периода колебания поля, она будет отлична от нуля и направлена к центру ловушки. Движение под действием такой усредненной силы можно представить как движение в гармоническом псевдопотенциале:

$$\Phi_{pseudo} = \frac{1}{2}m\Omega^2 x^2. \quad (1.17)$$

Глубину этой потенциальной ямы можно оценить исходя из того, что при своем движении частицы в ней не должны выходить за пределы области, ограниченной электродами, то есть

$$D = \frac{1}{2}m\Omega^2 r_0^2. \quad (1.18)$$

По порядку величины глубина ловушки обычно составляет несколько электронвольт.

1.1.4 Микродвижение

Как видно из формулы (1.16), микродвижения представляют собой колебания с частотой ω высокочастотного поля ловушки и амплитудой

$$x_{m0} = x_s(t) \frac{q}{2}, \quad (1.19)$$

где $x_s(t)$ - координата иона в секулярном приближении. То есть величина микродвижений определяется положением иона в ловушке. В центре ловушки они практически отсутствуют, а при удалении от него - их амплитуда быстро возрастает. Это можно было бы легко понять и из простых физических соображений: микродвижения вызваны действием на частицу радиочастотного поля ловушки, а значит их величина пропорциональна амплитуде этого поля. В свою очередь, поле ловушки в центре отсутствует и линейно возрастает при удалении от него, что соответствует полученному выше результату.

Полностью устранить микродвижения захваченных в ловушку частиц - невозможно. Это видно из формулы (1.19). Пусть секулярное движение представляет собой гармонические колебания вблизи центра ловушки. Тогда из этой формулы видно, что средняя величина микродвижений будет

пропорциональна амплитуде секулярных колебаний. Согласно принципам квантовой механики, осциллятор даже при минимальной своей энергии совершает колебания с ненулевой амплитудой, а значит и микродвижения тоже всегда будут присутствовать. Однако в описанном выше идеальном случае, эффективное лазерное охлаждение ионов, приводящее к снижению энергии их секулярного движения, позволяет свести амплитуду микродвижений к очень малой величине. Иное происходит при наличии дополнительного микродвижения, вызванного несовершенствами экспериментальной установки. К нему могут привести, к примеру, паразитные статические электрические поля, возникающие из-за оседания зарядов на диэлектрических поверхностях ловушки или по другим причинам. Они вызывают смещение минимума псевдопотенциала из центра ловушки, в результате чего даже при наличии лазерного охлаждения амплитуда микродвижений будет ограничена снизу величиной $x_{s0} \frac{q}{2}$, где x_{s0} - новое положение дна псевдопотенциальной ямы. Еще одним возможным источником дополнительного микродвижения может быть разность фаз между напряжениями на электродах ловушки. В этом случае оно также не может быть уменьшено путем охлаждения.

Микродвижения могут привести к таким эффектам, как изменение формы линии поглощения и излучения и сдвигу излучательных переходов иона, снижению эффективности лазерного охлаждения, радиочастотному нагреванию и другим [15]. Смещение положения равновесия секулярных колебаний из центра ловушки из-за паразитных статических электрических полей также может приводить к возникновению значительных сдвигов линий излучения ионов вследствие эффекта Штарка, вызванного радиочастотным полем ловушки. Эти причины обуславливают необходимость минимизации микродвижения при проведении прецизионных спектроскопических исследований на плененных в радиочастотных ловушках ионах.

1.1.5 Аксиальное удержание

В предыдущих разделах была описана динамика иона в линейной радиочастотной ловушке Пауля, однако рассмотрение касалось только его движе-

ния в плоскости $x-y$. Как следует из формулы (1.4), вдоль оси z на ион никаких сил со стороны радиочастотного поля не действует. По этой причине данная конфигурация ловушки Пауля называется линейной.

Для удержания иона вдоль оставшейся оси применяются дополнительные электроды, создающие статический гармонический в первом приближении вдоль оси z потенциал. Существует несколько часто применяемых конфигураций электродов, позволяющих создать такое поле. Например, стержни, создающие радиальный удерживающий потенциал, можно разбить на несколько сегментов, на крайние из которых подается постоянное положительное напряжение (см. рис. 1.4б). Кроме того, можно расположить вдоль оси ловушки несколько кольцевых электродов, подав на которые постоянное напряжение того же знака, что и заряд ионов, можно также создать приблизительно гармонический удерживающий потенциал (рис. 1.4а). Этот потенциал можно задать формулой

$$\Phi_a = \frac{1}{2}k_z(z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2)). \quad (1.20)$$

Здесь $k_z = 2\kappa_z U_z Q$, где κ_z - геометрический фактор, а U_z - напряжение на этих дополнительных электродах. Движение вдоль оси z при этом будет представлять собой гармонические колебания с угловой частотой $\omega_z = \sqrt{\frac{Qk_z}{m}}$

Это дополнительное поле будет не только приводить к аксиальному удержанию ионов, но и влиять на их радиальное движение. Это движение будет по-прежнему описываться уравнениями Матьё, однако константа a в них будет теперь другой, что повлечет за собой изменение секулярной частоты:

$$a_x \equiv \frac{4QU_{dc}}{m\omega^2 r_0^2} - \frac{2k_z Q}{m\omega^2}, \quad a_y \equiv -\frac{4QU_{dc}}{m\omega^2 r_0^2} - \frac{2k_z Q}{m\omega^2}, \quad (1.21)$$

$$q_x \equiv \frac{2QV_{ac}}{m\omega^2 r_0^2}, \quad q_y \equiv -\frac{2QV_{ac}}{m\omega^2 r_0^2}, \quad (1.22)$$

$$\frac{d^2 x_i(\tau)}{d\tau^2} + (a_i - 2q_i \cos 2\tau)x_i(\tau) = 0, \quad i = x, y. \quad (1.23)$$

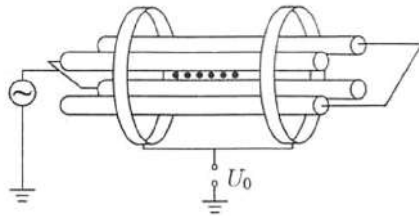
Если положить $U_{dc} \approx 0$, то модифицированная секулярная частота будет выражаться формулой:

$$\Omega' = \sqrt{\Omega^2 - \frac{\omega_z^2}{2}}. \quad (1.24)$$

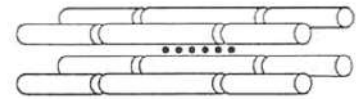
Однако т.к. в реальных ловушках обычно имеет место соотношение $\frac{\Omega}{\omega_z} \approx 100$, то отличие модифицированной секулярной частоты от исходной составляет десятые доли процента, так что им чаще всего пренебрегают.

Рисунок 1.4 — Схематические изображения линейных ионных ловушек с разными конструкциями электродов, обеспечивающих аксиальное удержание (взято из[12]).

(а) Аксиальное удержание обеспечивается при помощи кольцевых электродов



(б) Аксиальное удержание обеспечивается сегментацией стержневых электродов. На крайние сегменты подается постоянное напряжение того же знака, что и заряд ионов.



1.2 Другие типы радиочастотных ионных ловушек

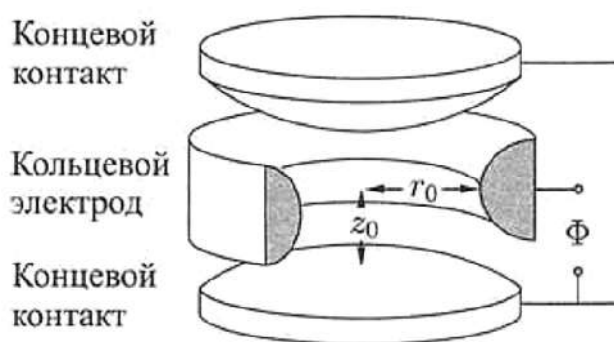
В предыдущем разделе были описаны принципы работы линейной радиочастотной ловушки. Там мы использовали потенциал вида (1.1)-(1.3). Однако ранее уже было замечено, что это не единственный возможный выбор констант a, b и c . Существует еще один часто применяемый вариант радиочастотной ловушки Пауля, где используется потенциал вида

$$\phi(t) = \Phi_0(t) \cdot (x^2 + y^2 - 2z^2). \quad (1.25)$$

Если константа в этом уравнении будет меняться со временем по гармоническому закону, то уравнения движения частиц снова будут иметь вид уравнений Матьё, однако в этом случае удержание ионов будет происходить уже по всем трем осям.

Такой потенциал может быть создан при помощи двух электродов, имеющих форму ветвей гиперболоида вращения и еще одного кольцевого электрода (см. рис 1.5).

Рисунок 1.5 — Схематическое изображение трёхмерной ловушки Паули(взято из [12])



Обычно в экспериментах, связанных с прецизионной спектроскопией, квантовой логикой, стандартами частоты и др., в ловушке содержится небольшое число ионов, используются именно линейные ловушки Пауля. Причиной этого является микродвижение. В трёхмерной радиочастотной ловушке существует только одна точка, где поле отсутствует - это её центр. В линейной же ловушке поле отсутствует вдоль целой оси. Когда в ловушку захвачено сразу несколько ионов, они взаимодействуют друг с другом при помощи кулоновских сил и выталкивают друг друга из центра. В результате, в трёхмерной ловушке ионы всегда будут находиться в области не свободном от поля, а значит будут подвергаться сильному микродвижению. В линейных ловушках аксиальное удержание обычно всегда намного слабее радиального и ионы в результате своего взаимодействия при достаточно низких температурах выстроятся в линию вдоль её оси, а значит микродвижению будут подвержены слабо. Такие периодические структуры, образующиеся из ионов, захваченных в ловушки и сильно охлажденных, называются ионными кристаллами.

В предыдущих разделах считалось, что создаваемый радиочастотными электродами потенциал является идеальным гармоническим. Однако такое возможно только при использовании бесконечных гиперболических электродов. Гиперболические электроды сложны в изготовлении а также обеспечивают плохой оптический доступ к содержимому ловушки, поэтому обычно применяются электроды других форм. При их проектировании разработчики ищут компромисс между оптической доступностью содержимого, простотой изготовления, минимизацией ангармонизма потенциала и други-

ми особенностями. К примеру, для задач квантовой логики нередко применяются плоские ловушки Пауля. Все их электроды расположены в одной плоскости, а захваченные ионы находятся над ней. Они имеют малую глубину потенциальной ямы, однако компактны и могут изготавливаться по тем же технологиям, что и кремниевые интегральные схемы[16].

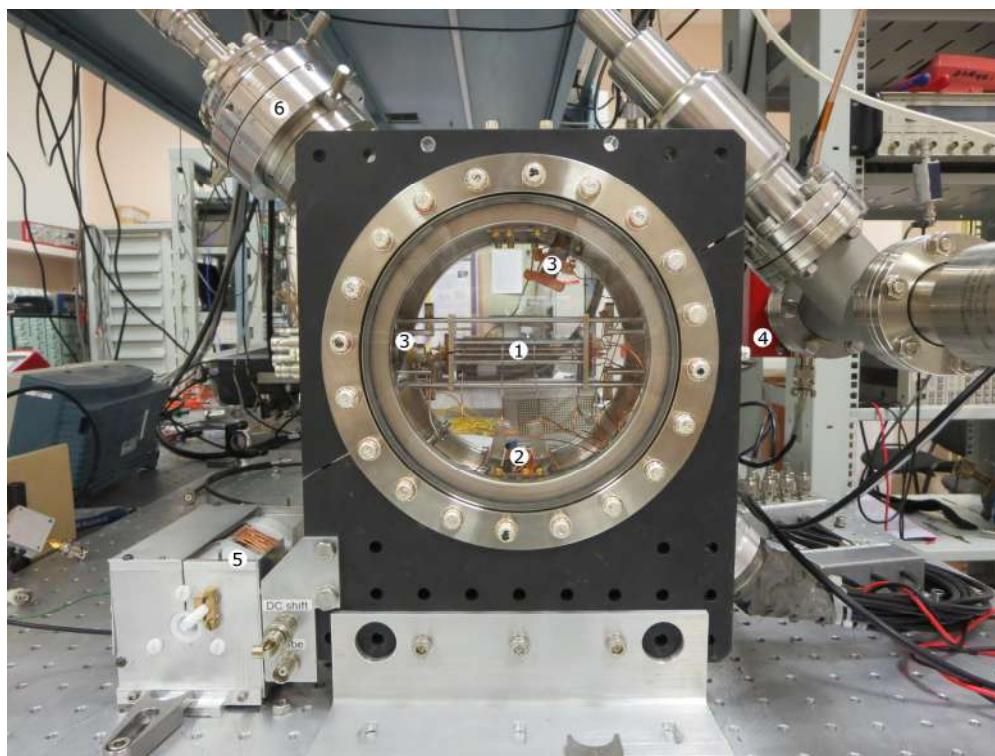
Кроме квадрупольных ловушек, используются также ловушки более высоких мультипольностей. Они обладают более крутыми стенками потенциальных ям, что позволяет удерживать в том же объёме больше частиц. Однако движение частиц в таких ловушках описывается связанными нелинейными уравнениями, в явном виде зависящими от времени[17]. Кроме области создания стандартов частоты такие ловушки нашли применение, к примеру, в спектроскопии молекулярных ионов[18].

ГЛАВА 2

Экспериментальная установка

В данной главе будет описана установка, реализованная нашей группой для захвата ионов алюминия и магния в линейную радиочастотную ловушку Пауля. Оптическая часть установки, которая позволит реализовать охлаждение захваченных ионов и создать оптический стандарт частоты на ионах Al^+ в данный момент находится на стадии разработки и в данной работе будет описана не будет.

Рисунок 2.1 — Фотография установки. 1 - ионная ловушка, 2 - атомные пушки, 3 - каналатроны, 4 - ион-геттерный насос, 5 - резонансный трансформатор, 6 - электронная пушка.



На данный момент экспериментальная установка включает в себя вакуумную камеру с расположенными в ней радиочастотной линейной ловушкой, источниками атомов магния и алюминия, электронной пушкой и каналатронами, ион-геттерный насос, резонансный трансформатор и часть, связанную с детектированием и анализом сигналов с каналатронов, состоящую из усилителя, осциллографа, счетчика импульсов и компьютера.

2.1 Линейная радиочастотная ловушка

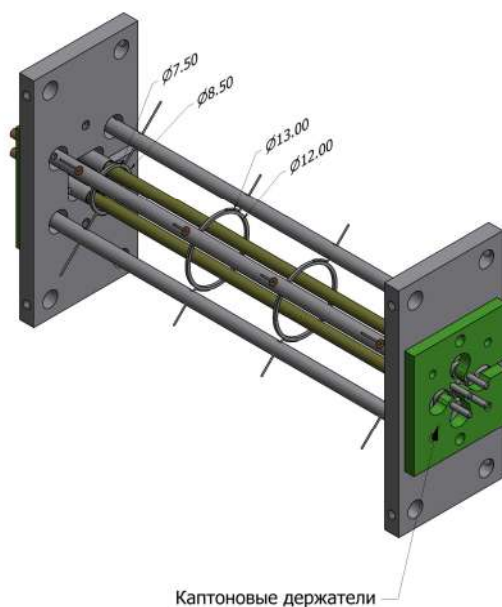
2.1.1 Устройство ловушки

За основу нашей ловушки был взят дизайн, разработанный Себастьяном Кнюнцем[19]. Преимуществами данной конфигурации ловушки является хороший оптический доступ к находящимся в ней ионам, малый ангармонизм радиочастотного поля и отсутствие диэлектрических поверхностей вблизи её центра.

Поле, обеспечивающее радиальное удержание ионов в ловушке, в нашей установке реализовано не при помощи четырех гиперболических электродов, как было описано в предыдущей главе, а при помощи четырех цилиндрических стержней (см. рис 2.4а). Потенциал, создаваемый такими стержнями отличается от идеального гармонического, однако при оптимальном выборе отношения диаметров электродов к расстоянию от их поверхностей до центра ловушки это отклонение мало[20]. Вблизи центра ловушки это отклонение сводится к домножению идеального гармонического потенциала на геометрический фактор κ , близкий к единице. В свою очередь, такая система электродов обеспечивает более хороший оптический доступ к содержимому ловушки и проще в изготовлении.

Схема ловушки приведена на рис. 2.2. Цилиндрические электроды изготовлены из вольфрама и имеют радиус $r = 1$ мм. Расстояние от поверхности электродов до центра ловушки составляет $r_0 = 1.475$ мм. Соотношение между этими величинами $\frac{r_0}{r} = 1.475$ близко к идеальному $(\frac{r_0}{r})^{ideal} = 1.1468$ [20]. Большая длина электродов позволяет минимизировать отклонения создаваемого ими в центре потенциала от гармонического, связанные с их конечностью. Стержни закреплены на концах при помощи двух каптоновых держателей. Последние, в свою очередь, экранированы от ловушки пластинами из нержавеющей стали. Это сделано для того, чтобы ионы, высвободившиеся из ловушки, не оседали на диэлектрической поверхности держателей, что приводило бы к появлению паразитных статических электрических полей, усиливающих микродвижения. Пары диагональных электродов соединены между собой. Одна из них заземлена, а ко второй прикладыва-

Рисунок 2.2 — 3D модель используемой линейной радиочастотной квадрупольной ловушки



ется напряжение $U_{dc} + V_{ac} \cos(\omega t)$.

Аксиальное удержание в нашей установке обеспечивается при помощи четырех кольцевых электродов, расположенных вдоль оси ловушки. Электроды изготовлены из нержавеющей стали. Внешние кольца имеют диаметр 8 мм, внутренние - 12.5 мм. И те и другие имеют квадратное сечение со стороной 0.5 мм. Расстояние между двумя внутренними кольцами составляет 18.5 мм, между внешними - 63.5 мм. Потенциалы каждого из четырех кольцевых электродов можно задавать независимо.

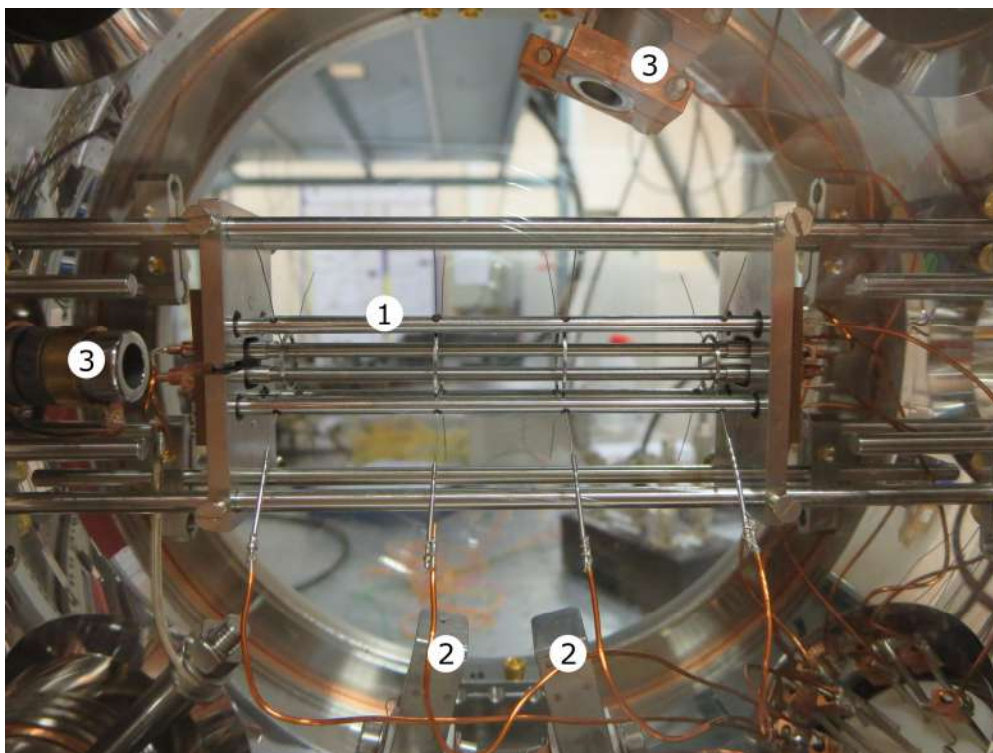
Электроды, создающие радиочастотное поле в ловушке, окружены еще четырьмя стержневыми электродами. Они предназначены для компенсации паразитных статических электрических полей в центре ловушки и минимизации вызванных ими микродвижений. Потенциал каждого из этих электродов также может быть задан независимо.

2.1.2 Численное моделирование поля ловушки

Для характеристики поля, создаваемого нашей ловушкой, было произведено его численное моделирование в программном пакете COMSOL.

Для симуляции поля, создаваемого стержневыми электродами, обеспе-

Рисунок 2.3 — Фотография ионной ловушки. 1 - ионная ловушка, 2 - атомные пушки, 3 - каналатроны.

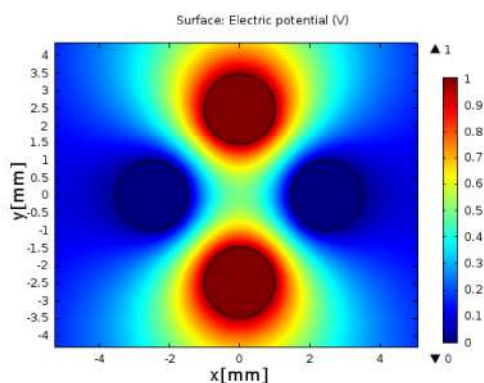


чивающими радиальное удержание ионов в ловушке, была построена соответствующая 2D модель. В ней к двум диагональным стержням прикладывался статический потенциал величиной 1В, а два других были заземлены. Полученный результат расчета приведен на рис. 2.4а. На рисунке 2.4б приведено сечение этого расчетного потенциала прямой, проходящей через центры электродов, к которым был приложен 1В и результаты его аппроксимации параболой. Отсюда видно, что потенциал при данной конфигурации ловушки получается практически гармоническим и геометрический параметр κ , упомянутый в предыдущем разделе, оказывается равным $\kappa = 0.98 \pm 0.01$, что согласуется с расчетами Кньюнца[19].

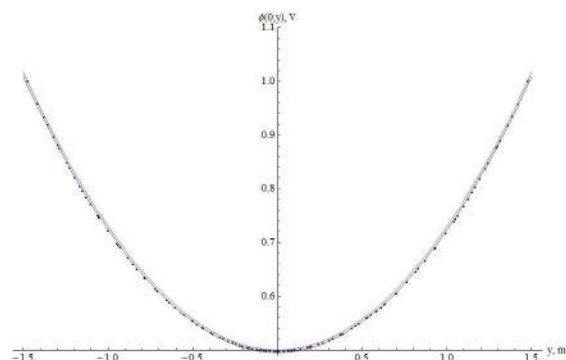
Для численной симуляции аксиального поля, создаваемого кольцевыми электродами, была построена трехмерная модель. В ней все четыре аксиальных электрода имеют потенциал 1000В, а все стержневые электроды - заземлены. Из-за сложности модели, полученные результаты являются лишь приближенными. Результаты, полученные в процессе моделирования, представлены на рисунках 2.5а, 2.5б и 2.5в. Как видно из рис. 2.5в, потенциал вдоль оси ловушки вблизи центра хорошо аппроксимируется параболой. Ча-

Рисунок 2.4 — Результат численного моделирования поля, создаваемого четырьмя стержневыми электродами, обеспечивающими радиальное удержание ионов. Два из них имеют потенциал 1В, а два других - заземлены.

(а) Распределение потенциала в радиальной плоскости ловушки



(б) Аппроксимированное параболой распределение потенциала в ловушке вдоль оси, соединяющей два радиочастотных электрода, полученное в результате численной симуляции (синяя кривая) и та же зависимость, вычисленная по формуле (1.4) (фиолетовая)



стоту колебаний ионов вдоль оси z можно при этом вычислить по формуле

$$f_z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2Qb}{m}}, \quad (2.1)$$

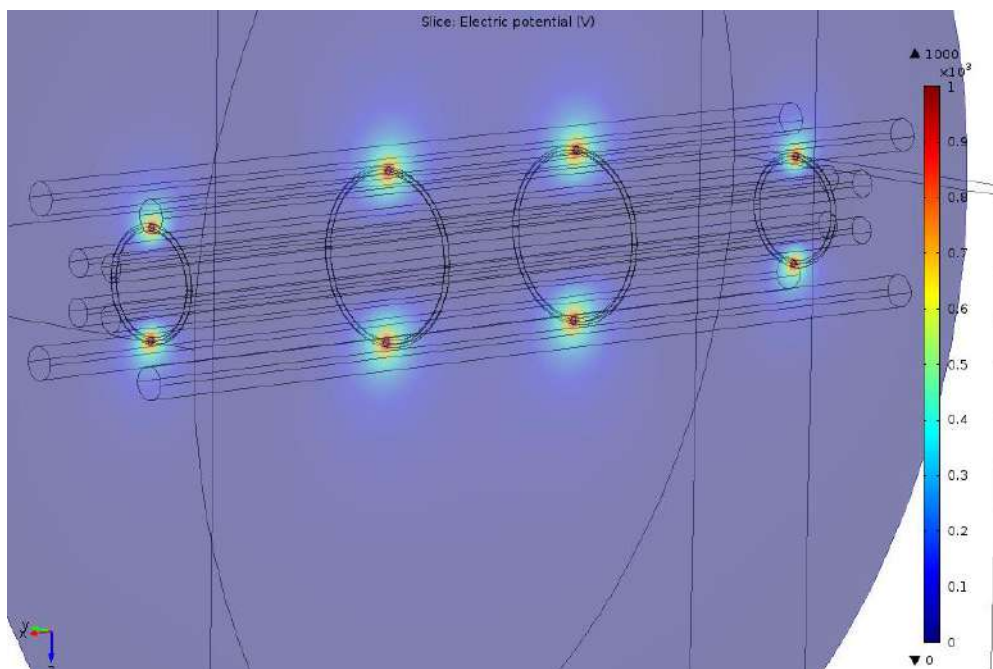
где b - коэффициент в формуле $\phi = a + bz^2$, аппроксимирующей потенциал. Вычисленная таким образом частота аксиальных колебаний ионов Mg^+ и Al^+ оказывается приблизительно равной $f_z \approx 80$ кГц. При этом важно помнить, что данная величина является лишь оценкой.

2.2 Источники ионов

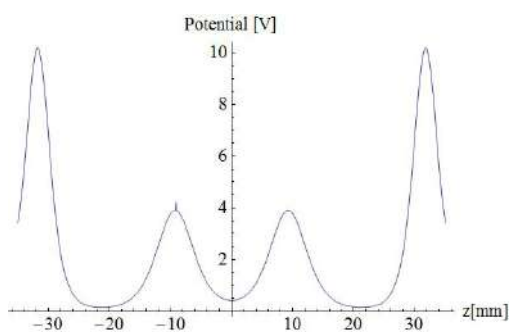
Для создания пучков нейтральных атомов алюминия и магния, которые впоследствии ионизируются в центре ионной ловушки, нами были изготовлены атомные пушки (см. рисунок 2.6а). Обе пушки устроены идентично. Они представляют собой танталовые трубки (А), заполненные алюминиевой или магниевой стружкой. Также в трубку с алюминием добавлено небольшое

Рисунок 2.5 — Результат численного моделирования поля, создаваемого кольцевыми электродами ловушки. На все четыре кольцевых электрода подан потенциал 1000В. Все остальные электроды заземлены.

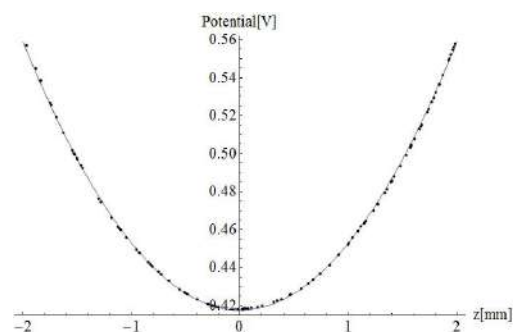
(а) Результат численной симуляции потенциала



(б) Распределение потенциала вдоль оси ловушки

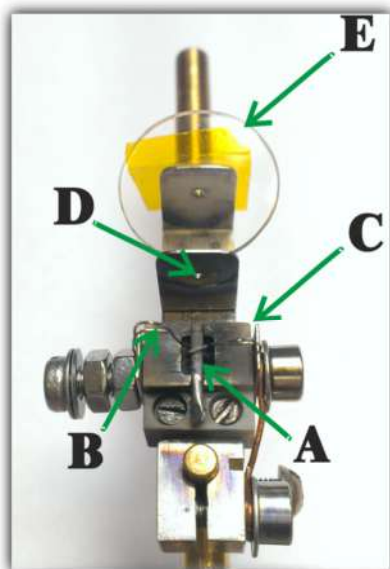


(в) Аппроксимация параболой распределения потенциала вдоль оси ловушки.

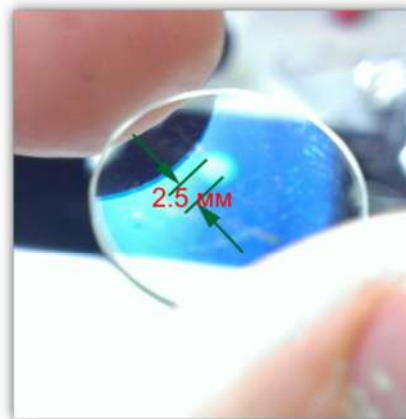


количество лимонной кислоты, а к магнию - флюса, для того, чтобы на поверхности этих металлов не образовывались оксидные пленки. Они имеют большую температуру кипения, нежели чистые металлы, и препятствуют испарению последних. Кроме того, образование таких пленок на поверхности металла может привести к резким выбросам расплавленного вещества из трубок при нагревании.

Рисунок 2.6 — Фотографии магнелийской атомной пушки(а) и пятна напыленного с её помощью на стекло магния(б), полученного в процессе проверки её работоспособности. Буквой А обозначена танталовая трубка с магнием и флюсом, В - нагреватель, С - керамическая подложка, D - диафрагма, Е - стекло, на которое напылялся магний во время тестирования пушки.



а)



б)

Для разогрева трубок используются электрические нагреватели. Они выполнены в виде обернутых вокруг трубок танталовых проволочек, через которые пропускается электрический ток.

После вылета из трубок, атомы проходят через две диафрагмы(D), образуя пучок, имеющий расходимость около 10° . Пушки расположены в вакуумной камере так, чтобы оба атомных и электронный пучки пересекались в центре ловушки.

Ионизация атомов осуществляется непосредственно в центре ловушки при помощи электронного удара. Пучок электронов создается при помощи электронной пушки EGA-1012 KIMBALL PHYSICS. Она обеспечивает возможность создания пучков электронов с энергией до 1кэВ. В конструкции пушки предусмотрено наличие запирающей сетки, которая позволяет быстро перекрывать пучок.

2.3 Вакуумная камера

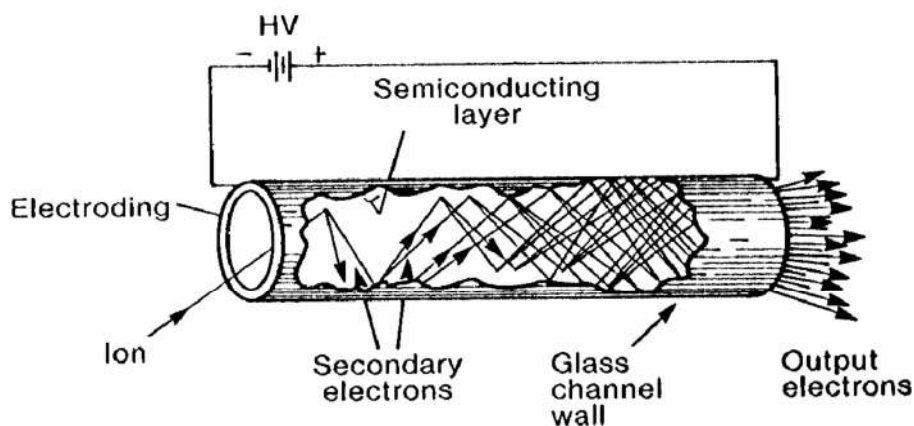
В нашей установке используется вакуумная камера MCF800-SphOct-G2C8 производства KIMBALL PHYSICS (см. рис 2.1). Камера имеет 4 кварцевых окна: два диаметром 6" в её торцах и 2 два шириной 1.45", расположенных на боковой поверхности. Одно из них расположено на вертикальной оси камеры, а второе - на горизонтальной.

Также в боковой поверхности камеры имеется многоканальный электрический вакуумный порт, через который осуществляется подача напряжения на электроды ловушки, тока на нагреватели атомных пушек и вывод сигнала с одного из каналатронов. Радиочастотное напряжение на электроды ловушки подается при помощи отдельного порта, чтобы снизить величину РЧ наводок на другие каналы.

Для создания вакуума используется комбинированный ион-геттерный насос NEX Torr D100-5. Он обеспечивает скорость откачки 100 л/с. Предварительная откачка осуществлялась при помощи турбомолекулярного насоса. В результате после отжига всей камеры и насоса при температуре 150 °С был достигнут вакуум порядка 10^{-10} мбар в полости насоса.

2.4 Детекторы ионов

Рисунок 2.7 — Принцип работы каналатрона.



На данный момент оптическая часть установки еще не готова, поэтому детектирование ионов осуществляется лишь при помощи канальных элек-

тронных умножителей - каналатронов. В нашей установке используются два каналатрона PHOTONIS MAGNUM™ 5901. Принцип действия каналатрона аналогичен таковому у ФЭУ(см. рисунок). Заряженная частица, попадая во входной канал детектора, выбивает из стенок несколько вторичных электронов, которые, будучи ускоренными электрическим полем, выбивают еще несколько и т.д. В результате на выходе каналатрона полученная электронная лавина образует импульс тока. Коэффициент усиления по току в данной модели каналатрона составляет около 10^7 .

Один из каналатронов установлен над ловушкой(см. рис. 2.3). Расстояние от его входной сетки до центра ловушки составляет приблизительно 40 мм. Его расположение напротив атомных пушек позволяет использовать его для исследования эффективности ионизации алюминиевых и магниевых пучков. Второй установлен на оси ловушки примерно в 2 см от концов стержневых электродов. Он используется для определения количества захваченных в ловушку ионов.

На выходную сетку используемого в данный момент каналатрона подается потенциал -2кВ, а другой его конец заземляется. Потенциал входной сетки обеспечивает притяжение к ней ионов и разгон вторичных электронов.

Сигнал с каналатрона поступает на вход усилителя Minicircuits ZFL-500LN+, а затем подается на осциллограф и счетчик импульсов STANFORD RESEARCH SR400. Последний позволяет регистрировать импульсы с временным разрешением до 5 нс.

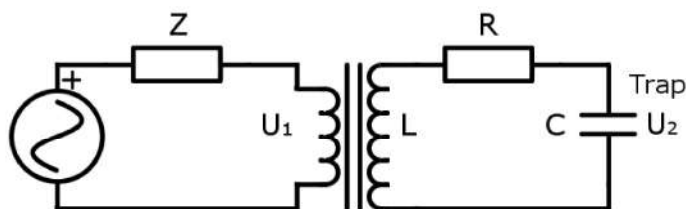
2.5 Генерация радиочастотного напряжения на электродах ловушки

Амплитуда напряжения на радиочастотных электродах ловушки Пауля может достигать значений до 500В, а частота - 5-25МГц. Такое напряжение трудно получить напрямую от генератора. Согласно формуле $P = \frac{U^2}{2R}$, при $U = 500\text{В}$ и $R = 50\Omega$ необходимая мощность генератора составляла бы 2.5кВт. Кроме того, с точки зрения внешней цепи, электроды ловушки представляют собой ёмкость, величиной около 20пФ. Чтобы мощность ге-

нератора не отражалась от ловушки, её импеданс должен быть согласован с источником. Обе эти задачи могут быть решены с помощью резонансного трансформатора.

Упрощенная электрическая схема использования трансформатора приведена на рисунке 2.8. Катушка индуктивности, представляющая собой вторичный контур трансформатора, последовательно соединенная с радиочастотными электродами ловушки, образует резонансный LCR контур. Ловушка в нём играет роль ёмкости. Сопротивление R на схеме отражает наличие омических потерь и потерь на излучение в этой цепи. Первичная обмотка трансформатора подключается к генератору. Если частота генератора близка к резонансной частоте контура, в нём наблюдается усиление амплитуды колебаний напряжения на конденсаторе (а значит на электродах ловушки). Согласование нагрузки генератора может быть осуществлено варьированием коэффициента взаимной индукции трансформатора [21].

Рисунок 2.8 — Упрощенная электрическая схема подключения резонансного трансформатора. Здесь Z - внутреннее сопротивление генератора (50Ω), L - вторичная обмотка трансформатора, C - РЧ электроды ловушки, представляющие собой ёмкость, R - сопротивление, отражающее потери в этой цепи.



Резонансная частота и добротность такого изолированного LCR контура задаются формулами

$$\omega_{res} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}, \quad (2.2)$$

$$Q = 2\pi \frac{W_{stored}}{W_{dissipated}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (2.3)$$

Запасенную в контуре энергию можно вычислить как

$$W_{stored} = \frac{1}{2} C U_2^2. \quad (2.4)$$

Т.к. потери контура за период восполняются энергией, полученной от генератора, то в случае идеального согласования нагрузки они будут задаваться выражением

$$W_{dissipated} = \frac{U_1^2}{2Zf}, \quad (2.5)$$

где f - частота генератора. Эти формулы позволяют вычислить коэффициент усиления этого трансформатора по напряжению в случае резонанса и идеального согласования нагрузки:

$$\eta = \frac{U_2}{U_1} = \sqrt{\frac{Q_{crit}}{C\omega Z}} = \sqrt{\frac{Q_{crit}\omega_{res}L}{Z}} = \sqrt{\frac{\sqrt{4L^2 - R^2CL}}{4CRZ}}. \quad (2.6)$$

В этой формуле ω - это угловая частота генератора, а Q_{crit} - критическая добротность контура. Под ней понимается добротность контура, подключенного к генератору как изображено на рисунке 2.8. В случае идеального согласования импедансов, она ровно в два раза меньше, чем у изолированного контура.

Используемый в данной установке резонансный трансформатор изображен на фотографии 2.9. Вторичная катушка намотана на тефлоновую основу и имеет индуктивность $L \approx 3.5$ мкГн. Первичная обмотка представляет собой один виток провода, расположенный внутри области, ограниченной вторичной обмоткой. В тефлоновую основу также встроен механизм, позволяющий менять угол между нормалью к этому витку и осью вторичной катушки. Это позволяет менять коэффициент взаимной индукции между обмотками и таким образом согласовать нагрузку с генератором. Для изготовления обмоток использованы специальные высокочастотные провода, позволяющие минимизировать потери, связанные со скин-эффектом.

В данной установке также предусмотрена возможность добавлять к радиочастотному напряжению на электродах ловушки постоянный оффсет (то есть изменять параметр a в формулах (1.8)-(1.9)). Это осуществляется при помощи схемы, изображенной на рисунке 2.10.

Рисунок 2.9 — Фотография резонансного повышающего трансформатора.

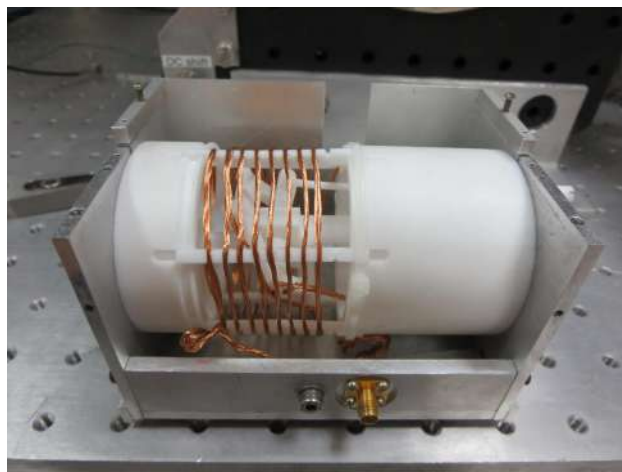
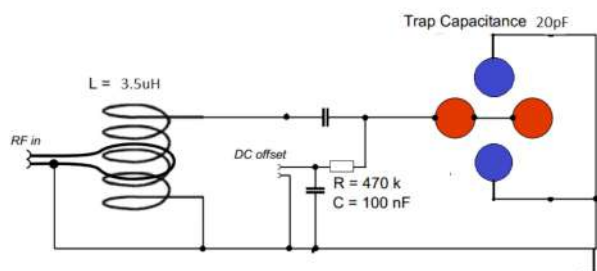


Рисунок 2.10 — Схема смещения радиочастотного напряжения и постоянного оффсета на электродах ловушки.

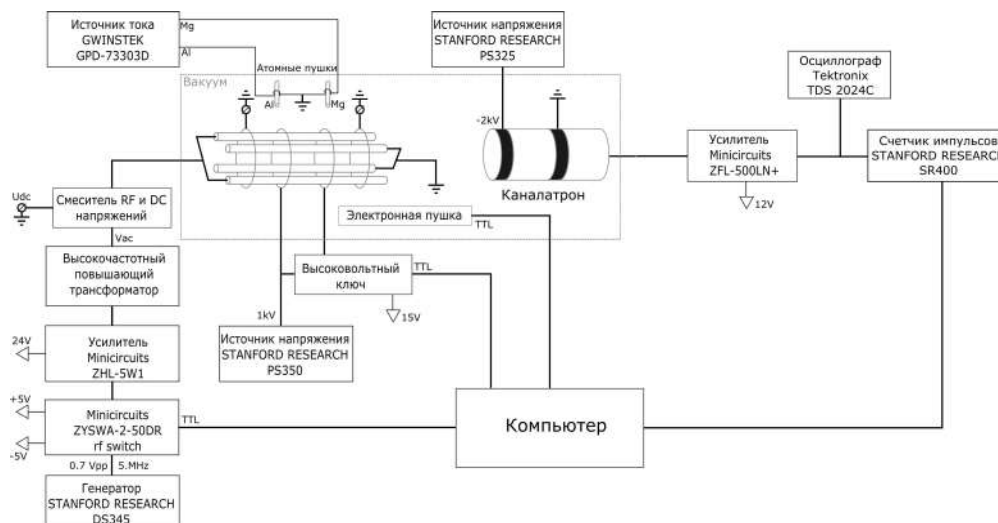


2.6 Система управления установкой и сбора данных

Установка управляется при помощи компьютера. Управление обеспечивается программой, написанной в среде LabVIEW, а также подключенным к компьютеру DAQ устройством. Последнее позволяет генерировать на своих выходах произвольные цифровые и аналоговые сигналы с частотой дискретизации до 10 МГц, а также оборудовано несколькими аналоговыми и цифровыми входами.

На данный момент при помощи компьютера можно включать и выключать радиочастотное поле ловушки используя RF свитч(см. рис. 2.11), управлять высоковольтным ключом, регулирующим подачу напряжения на один из кольцевых электродов и контролировать электронный пучок, создаваемый электронной пушкой, перекрывая его при необходимости. Кроме того, к компьютеру при помощи GPIB интерфейса подключен счетчик импульсов. Благодаря этому, ПК может управлять включением и выключением этого

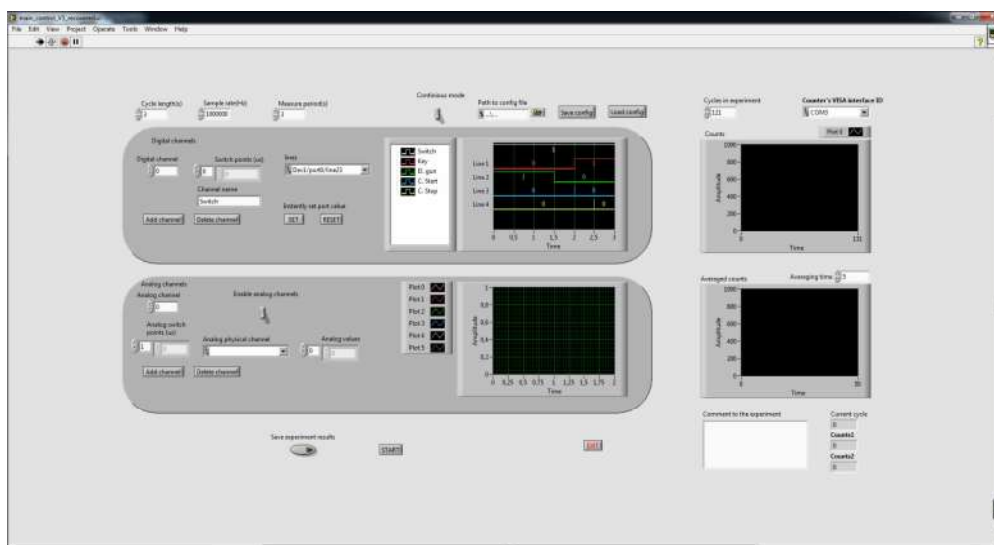
Рисунок 2.11 — Общая блок-схема установки.



счетчика, а также получать с него результаты измерений.

Написанная на LabVIEW программа позволяет периодически генерировать на выходах DAQ устройства заданные цифровые и аналоговые сигналы, управляющие установкой, с временным разрешением до 100нс и записывать после каждого цикла данные, полученные со счетчика импульсов. Кроме того, программа позволяет производить базовую обработку и визуализацию полученных данных.

Рисунок 2.12 — Скриншот программы, управляющей установкой.



ГЛАВА 3

Экспериментальные результаты

В данной главе будут описаны эксперименты, проведенные с данной установкой и приведены полученные результаты. Целями первых двух экспериментов были проверка работоспособности электронной и атомных пушек, возможности создания с их помощью ионов Mg^+ и Al^+ и исследование эффективности этого процесса в зависимости от параметров источников частиц. В последнем эксперименте осуществляется попытка захватить облако ионов магния в ловушку и детектировать разлетающиеся из неё частицы после выключения удерживающего поля.

3.1 Исследование зависимости количества детектируемых каналатроном ионов от тока эмиссии электронной пушки

В данном эксперименте исследовалась зависимость количества отсчетов, регистрируемых каналатроном, от тока эмиссии электронной пушки. При этом электроды ловушки были заземлены, а атомные пушки - выключены. В этом эксперименте каналатрон детектировал ионы, образующиеся в результате столкновения электронного пучка с атомами фонового газа, оставшегося в вакуумной камере после откачки. Давление в камере перед проведением эксперимента было порядка 10^{-10} мбар. Это исследование проводилось, во-первых, с целью проверки работоспособности электронной пушки, а во-вторых, для оценки количества отсчетов, которые будут детектироваться каналатроном в последующих экспериментах благодаря наличию фонового газа.

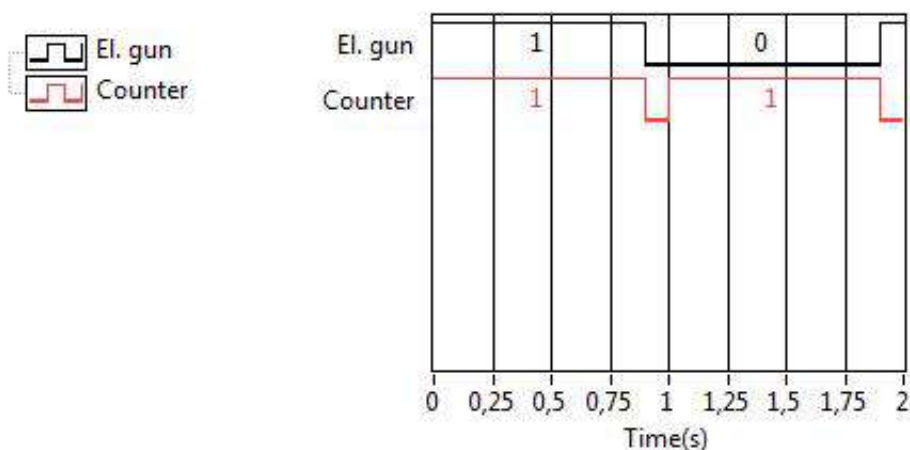
Для детектирования ионов использовался каналатрон, закрепленный над ловушкой (см. рис. 2.3). На его входную сетку подавалось напряжение -2кВ. Сигнал с детектора после усилителя поступал на вход счетчика импульсов. Дискриминатор счетчика был установлен на значение -50мВ.

Ток эмиссии электронной пушки варьировался от 2 мкА до 21 мкА. Энергия пучка равнялась 25эВ. Такой выбор был обусловлен тем, что вблизи этой величины расположены максимумы сечений однократной иони-

зации атомов магния[22] и алюминия[23] и в дальнейших экспериментах предполагалось использовать электронные пучки с именно этой энергией.

Схема эксперимента приведена на рис. 3.1. При каждом значении тока эмиссии проводилось по 40 циклов измерений, изображенных на схеме. В каждом цикле сначала в течение 0.9с счетчик считал импульсы при включенной электронной пушке, а затем она выключалась и счетчик снова включался на 0.9с. Второе включение счетчика было необходимо для того, чтобы измерить количество фоновых отсчетов каналатрона, не связанных с создаваемыми ионами. После вычета количества фоновых отсчетов, показания счетчика усреднялись по всем 40 циклам.

Рисунок 3.1 — Схема эксперимента по исследованию зависимости количества детектируемых ионов от тока эмиссии электронной пушки. На схеме изображен один цикл измерения. На ней сигнал 1 соответствует включенной пушке или счетчику, а 0 - выключенной.

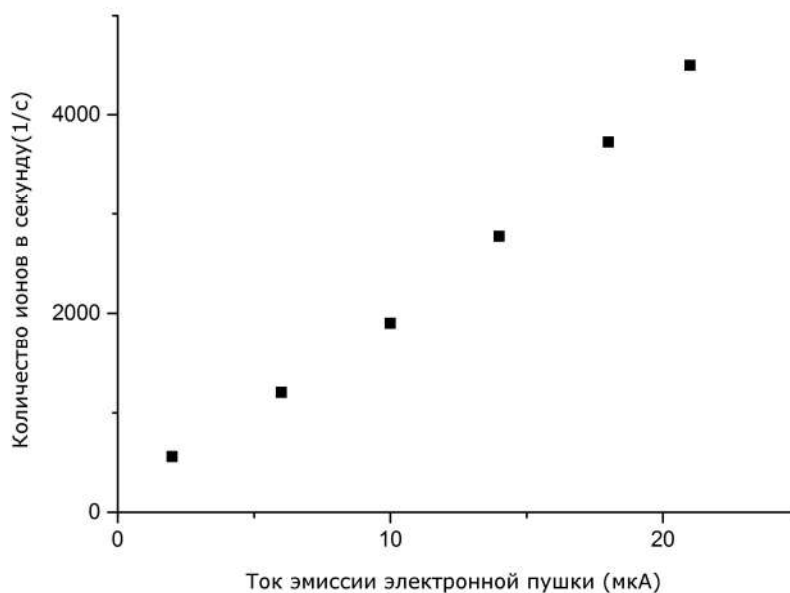


Результаты эксперимента приведены на рис. 3.2. Они полностью согласуются с ожидаемыми результатами. При не слишком больших токах эмиссии количество детектируемых ионов должно в первом приближении линейно расти.

3.2 Исследование зависимости количества детектируемых каналатроном ионов от тока через нагреватели атомных пушек

Целью данного эксперимента было зарегистрировать при помощи каналатрона ионы, возникающие в результате столкновения электронного пучка и пучков атомов, созданных атомными пушками. Для этого была исследо-

Рисунок 3.2 — График зависимости количества детектируемых ионов от тока эмиссии электронной пушки. Энергия электронного пучка - 25эВ. Атомные пушки и ловушка - выключены.



вана зависимость количества детектируемых каналатроном частиц от тока через нагреватели атомных пушек. Параметры электронного пучка при этом оставались фиксированными.

В эксперименте использовалась схема детектирования, совпадающая с описанной в предыдущем разделе. Так же использовался каналатрон, закрепленный над ионной ловушкой напротив атомных пушек, который через усилитель был подключен к счетчику импульсов. В этих исследованиях дискриминатор счетчика был установлен на величину -100мВ, против -50мВ в предыдущем. Это привело к тому, что часть импульсов перестала регистрироваться счетчиком, однако число ложных срабатываний, вызванных шумами, было сведено к минимуму.

Ток эмиссии электронной пушки во время исследования магниевого источника составлял 6мкА, а при изучении алюминиевого - 3мкА. Энергия электронов в пучке равнялась 25эВ.

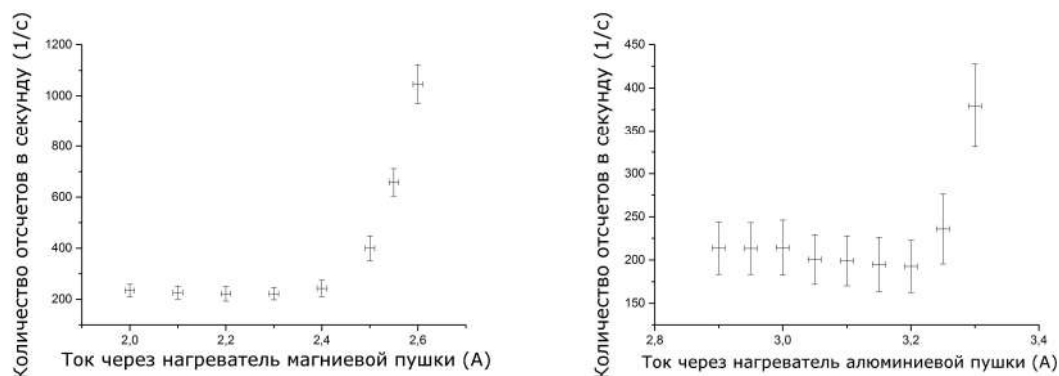
Атомные пушки исследовались по одной. При каждом значении тока через нагреватель проводилось сначала 100 циклов измерений при включенной электронной пушке, а затем ещё 100 таких же циклов без неё. Каждый

цикл представлял собой счёт количества импульсов на выходе каналатрона в течение 0.9с. Затем результаты по 100 циклам усреднялись и второе полученное число вычиталось из первого, т.к. оно представляет собой количество фоновых отсчётов.

Результаты измерений приведены на рис. 3.3. Из них видно, что начиная с определенных значений токов через нагреватели атомных пушек число регистрируемых ионов начинает резко расти. Этот рост вызван ионизацией испущенных пушками атомов магния и алюминия.

Рисунок 3.3 — Графики зависимости количества регистрируемых каналатроном ионов в зависимости от тока через нагреватели атомных пушек. Энергия электронов в пучке - 25эВ.

(а) Магниева пушка. Ток эмиссии электронной пушки - 6мкА.
(б) Алюминиева пушка. Ток эмиссии электронной пушки - 3мкА.



3.3 Детектирование захваченных в ловушку ионов

Так как на данный момент оптическая часть установки еще не готова, то наблюдать ионы непосредственно в ловушке с помощью камеры по их флуоресценции не представляется возможным. Ввиду этого, для детектирования захваченных в ловушку ионов применяется каналатрон, закрепленный на оси ловушки.

Идея эксперимента заключается в загрузке работающей ловушки ионами магния и последующим заземлением при помощи ключа одного из двух центральных кольцевых электродов, обеспечивающих аксиальное удержание частиц (см. схему 2.11). Под действием поля, создаваемого вторым аксиальным электродом, все плененные ионы ускоряются вдоль оси ловушки

в сторону каналатрона, где впоследствии большая их часть детектируется.

Для загрузки ионов в ловушку через нагреватель магниевой атомной пушки непрерывно пропускается электрический ток. В данном эксперименте он варьируется от 1.5А до 2.5А. Атомы ионизируются в центре ловушки электронным ударом. Энергия пучка варьируется от 20эВ до 1000эВ. При меньших энергиях достигаются большие сечения ионизации атомов(максимум в 20эВ [22]), однако высокие значения потенциалов электродов могут вызывать сильные искривления в траекториях медленных электронов и последние могут не достигать центра ловушки. Ток эмиссии электронов также варьируется от 2 до 10мкА.

Рисунок 3.4 — Схема эксперимента по детектированию захваченных в ловушку ионов. Здесь RF field и El. gun - обозначают радиочастотное напряжение на электродах ловушки и электронную пушку. 1 - соответствует включенному полю или электронному пучку, а 0 - выключенному. Ring electrode - обозначает центральный кольцевой электрод, ближний к каналатрону. 1 - соответствует потенциалу 1000В на нем, а 0 - его заземлению.

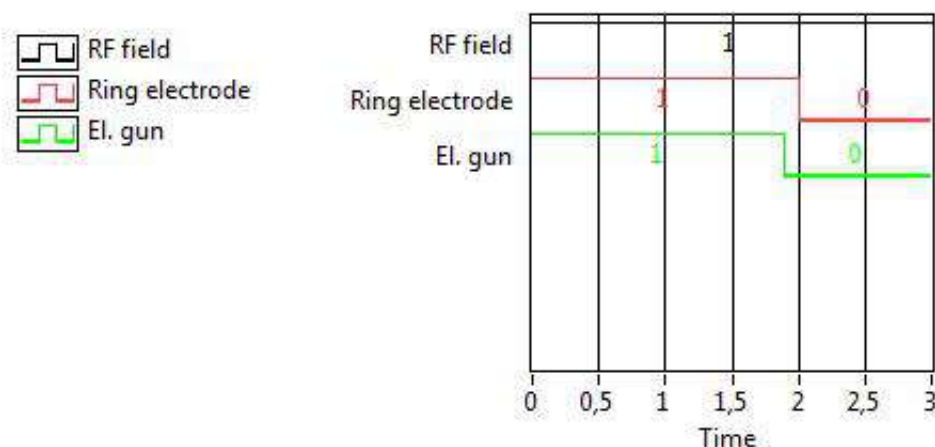


Схема эксперимента изображена на рис. 3.4. Радиочастотное напряжение на электроды ловушки с частотой 5.4МГц и амплитудой около 120В подается непрерывно. Это обеспечивает параметр ловушки q равным $q \approx 0.4$ и глубину радиальной потенциальной ямы в несколько эВ. В начале цикла измерения, в течение первых 1.9с, на обоих кольцевых электродах поддерживается потенциал 1000В, присутствуют и аксиальное и радиальное удерживающие поля, электронная пушка включена, происходит загрузка ловушки. После этого электронная пушка выключается. Ловушка при этом по-прежнему работает. Через 0.1с ближайший к каналатрону центральный

кольцевой электрод заземляется при помощи ключа. При этом захваченные ионы выталкиваются из ловушки в сторону каналатрона.

Детектирование высвобожденных ионов производится при помощи каналатрона, закрепленного на оси ловушки. Он через усилитель подключен к осциллографу. Последний синхронизируется по сигналу, заземляющему кольцевой электрод. Эта система позволяет визуально наблюдать сигнал с выхода каналатрона, генерируемый сразу после выталкивания ионов из ловушки.

На данный момент этот эксперимент ещё не завершён. Слишком низкое соотношение сигнал/шум пока не позволяет нам зарегистрировать сигнал, генерируемый высвобожденными из ловушки ионами. Работы над данным экспериментом продолжаются. Ищутся оптимальные параметры ловушки, а также процесса загрузки ионов, которые позволили бы увеличить количество захватываемых частиц, а значит и уровень сигнала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были описаны принципы работы и особенности линейной радиочастотной ловушки Пауля, а также были обсуждены преимущества и недостатки ионных ловушек применительно к реализации на их основе стандартов частоты. Также был произведен краткий обзор других видов радиочастотных ловушек.

Также были подробно описаны реализованная нашей группой линейная радиочастотная ловушка Пауля и предназначенная для пленения в ней ионов Al^+ и Mg^+ установка. Данная установка была изготовлена для создания на её основе ионного стандарта частоты.

Помимо прочего, были описаны проведенные с установкой эксперименты по детектированию в ней ионов, полученных при помощи электронного удара из атомов магния, алюминия и фонового газа и приведены их результаты. Также был описан ещё не завершённый на данный момент эксперимент по регистрированию пленённых в ловушку ионов.

Дальнейшими планами по работе над этим проектом являются завершение эксперимента по пленению и детектированию в ловушке облака ионов магния и сборка оптической части установки, обеспечивающей симпатическое охлаждение иона Al^+ , возбуждение в нём часового перехода и детектирование его состояния методом квантовой логики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bize S., Laurent P., Abgrall M., Marion H., Maksimovic I., Cacciapuoti L., Grunert J., Vian C., dos Santos F., Rosenbusch P., Lemonde P., Santarelli G., Wolf P., Clairon A., Luiten A., Tobar M., Salomon C. "Cold atom clocks and applications". *J. Phys. B-At. Mol. Opt. Phys.*, **38**, S449 (2005).
2. Rosenband T., Hume D. B., Schmidt P. O., Chou C. W., Brusch A., Lorini L., Oskay W. H., Drullinger R. E., Fortier T. M., Stalnaker J. E., Diddams S. A., Swann W. C., Newbury N. R., Itano W. M., Wineland D. J., Bergquist J. C. "Frequency Ratio of Al⁺ and Hg⁺ Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place". *Science*, **319**, 1808 (2008).
3. Udem T., Reichert J., Holzwarth R. and Hänsch T. W. "Measuring the frequency of light with mode-locked lasers". *Opt. Lett.*, **24**, 881 (1999).
4. Paul W., Osberghaus O., Fischer E. "Ein Ionenkäfig", *Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums von Nordrhein-Westfalen*, pp. 1–42, 1958.
5. Dehmelt H. G. "Radiofrequency spectroscopy of stored ions. I. Storage". *Adv. At. Mol. Phys.*, **3**, 53–72 (1967).
6. Dehmelt H. G. "Radiofrequency spectroscopy of stored ions. II. Spectroscopy". *Adv. At. Mol. Phys.*, **5**, 109–154 (1969).
7. Rosenband T., Schmidt P. O., Hume D. B., Itano W. M., Fortier T. M., Stalnaker J. E., Kim K., Diddams S. A., Koelemeij J. C. J., Bergquist J. C., Wineland D. J. "Observation of the $^1S_0 \longleftrightarrow ^3P_0$ Clock Transition in ^{27}Al ". *PRL*, **98**, 220801 (2007).
8. Rosenband T., Itano W. M., Schmidt P. O., Hume D. B., Koelemeij J. C. J., Bergquist J. C., Wineland D. J. "Blackbody radiation shift of the $^{27}\text{Al}^+$ $1S_0$ - $3P_0$ transition". *Proc. EFTF Conf.*, p. 289, 2006.
9. Barrett M. D., DeMarco B., Schaetz T., Leibfried D., Britton J., Chiaverini J., Itano W. M., Jelenković B., Jost J. D., Langer C., Rosenband T., Wineland D. J. "Sympathetic cooling of $^9\text{Be}^+$ and $^{24}\text{Mg}^+$ for quantum logic". *Phys. Rev. A*, **68**, 042302 (2003).
10. Schmidt P. O., Rosenband T., Langer C., Itano W. M., Bergquist J. C.,

- Wineland D. J. "Spectroscopy Using Quantum Logic". *Science*, **309**, 749 (2005).
11. Chou C.W., Hume D., Koelemeij J.C.J., Wineland D.J., Rosenband T. "Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al⁺ Optical Clocks". *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 070802 (2010).
 12. Риле Ф. "Стандарты частоты. Принципы и приложения". Москва: "Физматлит", 2009.
 13. Abramowitz M., Stegun I.A. "Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables". U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1964.
 14. Leibfried D., Blatt R., Monroe C., Wineland D. "Quantum dynamics of single trapped ions". *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 281–324 (2003).
 15. Berkeland D. J., Miller J. D., Bergquist J. C., Itano W. M., Wineland D. J. "Minimization of ion micromotion in a paul trap". *J. of Appl. Phys.*, vol. **83**, no. 10, p. 5025 (1998).
 16. Pearson C. E., Leibbrandt D. R., Bakr W. S., Mallard W. J., Brown K. R., Chuang I. L. "Experimental investigation of planar ion traps". *Phys. Rev. A*, **73**, 032307 (2006).
 17. Prestage J. D., Tjoelker R. L., Maleki L. "Higher pole linear traps for atomic clock applications". *Proc. of the Joint Meeting of the European Freq. and Time Forum and the IEEE Int. Freq. Control Symp.*, pp. 121-124, 1999.
 18. Wester R. "Radiofrequency multipole traps: Tools for spectroscopy and dynamics of cold molecular ions". *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 154001 (2009).
 19. Knünz S. "A trapped-ion phonon laser and the detection of ultra-weak forces". Dissertation an der Fakultät der Physik der Ludwig–Maximilians–Universität, München, 2010.
 20. Denison D. R. "Operating Parameters of a Quadrupole in a Grounded Cylindrical Housing". *Journal of Vacuum Science & Technology*, **8**, 266 (1971).
 21. Herrmann M. "Precision spectroscopy and optomechanics of single trapped ions in the weak-binding limit". Dissertation an der Fakultät der Physik der Ludwig–Maximilians–Universität, München, 2008.

22. Boivin R.F., Srivastava S.K. "Electron-impact ionization of Mg" . J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **31**, 2381–2394 (1998).
23. Kim Y.-K., Stone P.M. "Ionization of boron, aluminum, gallium, and indium by electron impact" . Phys. Rev. A, **64**, 052707.