

**Микроволновый стандарт частоты на основе  
лазерно-охлажденных ионов  $^{25}\text{Mg}^+$**

Выполнил: Студент 126гр. Заливако И.В.

Научный руководитель: к.ф.-м.н., Хабарова К.Ю.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	3
<b>ГЛАВА 1 Микроволновые стандарты частоты</b> .....	<b>6</b>
1.1 Стандарты частоты: определение, принцип действия и основные ха- рактеристики .....	6
1.2 Наиболее распространенные виды микроволновых стандартов частоты .	10
1.2.1 Стандарты частоты на микроволновых резонаторах.....	10
1.2.2 Стандарты на газовых ячейках .....	11
1.2.3 Пучковые атомные часы .....	13
1.2.4 Атомные фонтаны .....	17
1.2.5 Водородные мазеры .....	19
1.3 Ионные микроволновые стандарты частоты.....	21
1.3.1 Радиочастотные ионные ловушки Пауля .....	22
1.3.2 Ионный стандарт частоты на основе $^{137}\text{Ba}^+$ .....	26
1.3.3 Ионные стандарты частоты на основе $^{113}\text{Cd}^+$ .....	28
1.3.4 Ионные стандарты частоты на основе $^{171}\text{Yb}^+$ .....	30
1.3.5 Ионные стандарты частоты на основе $^{199}\text{Hg}^+$ .....	32
<b>ГЛАВА 2 Микроволновый стандарт частоты на основе <math>^{25}\text{Mg}^+</math></b> .....	<b>35</b>
2.1 Ион $^{25}\text{Mg}^+$ как репер частоты .....	35
2.2 Линейная квадрупольная ловушка Пауля.....	36
2.3 Лазерная система .....	39
2.4 Источники микроволнового поля и магнитного с-поля .....	40
2.5 Детектирование флуоресценции ионов .....	42
2.6 Алгоритм работы стандарта.....	43
2.6.1 Лазерное охлаждение ионов $^{25}\text{Mg}^+$ .....	43
2.6.2 Оптическая накачка .....	44
2.6.3 Возбуждение часового перехода .....	45
2.6.4 Детектирование доли возбужденных ионов.....	46
2.7 Ожидаемые характеристики будущего стандарта .....	46
2.8 Текущее состояние проекта .....	47
<b>ГЛАВА 3 Исследование процессов нагрева и потерь ионов из ловушки</b> .....	<b>49</b>
3.1 Измерение времени жизни неохлажденных ионов.....	50
3.1.1 Оценка скорости потерь ионов, связанных с фоновым газом .....	51
3.1.2 Оценка скорости потерь частиц из-за межйонного взаимодействия... ..	53
3.2 Время жизни лазерно-охлажденных ионов $^{24}\text{Mg}^+$ .....	55
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	59
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</b> .....	60

## ВВЕДЕНИЕ

Стандарты частоты играют очень важную роль в современной фундаментальной и прикладной физике. На сегодняшний день частота является наиболее точно измеряемой напрямую физической величиной, в виду чего большинство прецизионных измерений в конечном итоге сводятся к измерению частоты. Во многих случаях точность таких измерений оказывается ограничена именно точностью и стабильностью используемого частотного репера. Таким образом, прогресс в области создания стандартов частоты оказывает сильнейшее влияние как на исследования в области фундаментальной науки, так и на развитие прикладных технологий.

Современные атомные часы, относительная погрешность и нестабильность которых на временах усреднения порядка трех часов достигают нескольких единиц 18 знака [1], позволяют с высокой точностью производить проверки фундаментальных физических теорий, таких как общая теория относительности Эйнштейна и квантовая электродинамика. Так, нарушение Лоренц-ковариантности — одной из составляющих принципа эквивалентности Эйнштейна, заложенного в основу общей и специальной теории относительности, может быть обнаружено путем сличения частот двух высокостабильных часов, одни из которых расположены на Земле, а вторые — установлены на искусственном спутнике нашей планеты. Проведение такого эксперимента является одной из целей проекта ACES (Atomic Clock Ensemble in Space) [2]. Если сличаемые часы располагаются в точках с различным гравитационным потенциалом, появляется возможность также проверить с высокой точностью другие положения теории относительности, следствием из которых является появление гравитационного сдвига между часами часов, пропорционального разности гравитационных потенциалов [3]. Кроме того, измерение отношения частот нескольких высокостабильных часов на протяжении длительного времени позволяет исследовать наличие дрейфа фундаментальных констант [4, 5], что также имеет огромную значимость для современной физики. Помимо этого, стандарты частоты играют важную роль в астрономических исследованиях [6] и экспериментах по детектированию гравитационных волн.

Наиболее ярким примером прикладного использования стандартов частоты являются глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС). Бортовые хранители времени являются ядром этих систем. Так как координаты пользовательских устройств определяются путем измерения задержек при распространении сигнала от навигационных спутников до приемника пользователя, синхронность сигнала бортовых часов, а значит их стабильность, становится критическим элементом, во многом определяющим точность ГНСС [7]. Также стабильные и точные стандарты частоты обеспечивают возможность высокоскоростной передачи данных [8], применяются в геодезии [9] и ряде других областей.

На сегодняшний день наилучшими характеристиками точности, а также стабильности на средних и больших временах усреднения обладают стандарты частоты на основе электромагнитных переходов в атомах или ионах. До начала XXI века в качестве репера часто-

ты в таких стандартах обычно использовались только переходы в микроволновой области спектра — как правило, переходы между сверхтонкими компонентами основного состояния водородоподобных атомов, таких как  $H$ ,  $Rb$  и  $Cs$ . Так, с 1967 года секунда в системе СИ определена как 9 192 631 770 периодов излучения, соответствующего переходу между сверхтонкими компонентами основного состояния в атоме  $^{133}Cs$ . При этом первичные стандарты частоты, реализующие секунду, представляют собой микроволновые цезиевые атомные фонтаны (подробнее о них и других наиболее распространенных видах микроволновых атомных часов будет рассказано в главе 1). Выбор в качестве реперов частоты переходов именно в микроволновом диапазоне был обусловлен тем, что такие переходы можно достаточно легко возбуждать, а главное — сигналы с таких часов, на частоте нескольких гигагерц, можно непосредственно использовать в современных электронных устройствах.

Последние два десятилетия в связи со значительным прогрессом в области лазерного охлаждения, создания лазерных источников, а также появлением фемтосекундных гребенок частот [10] началось также активное развитие атомных часов, основанных на переходах в оптическом диапазоне. Такие стандарты частоты на сегодня демонстрируют рекордные показатели относительной точности и стабильности [1, 11], однако при этом, несмотря на усилия многих научных групп [12, 13], так и остаются сложными и громоздкими лабораторными установками, далекими от серийного производства, коммерческого применения, а также использования в экстремальных условиях, например в космосе.

Сегодня, когда стандарты частоты находят применения во столь многих областях науки и техники, компактность, надежность и транспортируемость часов начинают играть не меньшую роль, чем их точность и стабильность. С точки зрения соотношения размеров, веса, точности и долговременной стабильности атомные микроволновые стандарты на данный момент также находятся вне конкуренции. Сегодня коммерчески доступны атомные микроволновые часы с массой от нескольких десятков грамм [14] до десятков килограмм. Также именно микроволновые атомные часы используются в качестве космических бортовых хранителей времени [15], где надежность и компактность имеют первостепенное значение.

Наиболее распространенными и часто используемыми в науке и приложениях микроволновыми атомными стандартами частоты на данный момент являются часы на рубидиевых ячейках, цезиевые пучковые часы, атомные фонтаны и водородные мазеры (подробнее о данных видах стандартов рассказано в главе 1). Однако при этом активно ведутся исследования, направленные на создание новых видов микроволновых стандартов, обладающих более высокими характеристиками.

Данная работа посвящена отдельному типу микроволновых стандартов частоты — часам на основе микроволновых переходов в ионах, захваченных в радиочастотные ловушки. В таких стандартах ионы локализованы в небольшой области пространства при помощи статических и радиочастотных электрических полей, в результате чего, в частности, обеспечивается большое время взаимодействия частиц с возбуждающим переход излучением.

Кроме того, в отличие от часов на газовых ячейках и мазерах, в ионных часах отсутствует столкновение частиц со стенками вакуумной камеры, а также нет необходимости использовать буферный газ, столкновение с атомами которого приводит к возникновению дополнительной погрешности частоты. На сегодняшний день существуют стандарты частоты, основанные на ионах  $^{199}\text{Hg}^+$  [16],  $^{137}\text{Ba}^+$  [17],  $^{171}\text{Yb}^+$  [18] и  $^{113}\text{Cd}^+$  [19]. Особый интерес вызывают атомные часы на ионах  $^{199}\text{Hg}^+$ , разработанные в JPL для проекта DSAC (Deep Space Atomic Clock) [20], которые будут запущены в космос в конце 2017 года. Данные часы обладают выдающимися характеристиками точности и стабильности на средних и больших временах усреднения, превосходя по этим параметрам все существующие на сегодняшний день стандарты космического базирования.

В данной дипломной работе представлена схема создаваемого в нашей лаборатории нового микроволнового стандарта частоты на основе лазерно-охлажденных ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ , захваченных в ловушку Пауля и произведена оценка ожидаемых характеристик такого стандарта. Также приведены экспериментальные и теоретические результаты исследования механизмов нагрева ионов в используемой нами для этого проекта линейной квадрупольной ловушке Пауля, наряду с результатами наших первых экспериментов по лазерному охлаждению ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ . В качестве часового используется переход между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния иона  $^{25}\text{Mg}^+$ . Энергетическая структура уровней данного иона позволяет эффективно осуществлять его лазерное охлаждение, подготовку ансамбля частиц и детектирования их квантового состояния при помощи одной лазерной системы, основанной на полупроводниковом лазере. Данные свойства открывают перспективы создания нового компактного и транспортируемого микроволнового стандарта частоты.

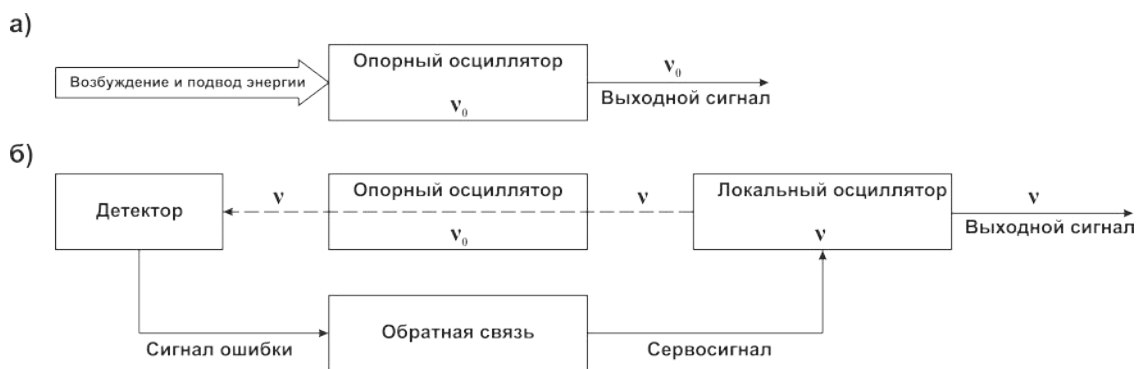
Первая глава данной работы посвящена обзору литературы по теме микроволновых и, в частности, ионных стандартов частоты. Во второй главе описана схема создаваемого стандарта и приведены оценки его будущих характеристик. В третьей главе исследуются механизмы нагрева и потерь ионов, существующие в нашей ловушке, а также приведены результаты экспериментов по лазерному охлаждению ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ .

Микроволновые стандарты частоты

1.1 Стандарты частоты: определение, принцип действия и основные характеристики

Стандартами частоты (СЧ) называют системы, способные синтезировать хорошо известные стабильные частоты в диапазонах, представляющих интерес для науки и техники. Стандарты частоты принято разделять на два типа: активные и пассивные. Их принципиальные схемы изображены на рисунках 1.1 а) и б) соответственно.

Рисунок 1.1 — Принципиальные схемы активного (а) и пассивного (б) стандартов частоты.



В основе обоих типов стандартов лежит некоторая колебательная система — опорный осциллятор, имеющая высокодобротный резонанс на хорошо известной частоте  $\nu_0$ . Это может быть, к примеру, механический осциллятор, атом, оптический или микроволновый резонатор. В активных стандартах эта система под действием внешнего возбуждения производит сигнал на своей резонансной частоте, который и используется в качестве выходного. Примерами активных стандартов могут служить, к примеру, активные водородные мазеры или стандарты на He-Ne лазерах. В свою очередь в пассивных стандартах опорный осциллятор сам по себе сигнал не генерирует. Он используется лишь как частотно-чувствительный элемент в петле обратной связи некоторого локального осциллятора (flywheel oscillator), которая подстраивает частоту  $\nu$  последнего к частоте опорного  $\nu_0$ . Подавляющее большинство СЧ, описываемых в этой работе являются именно пассивными стандартами.

Оба вида стандартов имеют свои преимущества и недостатки. Так, активные стандарты обычно имеют более сложную конструкцию, в результате чего чаще всего оказываются более громоздкими и тяжелыми, что негативно сказывается на их практическом применении. Однако при этом, так как в отличие от пассивных стандартов их кратковременная стабильность (подробнее о понятии стабильности речь пойдет ниже) определяется более высокодобротным опорным, а не локальным осциллятором, они зачастую демонстрируют лучшие спектральные характеристики выходного сигнала.

К понятию стандарта частоты также очень близко понятие часов. Стандарт частоты может быть использован в качестве часов, если он снабжен часовым механизмом, обеспечивающим преобразование частоты таким образом, чтобы период одного колебания сигнала стал равен необходимой единице времени, а также подсчет и индикацию количества таких колебаний, зарегистрированных начиная с некоторого момента времени. Так как сегодня создание часового механизма как для оптических, так и микроволновых стандартов частоты особенной сложности не представляет (хотя для оптических стандартов они все ещё достаточно громоздки), понятия стандартов частоты и часов зачастую используются как синонимы.

Из определения стандарта частоты напрямую вытекают две основные характеристики, используемые для сравнения различных стандартов между собой. Это стабильность и точность. Наиболее важной среди них (за исключением случая первичного стандарта частоты) является стабильность стандарта.

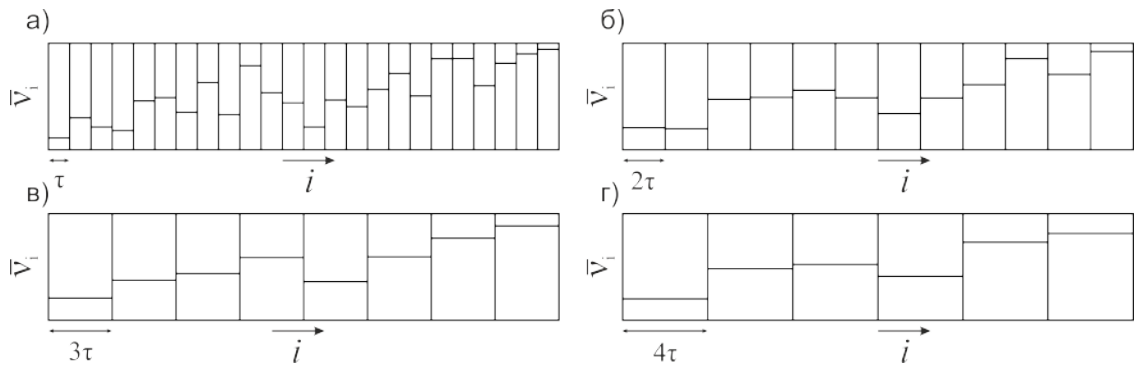
Очевидно, что идеальный СЧ должен генерировать сигнал с частотой, постоянной во времени. Однако частота реальных СЧ всегда подвержена некоторым флуктуациям, связанным, например, с колебаниями температуры окружающей среды, давления или влажности, дробовым шумом фотодетекторов, проекционным шумом, шумами электроники и т.д. Характеристикой этих флуктуаций и является стабильность.

Но каким образом можно охарактеризовать стабильность того или иного частотного репера? Чтобы ответить на этот вопрос необходимо, во-первых, обратить внимание на то, что частота сигнала является характеристикой эволюции его величины во времени. То есть для того, чтобы измерить частоту некоторого сигнала, необходимо измерить его эволюцию в течение некоторого промежутка времени  $\tau$ . Это время называется временем усреднения частоты сигнала. Оказывается, что время усреднения оказывает сильное влияние на наблюдаемые величину и характер девиаций частоты синтезируемого сигнала. Поэтому для корректного описания стабильности стандарта необходимо всегда конкретизировать какому времени усреднения она соответствует. Так, при интервалах усреднения до, приблизительно, 1000 с принято говорить о кратковременной стабильности, а при  $\tau$  превышающей сутки — долговременной стабильности.

Причина такой зависимости в том, что вклады в нестабильность частоты, вызванные шумовыми процессами разной природы, по-разному изменяются с увеличением времени усреднения. Так, например, флуктуации частоты, связанные с шумами в петле обратной связи активных стандартов частоты или пуассоновским шумом фотонов или атомов, при увеличении времени усреднения уменьшаются. В тоже время так называемые фликкер-шумы частоты, возникающие, например, из-за флуктуаций магнитного поля или питания, дают практически постоянный вклад в нестабильность вне зависимости от  $\tau$ . Случайные уходы частоты, обычно вызванные изменением параметров окружающей среды или старением элементов стандарта, на больших временах усреднения наоборот приводят к увеличению девиаций частоты.

На рисунке 1.2 приведен пример того, как изменяется характер девиаций частоты одного и того же сигнала в зависимости от времени усреднения. Здесь  $\bar{\nu}_i$  — усредненная частота сигнала за  $i$ -й последовательный промежуток времени длиной  $\tau$  (а),  $2\tau$  (б),  $3\tau$  (в) и  $4\tau$  (г). Из рисунка видно, что на малых временах усреднения преобладают высокочастотные флуктуации, большая часть которых может быть успешно подавлена увеличением интервала усреднения. Однако начиная с некоторого момента главную роль начинают играть фликкер-шумы частоты и дрейфы, которые таким образом подавить уже невозможно.

Рисунок 1.2 — Средние значения частоты некоторого сигнала, полученные путем усреднения частоты за последовательные промежутки времени длительностью а)  $\tau$ , б)  $2\tau$ , в)  $3\tau$ , г)  $4\tau$ .



Общепринятой характеристикой относительной стабильности стандартов частоты является девиация Аллана[21], вычисляющаяся по формуле 1.1, которая отражает зависимость флуктуаций частоты в зависимости от времени усреднения. В отличие от обычного среднеквадратичного отклонения, девиация Аллана позволяет корректно охарактеризовать стабильность даже в том случае, когда девиации частоты скоррелированы.

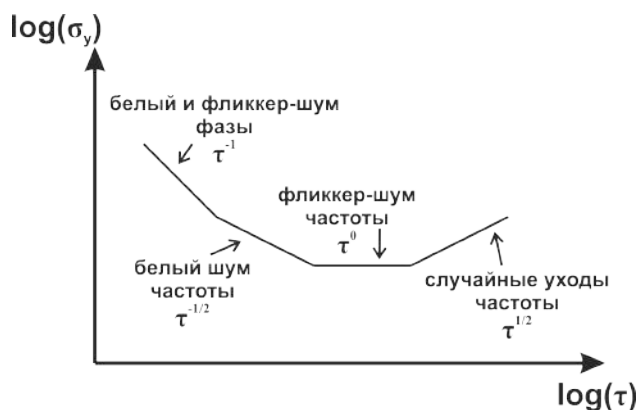
$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2 \rangle}, \quad (1.1)$$

В формуле 1.1  $\bar{y}_i$  — среднее значение частоты за  $i$ -й последовательный промежуток усреднения длительностью  $\tau$ , поделенное на среднюю частоту стандарта за промежуток времени, значительно превышающий  $\tau$ . Типичный вид девиации Аллана для СЧ изображен на рисунке 1.3. Важной особенностью этой характеристики является то, что изобразив её на графике в двойном логарифмическом масштабе, по её наклону на разных участках можно определить тип преобладающего шумового процесса.

Второй важный параметр стандартов частоты — точность. Точность характеризует то, насколько хорошо частота выходного сигнала, усредненная за большой промежуток времени, соответствует номинальной частоте данного стандарта. Рассмотрим в качестве примера первичный цезиевый стандарт частоты. Частота перехода между сверхтонкими компонентами основного состояния в атоме  $^{133}\text{Cs}$ , который используется в качестве опорного осциллятора в стандарте, по определению равна 9 192 631 770 Гц. Однако в реальном стандарте наблюдаемая частота перехода всегда оказывается сдвинута относительно этой величины.



Рисунок 1.3 — Типичный вид девиации Аллана для СЧ. Тип преобладающего шума на том или ином участке зависимости может быть определен по углу наклона кривой.



Это происходит вследствие столкновительных сдвигов, эффектов Доплера, Зеемана, Штарка и т.д. Результирующая поправка частоты для каждого стандарта тщательно рассчитывается теоретически. Однако из-за неидеальностей теоретических моделей или недостаточной информации о параметрах системы эти поправки могут быть рассчитаны только в пределах некоторой конечной погрешности. Именно эта погрешность и будет характеризовать точность этого стандарта.

Так, механические осцилляторы, такие как кварцевые резонаторы, а также микроволновые или оптические резонаторы сегодня активно применяются в качестве локальных осцилляторов в различных устройствах и стандартах частоты. Это связано с их высокой стабильностью на коротких временах усреднения. Однако так как их частота полностью определяется их геометрическими размерами, которые изменяются от одного образца к другому, их точность без предварительной калибровки оставляет желать лучшего. Однако даже после калибровки их точность со временем значительно падает из-за процессов старения. В то же время атомные стандарты частоты, во-первых, обычно демонстрируют значительно более высокую долговременную стабильность и точность так как их частота главным образом определяется частотой перехода, на котором они основаны, который остается постоянной универсальной величиной, а также из-за меньшего влияния процессов старения оставшихся элементов стандарта и меньшей чувствительности к параметрам окружающей среды. При этом стабильность на коротких временах пассивных стандартов практически полностью определяется локальными осцилляторами.

Далее в данной главе будет приведен обзор наиболее распространенных сегодня микроволновых стандартов частоты. Особое внимание будет уделено ионным стандартам.

## 1.2 Наиболее распространенные виды микроволновых стандартов частоты

### 1.2.1 Стандарты частоты на микроволновых резонаторах

Одним из простейших реперов частоты в СВЧ диапазоне может служить объемный микроволновый резонатор. Он представляет собой область, ограниченную проводящими поверхностями. Моды электромагнитного поля в таком резонаторе определяются его геометрией, а также диэлектрической проницаемостью и магнитной восприимчивостью его внутреннего объема. Чаще всего такие резонаторы имеют форму цилиндра или параллелепипеда, что облегчает их изготовление и моделирование полей внутри них. Рабочая частота микроволновых резонаторов обычно составляет порядка 10 ГГц.

Добротность таких резонаторов определяется омическими потерями на ограничивающих его поверхностях, потерями в заполняющем его диэлектрике, а также потерями на излучение. В простейшем случае стенки резонатора изготавливаются из металлов с высокой проводимостью для уменьшения омических потерь, а их внутренний объем вакуумируется. Так, добротность незаполненного резонатора с медными стенками обычно имеет величину порядка  $5 \times 10^4$  [22].

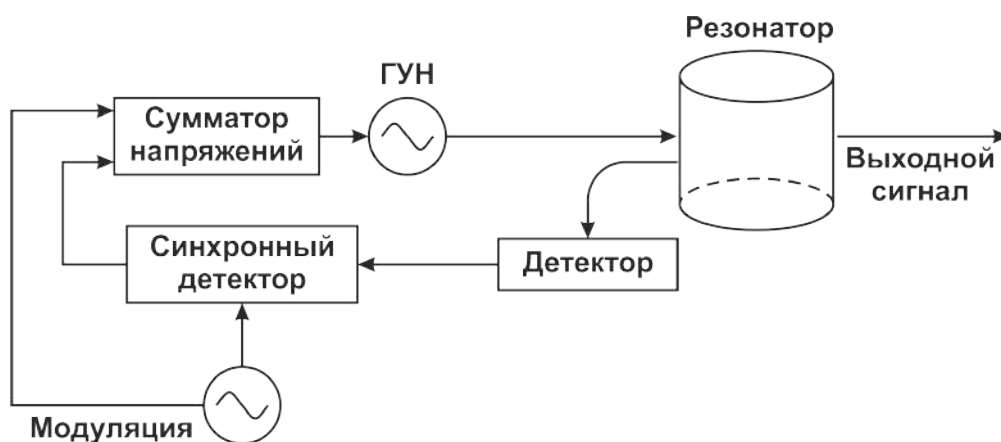
Увеличение добротности резонатора, а также уменьшение его размеров, что важно для его практического применения, может быть достигнуто изготовлением его стенок из сверхпроводящих материалов, а также заполнением его диэлектриком с большой диэлектрической проницаемостью и малым тангенсом потерь на рабочей частоте. Обычно в качестве материала стенок резонатора используется ниобий, а диэлектрика — сапфир. При этом может быть получена добротность на уровне  $10^{10}$  и кратковременная стабильность до  $3 \times 10^{-16}$  при временах усреднения от 1 с до 1000 с [23, 24].

Принципиальная схема стандарта на микроволновом резонаторе изображена на рисунке 1.4. В качестве локального осциллятора обычно используется ГУН — генератор, управляемый напряжением. Его частота привязывается к частоте некоторой моды резонатора методом Паунда [25]. Для его осуществления частота ГУН модулируется, после чего сигнал ошибки, в первом приближении пропорциональный разности частот ГУН и моды резонатора, может быть получен синхронным детектированием сигнала, отраженного от резонатора, на частоте модуляции.

Несмотря на низкую точность, связанную с большими температурными дрейфами резонатора и процессами старения, такие стандарты частоты демонстрируют высочайшую кратковременную стабильность на уровне  $3 \times 10^{-16}$  на интервалах усреднения от 1 до 1000 с, что делает их перспективным типом локального осциллятора. Несмотря на значительно большую сложность конструкции, они значительно превосходят в этой области другой, наиболее распространенный тип таких осцилляторов — температурно-стабилизированный кварцевый осциллятор (ОСХО). Последний демонстрирует кратковременную стабильность

на уровне  $10^{-12}$  при времени усреднения 1 с.

Рисунок 1.4 — Типичная схема стандарта частоты на микроволновом резонаторе. Здесь ГУН — генератор управляемый напряжением.



Ещё более высокая кратковременная стабильность может быть достигнута при помощи оптических резонаторов Фабри-Перо, изготовленных из ULE (Ultra-Low Extension) стекла или кристаллического кремния [26, 27]. Оптические осцилляторы — лазеры, стабилизированные относительно таких резонаторов, могут достигать уровней кратковременной нестабильности лучше  $10^{-16}$  при временах усреднения порядка 100 с. Эта нестабильность может быть перенесена в радиодиапазон при помощи фемтосекундных гребенок.

### 1.2.2 Стандарты на газовых ячейках

Самым распространенным, компактным и дешевым атомным репером частоты является рубидиевая ячейка. В качестве опорного осциллятора там выступает переход между сверхтонкими компонентами с  $F = 1$  и  $F = 2$  основного состояния  $^{87}\text{Rb}$ , имеющий частоту 6.83 ГГц (см. рис. 1.5). Схема типичного рубидиевого стандарта изображена на рисунке 1.6. Газовая ячейка, заполненная  $^{87}\text{Rb}$  и буферным газом, помещается внутрь микроволнового резонатора, настроенного на частоту перехода. Резонатор обеспечивает усиление микроволнового излучения, возбуждающего часовой переход в рубидии. Данное возбуждающее излучение генерируется кварцевым осциллятором, частота которого может быть подстроена при помощи напряжения (Voltage-Controlled Crystall Oscillator — VCXO). Усиливающий микроволновый резонатор помещается внутрь соленоида, создающего магнитное с-поле, снимающее вырождение энергетических уровней рубидия по магнитным квантовым числам.

В виду того, что энергия сверхтонкого расщепления значительно меньше чем тепловая энергия при комнатной температуре, в нормальных условиях компоненты основного состояния с  $F = 1$  и  $F = 2$  заселены практически одинаково, и поглощения излучения парами рубидия на частоте часового перехода практически не происходит. Для создания разности

Рисунок 1.5 — Частичная схема уровней атома  $^{87}\text{Rb}$ . Сверхтонкое расщепление показано только для основного состояния. Стрелками показана схема оптической накачки при помощи лампы. Спонтанный распад в состояние  $S_{1/2}(F=1)$  — не показан для упрощения рисунка.

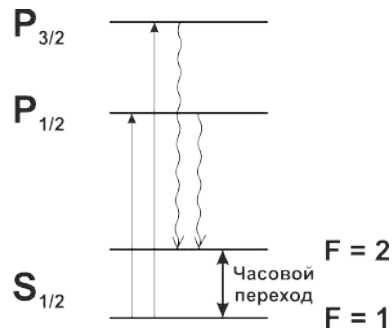
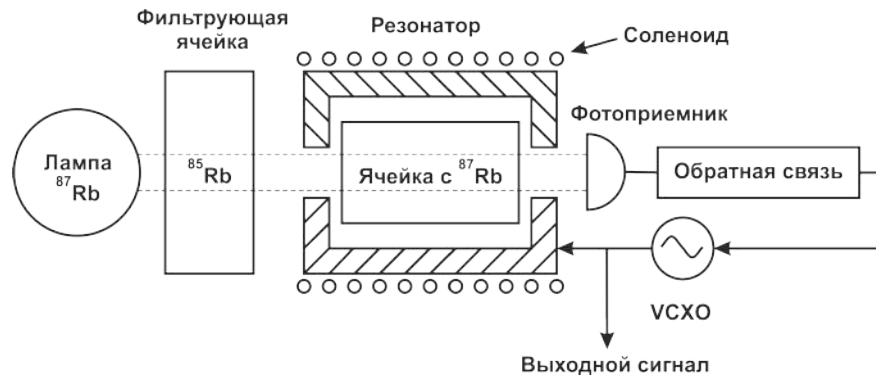


Рисунок 1.6 — Принципиальная схема стандарта частоты на рубидиевой ячейке с ламповой накачкой.



населенностей чаще всего используется метод оптической накачки при помощи рубидиевой лампы. Сама по себе рубидиевая лампа не может создать разности населенностей между сверхтонкими компонентами основного состояния атомов в кювете. Однако если осуществить спектральную фильтрацию её излучения при помощи ячейки с парами  $^{85}\text{Rb}$ , то оно станет взаимодействовать только с атомами в кювете, находящимися в состоянии с  $F=1$  [22]. Это в конечном итоге приводит к перекачке всей населенности в состояние с  $F=2$ .

Отстройку частоты локального осциллятора от частоты перехода в рубидии обычно определяют при помощи фотодетектора, измеряющего уровень поглощения излучения лампы в кювете. Так, при совпадении частоты кварцевого осциллятора с частотой часового перехода поглощение резко возрастает, т.к. увеличивается количество атомов в состоянии с  $F=1$ . Сигнал ошибки, используемый в петле обратной связи кварцевого осциллятора, получается за счет модуляции возбуждающего часового переход излучения и последующего синхронного детектирования сигнала с фотодиода.

Благодаря простоте своей конструкции, надежности и компактности, такие атомные стандарты являются наиболее распространенными и легко доступны коммерчески. Помимо того, что сегодня эти стандарты являются основными бортовыми хранителями времени в ГНСС, они также активно используются в современной телекоммуникации. В

частности, они применяются в дата-центрах для синхронизации серверов, обеспечивающих работу крупных распределенных баз данных [28]. Типичные уровни нестабильности, достигаемые коммерчески доступными рубидиевыми стандартами, имеют величину порядка  $\sigma_y(\tau) = 3 \times 10^{-11} \tau^{-1/2}$ , при относительных дрейфах частоты, вызванных старением элементов (в основном — изменением интенсивности лампы накачки из-за диффузии рубидия в её стенки) на уровне  $5 \times 10^{-10}$  в год. Модели, используемые в космосе, обычно имеют более высокие характеристики — относительную нестабильность на уровне  $\sigma_y(\tau) = 3 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$  и относительный годовой дрейф менее  $10^{-10}$ , при массе в 3.4 кг и объеме около 3.2 дм<sup>3</sup> [15].

Кратковременная стабильность рубидиевых стандартов на газовых ячейках главным образом определяется добротностью резонанса перехода и дробовым шумом фотодетектора, негативно влияющим на отношение сигнал/шум. Главными факторами, ограничивающими долговременную стабильность, являются флуктуации столкновительных сдвигов атомов рубидия, вызванных взаимодействием с буферным газом, тепловые флуктуации и колебания световых сдвигов. В результате наличия больших сдвигов частоты часового перехода из-за столкновений с буферным газом и световых сдвигов, рубидиевые часы обычно требуют предварительной калибровки.

Также сегодня распространено несколько модификаций ячеечных рубидиевых часов. Первая из них заключается в применении лазерной накачки вместо ламповой, что позволяет сократить размеры часов, а также заметно уменьшить их энергопотребление. Кроме того, из-за уменьшения фоновой засветки фотодетектора, при таком подходе достигается лучшая кратковременная нестабильность, доходящая до  $1.7 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  [29]. Ещё одной техникой является использования эффекта когерентного пленения населенностей (КПН) для опроса часового перехода, что позволяет избавиться от микроволнового резонатора, который в ином случае определяет минимальный размер стандарта. Этот подход позволил создать ячеечные стандарты на атомах  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs}$  объемом около 16 см<sup>3</sup> и весом менее 35 г [14].

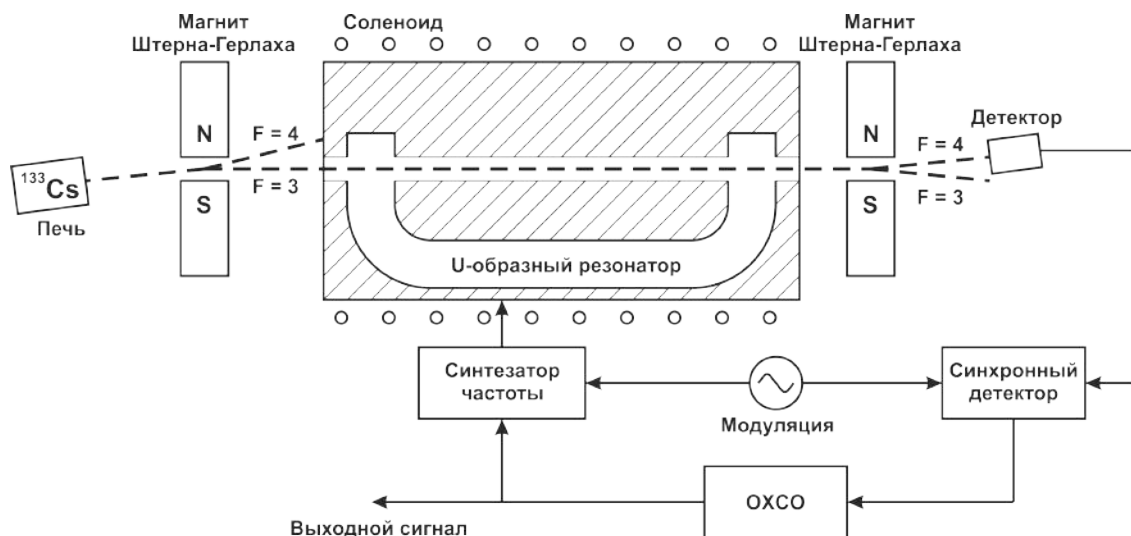
Стандарты на газовых ячейках сегодня занимают промежуточную позицию между кварцевыми осцилляторами и более сложными видами атомных часов. Они проигрывают кварцевым термостабилизированным осцилляторам и микроволновым резонаторам по кратковременной стабильности, однако превосходят их в долговременной стабильности. Однако высокая чувствительность к параметрам окружающей среды, особенно температуре, а также наличие эффектов старения значительно ограничивает их точность и долговременную стабильность, по сравнению с более сложными атомными часами.

### 1.2.3 Пучковые атомные часы

Более сложным, но значительно более точным типом атомных часов, также выпускаемых серийно, являются пучковые атомные часы. Важным недостатком стандартов на

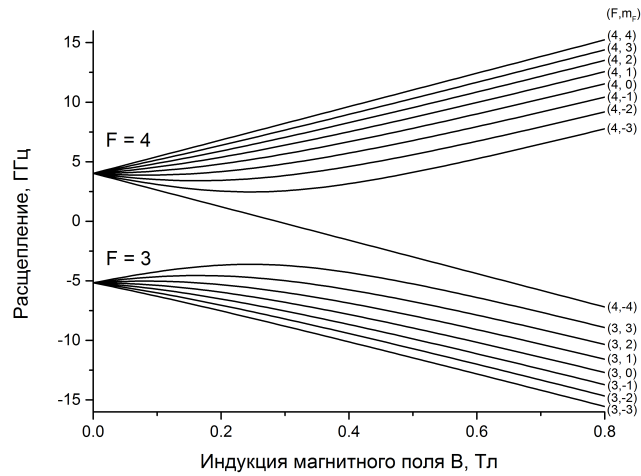
газовых ячейках было то, что там атомы рубидия или цезия претерпевали постоянные столкновения со стенками кюветы и буферным газом, что приводило к большим сдвигам частоты, сильно зависящим от температуры и парциальных давлений газов в ячейке. Все это приводило к низкой точности таких стандартов, низкому соотношению сигнал/шум, большим дрейфам, эффектам старения и сильной зависимости частоты от внешних условий. Для преодоления этих недостатков необходимо устранить возможность столкновения атомов, являющихся реперами частоты, с другими частицами, а также с какими бы то ни было поверхностями на протяжении всего процесса их возбуждения и опроса. Этого можно добиться, если положить в основу стандарта атомный пучок, например,  $^{133}\text{Cs}$ , распространяющийся в вакууме. Такой пучок может быть получен нагреванием мишени, сделанной из  $^{133}\text{Cs}$ , примерно до 400 К и диафрагмированием вылетающего потока атомов. Схема типичного серийного цезиевого пучкового стандарта представлена на рисунке 1.7.

Рисунок 1.7 — Принципиальная схема коммерческого цезиевого пучкового стандарта частоты. Атомный пучок создается при помощи цезиевой печи. При помощи неоднородного магнитного поля, создаваемого магнитами типа Штерна-Герлаха, осуществляется разделение пучка по состояниям с разным квантовым числом  $F$ . Возбуждение часового перехода осуществляется во время пролета через U-образный резонатор.



Вся установка располагается в вакуумной камере. Атомный пучок создается при помощи цезиевой печи и нескольких диафрагм. В качестве часового используется переход между сверхтонкими компонентами основного состояния  $^{133}\text{Cs}$  с  $F = 3$  и  $F = 4$ . Чтобы обеспечить разность населенностей этих подуровней в пучке, он пропускается через область с сильным градиентом магнитного поля. В виду того, что атомы с  $F = 3$  стремятся втянуться в область более сильного магнитного поля (т. к. их энергия из-за эффекта Зеемана там становится меньше, см. рис. 1.8), а с  $F = 4$  — слабого (за исключением  $F = 4, m_F = -4$ ), часть пучка с  $F = 4, m_F \neq -4$  отклонится в одну сторону, а с  $F = 3$  и  $F = 4, m_F = -4$  — в другую. После этого для спектроскопии используется только один из этих пучков.

Рисунок 1.8 — Зависимость расщепления магнитных компонент основного состояния атома  $^{133}\text{Cs}$  от приложенного магнитного поля.



Возбуждение часового перехода,  $(F = 3, m_F = 0) \rightarrow (F = 4, m_F = 0)$ , осуществляется по методу Рэмси [30]. Идея этого метода заключается в том, что переход возбуждается двумя разнесенными по времени на  $\Delta t_R$  фазово-когерентными микроволновыми  $\pi/2$  импульсами. Оказывается, что вероятность обнаружить после этого атом в возбужденном состоянии в зависимости от отстройки частоты поля от частоты перехода будет иметь вид интерференционной картины с шириной полосы  $\frac{1}{2\Delta t_R}$  (см. рис. 1.9). Преимущество данного метода заключается в том, что эффективная ширина линии будет определяться не временем взаимодействия излучения с атомом, которое в случае тепловых скоростей движения последних не может быть сделано достаточно большим, а промежутком времени между импульсами.

Для осуществления возбуждения по схеме Рэмси, атомный пучок пропускается через пучности магнитного поля в плечах U-образного микроволнового резонатора, настроенного на частоту часового перехода. В результате этого атомы подвергаются воздействию двух импульсов микроволнового излучения с интервалом  $\Delta t_R = L/v$ , где  $L$  — расстояние между плечами резонатора, а  $v$  — средняя скорость атомов в пучке. Для установления оси квантования весь резонатор находится в постоянном магнитном поле, направление которого совпадает с направлением магнитного поля моды резонатора в местах, где проходит атомный пучок, чтобы возбуждались только переходы с  $\Delta m_F = 0$ .

В качестве часового используется переход между магнитными подуровнями с  $m_F = 0$ , т.к. энергии этих подуровней зависят от магнитного поля только квадратично. Для определения точного значения магнитного поля, которое необходимо для вычисления поправки к частоте, обусловленной квадратичным эффектом Зеемана, измеряется также разница частот между переходами между подуровнями с другими значениями  $m_F$ , энергия которых линейно зависит от магнитного поля.

Для определения доли возбужденных атомов после резонатора атомы снова проходят

Рисунок 1.9 — Характерный вид сигнала, детектируемого при сканировании частоты резонатора вблизи частоты часового перехода в пучковых часах, работающих по методу Рэмси. Ширина интерференционной полосы определяется временем пролета атома между двумя плечами резонатора. При удалении от резонанса контраст полос Рэмси падает и переходит в так называемый пьедестал Раби из-за наложения интерференционных картин от атомов с разными скоростями, а значит — разными ширинами полос.



через область неоднородного поля, где пучок снова разделяется в зависимости от квантового состояния. Детектирование количества атомов в пучке обычно осуществляется путем их ионизации на раскаленной вольфрамовой или иридиево-платиновой ленте и измерении количества полученных ионов при помощи канальных электронных умножителей.

Уровень нестабильности современных коммерчески доступных цезиевых стандартов достигает  $8.5 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$  и выходит на уровень фликкер-шума  $5 \times 10^{-15}$  после примерно 10 дней усреднения. Погрешность частоты таких стандартов составляет около  $5 \times 10^{-13}$ . Такие стандарты обладают значительно меньшей чувствительностью к внешним условиям, нежели рубидиевые ячеечные часы, и не имеют элементов, подверженных старению, а соответственно и долговременному дрейфу частоты.

Погрешность главным образом определяется неоднородностями и флуктуациями магнитного поля, эффектом Доплера второго порядка и фазовыми сдвигами в резонаторе, а также влиянием близлежащих переходов и световым сдвигом из-за чернотельного излучения. С целью улучшить точность и стабильность пучковых стандартов в лабораторных образцах используются резонаторы с большим расстоянием между плечами, более совершенная магнитная оптика для обеспечения лучшей селекции атомов по состояниям и скоростям атомов, а также тщательнее проектируется и исследуется сам резонатор и соленоид, создающий с-поле. Существует также другая модификация цезиевых пучковых часов, где вместо селекции состояний при помощи градиентных магнитных полей используется оптическая накачка. В таких стандартах достигается значительно лучшее соотношение сигнал/шум, что дает прирост в кратковременной стабильности до  $\sigma_y(\tau) = 3.5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$



[31].

Объем серийных цезиевых пучковых стандартов составляет около  $30 \text{ см}^3$ , а вес - около 30 кг. Обычно они используются в метрологических лабораториях, в управляющем сегменте ГНСС, а также вносят свой вклад в формирование национальных временных шкал.

#### 1.2.4 Атомные фонтаны

Ещё более стабильными и точными микроволновыми атомными стандартами являются атомные фонтаны. Впервые идея атомного фонтана была предложена Дж. Захарисом в начале 50х годов прошлого века. Оригинальным замыслом Захариса было создание более точных цезиевых часов путем направления атомного пучка не в горизонтальной плоскости, как это делается обычно, а вертикально вверх через микроволновый резонатор. В результате этого часть атомов пучка, находящихся в медленном хвосте распределения Максвелла, под действием гравитации должны были замедлиться, а после этого упасть обратно, пройдя через резонатор второй раз. Так, для атомов, имеющих скорость 5 м/с, время между двумя пролетами через резонатор составит порядка 1 с, что соответствует ширине линии в 0.5 Гц, а высота подлета — чуть больше одного метра. Несмотря на то, что оригинальный эксперимент провалился по ряду причин, в частности из-за малой доли медленных атомов в пучке и сильному поперечному разлету частиц, к данной идее вернулись после появления эффективных технологий лазерного охлаждения [32, 33].

Рассмотрим атом, который может свободно двигаться вдоль оси, вдоль которой также направлен лазерный пучок, отстроенный по частоте в красную область от некоторого сильного циклического перехода в этом атоме. В этом случае из-за эффекта Доплера атом будет преимущественно поглощать фотоны из пучка только когда движется ему навстречу. В момент поглощения атом всегда будет приобретать импульс, направленный против волнового вектора лазерного пучка, а последующее спонтанное излучение фотона будет происходить практически изотропно. В результате этого при усреднении по большому количеству актов поглощения и излучения, атом будет получать импульс в направлении против распространения пучка, а значит — замедляться. Если теперь рассмотреть трехмерный случай и направить на атом 6 таких пучков — вдоль каждой из осей координат в положительном и отрицательном направлениях, то атом будет замедляться независимо от направления его движения. Так как динамика такого атома напоминает движение частицы в вязкой среде, такой метод охлаждения называется оптической патокой [34].

Требование цикличности перехода, используемого для лазерного охлаждения обосновано тем, что в ином случае атомы могут перейти в некоторое местастабильное состояние, не входящее в охлаждающий переход, и перестать поглощать фотоны, а значит — замедляться. Сила перехода определяет скорость охлаждения, т.к. именно она характеризует частоту процессов рассеяния фотонов на атоме. Но в то же время она ограничивает минимальную температуру, до которой можно охладить ансамбль атомов таким методом

(доплеровский предел). Существование доплеровского предела охлаждения связано с дискретной природой процессов поглощения и испускания атомом фотонов. Так, каждый акт спонтанного испускания атомом фотона приводит к приобретению им импульса отдачи в некотором случайном направлении, что совместно с импульсами, полученными при поглощении встречных фотонов, приводит броуновскому блужданию скорости атома вблизи нуля. Таким образом средняя скорость атома оказывается равной нулю, но его кинетическая энергия — нет. Доплеровский предел зависит от величины отстройки охлаждающего излучения от резонанса, а также его интенсивности. Оказывается, что минимальное достижимое таким методом значение средней кинетической энергии атома —  $\overline{E_{kin}}|_{min} = h\gamma/2$ , где  $\gamma$  — естественная ширина охлаждающего перехода, достигается при отстройке равной  $\gamma/2$  в красную область и интенсивности, стремящейся к нулю.

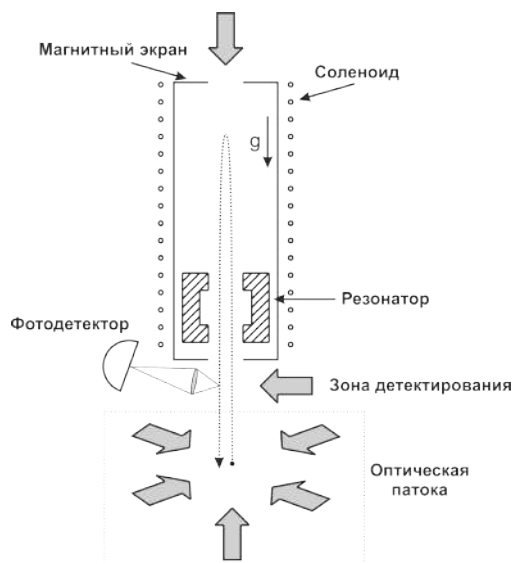
Зачастую для эффективного охлаждения атомов этот процесс производится в несколько этапов. Предварительное охлаждение производится на сильном переходе, чтобы замедление происходило быстрее, после чего дальнейшее охлаждение идет уже на более узком переходе, для достижения более низких температур. После этого может быть также применено, например, сизифово [35] охлаждение, позволяющее преодолеть доплеровский предел.

Использование технологии лазерного охлаждения позволило значительно усовершенствовать эксперимент, предложенный Захарисом. Схема современного атомного фонтана приведена на рис. 1.10. Небольшое облако атомов цезия предварительно захватывается и охлаждается в оптической палочке до температур около 2 мкК, после чего разгоняется при помощи лазера в вертикальном направлении и подбрасывается вверх через микроволновый резонатор примерно на 1 м. После этого атомы падают обратно и снова проходят через резонатор, завершая возбуждение часового перехода по методу Рэмси. Детектирование количества возбужденных атомов происходит оптически — лазер возбуждает циклический переход  $S_{1/2}(F = 4) \rightarrow P_{3/2}(F = 5)$  и по интенсивности флуоресценции облака определяется количество атомов, оказавшихся после двухкратного пролета через резонатор в состоянии  $S_{1/2}(F = 4)$ .

За счет значительно более низкой величины и погрешности скорости атомов, а также большого времени между Рэмси-импульсами, атомные фонтаны демонстрируют значительно лучшую точность и стабильность, по сравнению с пучковыми часами. Нестабильность современных атомных цезиевых фонтанов, использующихся в качестве первичных стандартов частоты, находится на уровне  $1.7 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ , а относительная погрешность —  $1.1 \times 10^{-16}$  [36]. Погрешность определяется главным образом столкновительным сдвигом из-за взаимодействия холодных атомов цезия друг с другом, а также неидеальностями резонатора и влияния переходов между другими магнитными подуровнями.

Атомные стандарты, используемые в качестве первичных стандартов, представляют собой громоздкие и тяжелые установки, пригодные для использования только в лабораторных условиях. Однако также существует проект атомных часов PHARAO [2] на основе лазерно-охлажденных атомов цезия, которые планируется установить на Международную

Рисунок 1.10 — Схема простейшего цезиевого атомного фонтана.



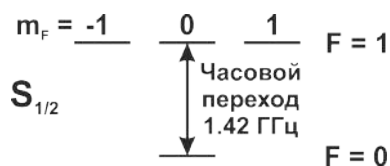
Космическую Станцию (МКС) в середине 2018 года для проведения экспериментов по проверке принципа эквивалентности Эйнштейна и ряда других. Очевидно, что в условиях микрогравитации атомный фонтан работать не может, поэтому по сути эти часы являются пучковыми, однако лазерное охлаждение здесь также позволяет в значительной степени увеличить время между Рэмси-импульсами и подавить погрешности, связанные с большой величиной и разбросом скоростей атомов.

### 1.2.5 Водородные мазеры

Другим важным видом атомных микроволновых стандартов частоты является водородный мазер. Мазерами (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation — усиление микроволн с помощью вынужденного излучения) называют микроволновые генераторы когерентного излучения, основанные на свойстве вынужденного излучения. Принцип их действия абсолютно аналогичен принципу действия лазера — предварительно накачанная активная среда (в данном случае — возбужденные в состоянии  $S_{1/2}(F = 1)$  атомы водорода, см. рис. 1.11) помещена в резонатор. Фотоны, частота которых близка к частоте перехода между сверхтонкими компонентами основного состояния атома водорода, равной 1.42 ГГц, вызывают вынужденное излучение активной средой новых фотонов в ту же моду, что и исходные. Если добротность резонатора достаточно велика, отраженные от него фотоны снова усиливаются в активной среде, вызывая лавинообразное когерентное усиление излучения до тех пор, пока уровень усиления не сравняется с уровнем потерь, после чего мазер выходит в стационарный режим. При этом в резонаторе циркулирует когерентное квазимонохроматичное излучение, частота которого главным образом определяется частотой усиливающего перехода в частицах активной среды, а также параметрами резонатора. Излучение, покидающее резонатор и обладающее теми же свойствами, может быть исполь-

зовано как репер частоты.

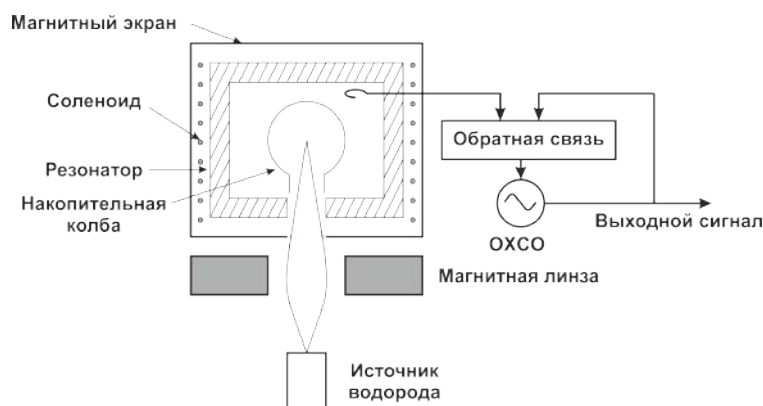
Рисунок 1.11 — Частичная схема уровней атома водорода.



Таким образом, в отличие от всех описанных ранее в данной работе стандартов, водородный мазер является активным стандартом частоты. Однако широкое применение также нашли так называемые пассивные водородные мазеры, устроенные практически также, за исключением того, что потери в них превышают усиление, что влечет за собой отсутствие явления автогенерации. Вместо этого поле в резонаторе возбуждается при помощи внешнего источника (например, VCXO), частота которого стабилизируется относительно контура усиления активной среды. Активные мазеры имеют лучшие спектральные характеристики, однако пассивные значительно более компактны.

Принципиальная схема активного водородного мазера приведена на рис. 1.12. Молекулярный водород в результате ударной ионизации в газовом разряде диссоциирует на атомы, после чего поток атомов направляется через магнитную линзу в накопительную колбу. Магнитная линза часто представляет собой шестиполюсный магнит, который обеспечивает фокусировку атомов в возбужденном состоянии в центр колбы, а невозбужденные — выталкивает из пучка. Таким образом обеспечивается постоянный приток возбужденных атомов в резонатор, эквивалентный накачке активной среды. Накопительная колба изготавливается из сапфира, для обеспечения высокой добротности резонатора, и покрыта изнутри тефлоном. Тефлон обеспечивает минимизацию сдвигов частоты генерации, связанную со столкновением со стенками. Вырождение по магнитным квантовым числам снимается при помощи с-поля, создаваемого соленоидом. Выходной сигнал мазера обычно генерируется при помощи кварцевого осциллятора, частота которого привязывается к частоте излучения, циркулирующего в резонаторе.

Рисунок 1.12 — Упрощенная схема активного водородного мазера.



Широкое распространение водородных мазеров вызвано тем, что они обладают высокой стабильностью на малых и средних временах усреднения (превышающих таковую у атомных фонтанов и, тем более, рубидиевых ячеек), относительно небольшими весом и габаритами (в случае пассивных мазеров), а также надежностью. Доступные сегодня активные водородные мазеры (например, МНМ-2010 компании Microsemi) демонстрируют кратковременную нестабильность на уровне  $8 \times 10^{-14}$  при усреднении в течение 1 с и  $4 \times 10^{-15}$  при 100 с усреднении. Минимум флуктуаций составляет приблизительно  $1 \times 10^{-15}$  и достигается после нескольких часов усреднения. Дрейф частоты составляет обычно не более  $2 \times 10^{-15}$  в день. Вес таких стандартов обычно варьируется от 90 до 200 килограмм. Однако существуют также и более компактные модели активных мазеров, например VCH-1010 российской компании Время-Ч, разработанная для космического сегмента проекта "Радиоастрон"[37], масса которого составляет 60 кг. Вес пассивных мазеров составляет около 12 кг, при уровне кратковременной нестабильности  $9 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  и дрейфе, аналогичном активным мазерам. Благодаря своим характеристикам, водородные мазеры сегодня находят повсеместное применение в метрологических лабораториях в качестве локальных осцилляторов, синхронизированных при помощи GPS, для формирования национальных шкал времени, синхронизации телескопов в радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами [38], а также в качестве бортовых спутниковых хранителей времени в ГНСС [15] и для проверок фундаментальных теорий [39].

Долговременная нестабильность водородных мазеров определяется главным образом дрейфом резонатора, в то время как кратковременная — шумами в электронике и флуктуациями, связанными с усилением теплового излучения активной средой. Сдвиг частоты водородных мазеров относительно величины сверхтонкого расщепления основного состояния в атоме водорода связан с эффектом Доплера второго порядка, столкновениями со стенками накопительной колбы и атомами водорода друг с другом, а также флуктуациями магнитного поля и эффектом затягивания резонатора. Особенностью водородных мазеров является то, что их частота сильно зависит от состояния внутреннего покрытия накопительной колбы. По этой причине в редких случаях могут наблюдаться значительные скачки частоты мазера, связанные с повреждением покрытия из-за, например, вибраций.

### 1.3 Ионные микроволновые стандарты частоты

Среди всех описанных выше атомных микроволновых стандартов ионные занимают особое место. Это связано с тем, что в ионных стандартах частицы оказываются захвачены в радиочастотную ловушку, расположенную в вакууме. Это обеспечивает отсутствие столкновений со стенками вакуумной камеры и другими частицами, что значительно увеличивает точность таких часов. Локализация частиц в небольшой области пространства обеспечивает реализацию режима Лэмба-Дике и увеличивает эффективность лазерного охлаждения, оптической накачки и регистрирования состояния ионов. Наличие у ионов

заряда позволяет осуществлять их удержание при помощи небольших электромагнитных полей, что обеспечивает малые сдвиги частоты, обоснованные эффектами Штарка и Зеемана. Применение технологии лазерного охлаждения позволяет также в значительной степени подавить погрешность частоты стандарта, связанную с эффектом Доплера второго порядка, а также обеспечивает возможность удерживать ионы в ловушке в течение длительных промежутков времени (вплоть до нескольких месяцев). За счет этого по сути снимается техническое ограничение на возможно время взаимодействия иона и возбуждающего излучения. Из-за этих качеств ионы в радиочастотных ловушках также широко применяются в экспериментах по квантовой логике [40].

К недостаткам таких стандартов можно отнести наличие штарковских сдвигов уровней, связанных с ион-ионным взаимодействием, однако в случае микроволновых стандартов, в виду малых значений дифференциальной поляризуемости сверхтонких компонент основного состояния, этот недостаток оказывается не столь критичным. Однако в случае оптических стандартов этот сдвиг уже становится важен, в результате чего оптические ионные стандарты обычно основаны на захваченных одиночных частицах, а не облаках. Это приводит к высокой точности таких часов, однако негативно сказывается на стабильности [11]. Этот недостаток может быть преодолен при помощи комбинированных ловушек, где в одной секции захватывается одиночный ион, обеспечивающий часам высокую точность, а во второй - облако, позволяющее получить сигнал с высокой кратковременной стабильностью [41]. Также в случае захвата большого количества ионов возрастает доплеровский сдвиг второго порядка, вызванный микродвижением (подробнее об этом будет изложено далее), однако его также можно значительно подавить, используя линейные мультипольные ловушки. Помимо этого, сложность работы с ионами вызвана тем, что длины волн переходов, которые можно было бы использовать для их охлаждения и манипуляций ими, лежат в ультрафиолетовой области, в которой практически нет лазерных источников (обычно для работы с ионами используют гармоники излучения инфракрасных или видимых лазеров).

В качестве основы для микроволновых стандартов частоты предпочтительнее использовать ионы с большой величиной сверхтонкого расщепления основного состояния, так как при это ведет к улучшению относительных характеристик часов, а также уменьшению влияния магнитного поля на частоту часового перехода. Кроме того, преимущественно обладают более тяжелые ионы за счет меньшего вклада эффекта Доплера второго порядка в сдвиг частоты. Не менее важным является простота энергетической структуры иона, так как это в значительной степени облегчает процессы накачки и лазерного охлаждения.

### **1.3.1 Радиочастотные ионные ловушки Пауля**

Основным элементом ионных часов является ионная ловушка. Первые радиочастотные ионные ловушки были созданы в 50х годах прошлого века В. Паулем и Х. Демельтом [42–44], за что они оба были удостоены Нобелевской Премии по физике в 1989 году. Их

исследования в области масс-спектропии привели к созданию так называемого квадрупольного масс-спектрометра, который и лег в основу радиочастотных ионных ловушек. Сегодня такие ловушки также носят название ловушек Пауля.

В виду наличия нескомпенсированного заряда ионы сильно взаимодействуют с электромагнитными полями, что позволяет с их помощью эффективно удерживать частицы в малой области пространства. Однако из теоремы Ирншоу следует, что осуществить это при помощи только электростатического или магнитостатического полей — невозможно. По этой причине в ловушках Пауля для удержания ионов применяется комбинация из постоянных и переменных электрических полей.

Кроме ловушек Пауля также широко распространены ловушки Пеннинга [45], где для удержания ионов применяется комбинация электростатического и магнитостатического полей, однако сегодня такие ловушки редко применяются для создания стандартов частоты из-за наличия больших магнитных полей, вызывающих сильные зеемановские сдвиги энергетических уровней.

Чаще всего в стандартах частоты применяется линейная квадрупольная ловушка Пауля. Для удержания ионов в них создается переменное квадрупольное электрическое поле, задающееся потенциалом вида

$$\phi(x, y, z) = \frac{U_{dc} - V_{ac} \cos \omega t}{2r_0^2} (x^2 - y^2), \quad (1.2)$$

где  $U_{dc}$  — постоянная составляющая потенциала,  $V_{ac}$  — амплитуда переменной составляющей потенциала на создающих его электродах,  $r_0$  — расстояние от центра ловушки до границы электродов,  $\omega$  — круговая частота колебания потенциала. Такой потенциал может быть создан при помощи четырех гиперболических электродов, два из которых заземлены, а к двум другим из которых прикладывается потенциал  $U_{dc} - V_{ac} \cos \omega t$  (рис. 1.13а). На практике чаще всего применяются не гиперболические, а цилиндрические электроды (рис. 1.13б), так как их проще изготовить и они обеспечивают лучший оптический доступ к ионам. В ряде работ было показано, что при отношении радиусов цилиндрических электродов  $r$  к  $r_0$ , близком к  $r/r_0 = 1.15$  [46], поле ими создаваемое максимально приближено к требуемому квадрупольному.

Уравнения движения заряженной частицы в плоскости  $x$ - $y$  в таком потенциале описываются уравнениями Матъе [47]

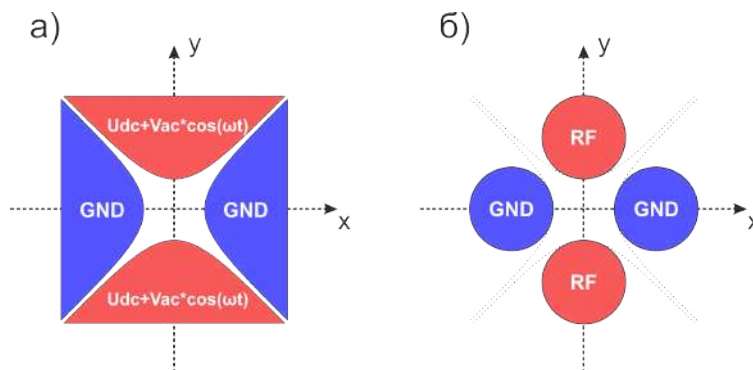
$$\tau \equiv \frac{\omega}{2} t, \quad a \equiv \frac{4QU_{dc}}{m\omega^2 r_0^2}, \quad q \equiv \frac{2QV_{ac}}{m\omega^2 r_0^2}, \quad (1.3)$$

$$\frac{d^2 x(\tau)}{d\tau^2} + (a - 2q \cos 2\tau)x(\tau) = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{d^2 y(\tau)}{d\tau^2} - (a - 2q \cos 2\tau)y(\tau) = 0, \quad (1.5)$$

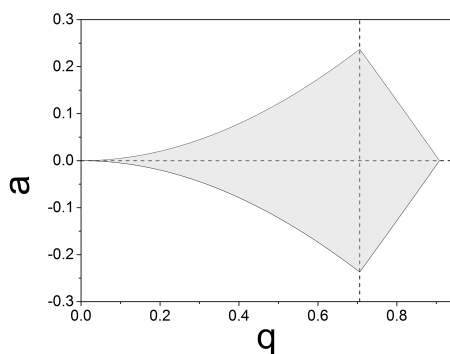
где  $m$  — масса иона,  $Q$  — его заряд. Из свойств уравнений Матъе следует, что характер движения ионов в таком поле полностью определяется безразмерными параметрами  $a$  и

Рисунок 1.13 — а) Система гиперболических электродов, позволяющая получить потенциал вида 1.2. б) Наиболее часто применяющаяся на практике в линейных ловушках конфигурация электродов. RF — радиочастотные электроды, GND — заземленные электроды.



$q$ , введенными выше. Если они попадают в одну из так называемых областей устойчивости, одна из которых приведена на рисунке 1.14, то движение иона в этой плоскости будет ограничено, если нет — амплитуда движения будет экспоненциально нарастать и частица в конечном итоге покинет ловушку [48]. В приближении  $|a|, q^2 \ll 1$  движение иона будет представлять собой суперпозицию малых колебаний с частотой удерживающего поля  $\omega$  (микродвижение) и гармонических колебаний в параболическом псевдопотенциале (секулярное движение) с частотой  $\Omega = \frac{\beta\omega}{2}$ , где  $\beta = \sqrt{a + \frac{q^2}{2}}$ .

Рисунок 1.14 — Одна из зон стабильности линейной квадрупольной ловушки Пауля. Если для некоторого иона параметры  $a$  и  $q$  оказываются в области, обозначенной серым, его движение в радиальной плоскости оказывается ограниченным.

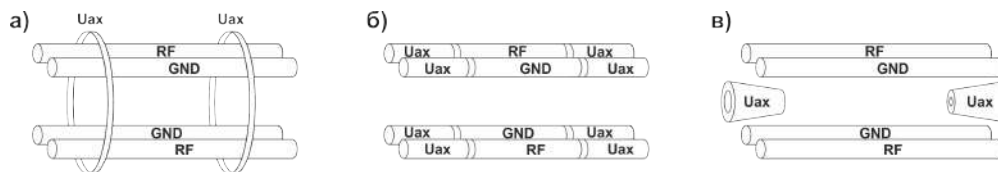


Удержание ионов вдоль оставшейся оси осуществляется при помощи статических электрических полей. К примеру, при помощи кольцевых электродов, соосных с ловушкой (рис. 1.15а) или концевых электродов (1.15б), на которые подается высокий положительный потенциал. Также часто применяются сегментирование радиочастотных электродов. При этом к внешним сегментам прикладывается положительное постоянное напряжение смещения, что обеспечивает аксиальное удержание (1.15в)

Особенностью ионных ловушек является большая глубина потенциальной ямы, обычно составляющая несколько эВ, а также наличие микродвижения. Микродвижение являет-



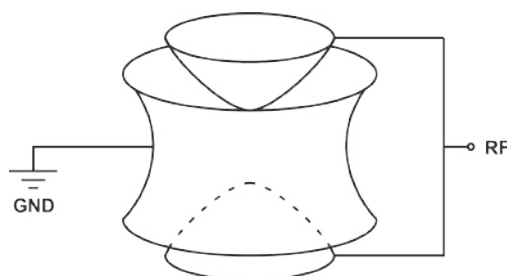
Рисунок 1.15 — Наиболее распространенные способы организации удержания ионов в осевом направлении ловушки: а) при помощи кольцевых электродов; б) путем сегментирования радиочастотных электродов; в) при помощи концевых электродов (end-cap). RF — радиочастотные электроды, GND — заземленные электроды,  $U_{ax}$  — положительный постоянный потенциал, обеспечивающий аксиальное удержание.



ся неотъемлемым свойством радиочастотных ловушек и его амплитуда пропорциональна амплитуде радиочастотного поля в точке, где находится ион, а значит — расстоянию, на котором он находится от оси ловушки. Даже если в ловушке содержится только один ион и он охлажден до очень низких температур, из-за конечной величины распределения его волновой функции он все равно подвержен микродвижению. Можно показать [49], что в таком случае  $\overline{E_{micro}} = \overline{E_{sec}} = \frac{1}{2}k_B T$ , где  $\overline{E_{micro}}$  — средняя кинетическая энергия микродвижения,  $\overline{E_{sec}}$  — секулярного,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура, соответствующая этой колебательной моде. Таким образом, эффект Доплера, вызванный и секулярным движением, и микродвижением может быть подавлен путем охлаждения. Однако если в ловушке также присутствуют паразитные статические поля, сдвигающие минимум потенциальной ямы ловушки с оси, где амплитуда удерживающего поля обращается в ноль, или существует вдиг между фазами потенциала на электродах, либо из-за взаимодействия нескольких ионов они также смещаются с этой оси, то появляется дополнительное микродвижение, которое охлаждением подавить уже невозможно. По этой причине при проектировании ловушек важно избегать наличия диэлектриков вблизи области захвата, а также соблюдать точность при изготовлении самой ловушки. Кроме того, обычно конструкция ловушек предусматривает наличие дополнительных компенсирующих электродов, устраняющих паразитные поля. Для уменьшения микродвижения, вызванного наличием ион-ионного взаимодействия, при захвате больших облаков частиц обычно частоту осевого удержания делают значительно меньшей, чем секулярная частота радиальных колебаний. Это обеспечивает вытягивание облака вдоль оси ловушки, где микродвижение минимально.

Кроме линейных ловушек Пауля существуют также трехмерные (рис. 1.16), где радиочастотный потенциал зависит от всех трех координат и обеспечивает удержание ионов во всех направлениях. Однако в стандартах частоты такие ловушки сейчас применяются редко, т.к. в них существует только одна точка, где амплитуда удерживающего поля обращается в ноль, а значит роль микродвижения, в случае удержания больших облаков, становится намного выше.

Рисунок 1.16 — Трехмерная ловушка Пауля. Она состоит из трех гиперболических электродов, один из которых заземлен (GND), а к двум другим приложен такой же переменный потенциал, как и в случае линейных ловушек (RF). В таких ловушках радиочастотное поле обеспечивает удержание по всем трем осям.



### 1.3.2 Ионный стандарт частоты на основе $^{137}\text{Ba}^+$

Несмотря на то, что первый микроволновый ионный стандарт был создан на основе иона  $^{199}\text{Hg}^+$ , обзор таких стандартов разумнее начать с часов на  $^{137}\text{Ba}^+$  [17], так как их конструкция является наиболее традиционной и простой. Спин ядра данного изотопа бария равен  $3/2$ , что приводит к наличию у него сверхтонкой структуры. Сверхтонкое расщепление основного состояния составляет 8 ГГц (рис. 1.17). Схема установки приведена на

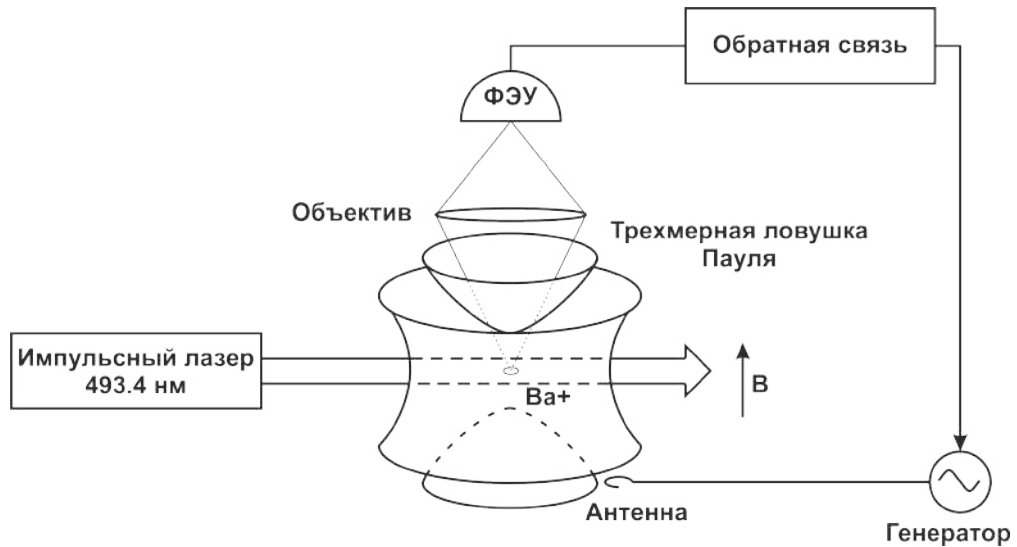
Рисунок 1.17 — Частичная схема уровней иона  $^{137}\text{Ba}^+$ . Сверхтонкое расщепление показано только для основного состояния. Накачка производится на переходе на длине волны 493.5 нм. Регистрация осуществляется по флуоресценции на длине волны 649.6 нм в момент накачки.



рисунке 1.18. Ионы удерживаются при помощи трехмерной ловушки Пауля. Верхний электрод выполнен в виде сетки, что позволяет собирать свет, излучаемый ионами в процессе накачки при помощи ФЭУ. Загрузка ионов в ловушку осуществляется путем нагрева платинового филамента, покрытого  $^{137}\text{Ba}$ , находящегося непосредственно в объеме ловушки. Охлаждаются ионы за счет столкновения с атомами буферного газа (гелий). Можно показать, что столкновения ионов в радиочастотных ловушках с более легким буферным газом приводит к их охлаждению, а с более тяжелым — нагреву. В результате этого температура ионов поддерживается на уровне комнатной.

Оптическая накачка осуществляется при помощи импульсного лазера на длине волны 494.5 нм, возбуждающего переход  $S_{1/2}(F = 2) \rightarrow P_{1/2}$ . Данный переход не является цик-

Рисунок 1.18 — Упрощенная схема микроволнового стандарта частоты на  $^{137}\text{Ba}^+$ , описанного в работе [17]. Ионы удерживаются в трехмерной ловушке Пауля. Накачка осуществляется при помощи импульсного лазера, детектирование — при помощи фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). В — магнитное поле. [17]



лическим. Часть ионов из возбужденного состояния переходят на метастабильный уровень  $D_{3/2}$ , излучая свет на длине волны 649.6 нм, однако из-за столкновений с буферным газом частицы быстро возвращаются обратно в основное состояние. Для снятия вырождения по магнитному квантовому числу в области ловушки создается магнитное поле величиной порядка 1 Гс при помощи катушек в конфигурации Геймгольца. Микроволновые переходы возбуждаются при помощи антенны, расположенной вблизи ловушки.

Цикл измерения выглядит следующим образом: импульс лазера накачивает ионы на подуровень  $S_{1/2}(F = 1)$ , далее в течение времени между импульсами лазера возбуждается часовой переход на частоте  $\nu_0 + \Delta\nu$ , где  $\nu_0$  — его номинальная частота,  $\Delta\nu$  — отстройка, равная половине ширины линии. Далее при следующем импульсе лазера детектируется количество зарегистрированных ФЭУ фотонов  $N_+$  и происходит накачка. После этого процедура возбуждения повторяется, но уже на частоте  $\nu_0 - \Delta\nu$ , и снова регистрируется число фотонов  $N_-$ . Число  $N_+ - N_-$  будет приблизительно пропорционально отстройке частоты  $\nu_0$  от частоты перехода и может быть использовано в качестве сигнала ошибки. После коррекции частоты генератора цикл измерения повторяется.

Стабильность этого стандарта частоты была измерена путем сличения его частоты с частотой коммерческого цезиевого пучкового стандарта. Измеренная девиация Аллана выходит на плато на уровне  $10^{-12}$  при времени усреднения более  $2 \times 10^3$  с и ограничивается флуктуациями частоты опорного цезиевого стандарта.

Относительная погрешность стандарта определяется главным образом доплеровским сдвигом второго порядка ( $2 \times 10^{-13}$ ) и квадратичным эффектом Зеемана ( $10^{-13}$ ). Остальные эффекты, такие как эффект Штарка, оказывают пренебрежимо малое влияние.

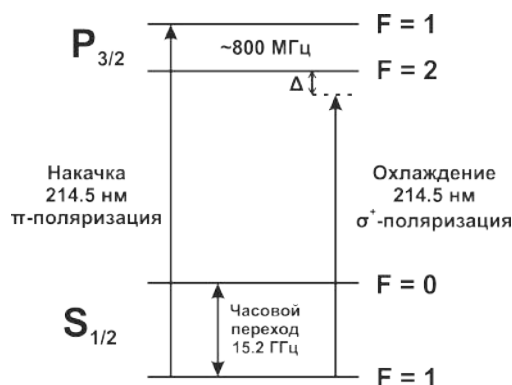
Ввиду наличия более подходящих ионов такой стандарт на сегодняшний день был со-

здан только в одной лаборатории и работы над ним больше не ведутся.

### 1.3.3 Ионные стандарты частоты на основе $^{113}\text{Cd}^+$

Более подходящим для создания микроволновых стандартов частоты ионов является  $^{113}\text{Cd}^+$ . Несмотря на меньшую массу, он обладает большей частотой часового перехода, равной 15.2 ГГц, а также более простой энергетической структурой (рис. 1.20). В частности, цикличность переходов  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  и  $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$  позволяет эффективно осуществлять оптическую накачку без применения буферного газа или перекачивающего излучения. Кроме того, спин ядра  $^{113}\text{Cd}^+$  равен  $I = 1/2$ , что приводит к более простой энергетической структуре, значительно облегчающей накачку.

Рисунок 1.19 — Частичная схема уровней иона  $^{113}\text{Cd}^+$ , а также схема его накачки в состояние  $S_{1/2}(F = 0)$  и лазерного охлаждения согласно работе [19].  $\Delta$  — красная отстройка охлаждающего излучения от перехода. Возможные спонтанные переходы между уровнями не показаны.



Впервые использовать данный ион в качестве репера частоты было предложено в лаборатории реактивного движения (JPL), США [50]. Схема предложенного стандарта практически аналогична таковой для иона бария, за исключением типа ловушки и схемы накачки. Вместо трехмерной ловушки Пауля была использована линейная, что позволило повысить точность измерения частоты часового перехода за счет меньшего вклада эффекта Доплера второго порядка. Вместо импульсного лазера для накачки использовалась газоразрядная лампа, содержащая  $^{106}\text{Cd}$ , также включаемая периодически. Она возбуждала переходы  $S_{1/2}(F = 1) \rightarrow P_{1/2}$  и  $S_{1/2}(F = 1) \rightarrow P_{3/2}$ , оставляя темным состояние  $S_{1/2}(F = 0, m_F = 0)$ , где в итоге и скапливалась вся населенность. Детектирование количества возбужденных микроволновым излучением ионов осуществлялось при помощи той же самой лампы по сигналу флуоресценции частиц на длине волны 214.5 нм во время импульса накачки.

При помощи этой установки JPL удалось измерить частоту часового перехода  $S_{1/2}(F = 0, m_F = 0) \rightarrow S_{1/2}(F = 1, m_F = 0)$  с относительной погрешностью  $1.3 \times 10^{-11}$ , однако сам по себе стандарт закончен так и не был.

Другой стандарт на ионах кадмия активно разрабатывается сегодня в университете Тсингуа в Китае [19] в качестве портативных транспортируемых атомных часов. Здесь, в отличие от описанных ранее ионных стандартов, было применено не охлаждение буферным газом, а лазерное охлаждение. Лазерное охлаждение позволяет снизить температуру облака до величин менее 1 К, что значительно повышает точность стандарта, т.к. подавляется эффект Доплера и исчезают столкновительные сдвиги. Однако так как во время возбуждения часового перехода охлаждающее излучение должно быть выключено, возникает ограничение на длительность промежутка времени между Рэмси-импульсами, связанное с нагревом ионов. Обычно промежуток времени между импульсами Рэмси составляет не более 10-15 с. По этой причине у лазерно-охлаждаемых стандартов кратковременная стабильность зачастую оказывается ниже, чем у часов с охлаждением буферным газом.

Рисунок 1.20 — Упрощенная схема микроволнового стандарта частоты на  $^{113}\text{Cd}^+$ , описанного в работе [19]. Ионы удерживаются в линейной ловушке Пауля. К двум диагональным цилиндрическим электродам (RF) применен переменный удерживающий потенциал, а два других — заземлены (GND), что обеспечивает радиальное удержание. К крайним сегментам электродов прикладывается постоянный положительный потенциал, удерживающий ионы в осевом направлении. Накачка, охлаждение и детектирование осуществляются при помощи двух лазерных пучков, направленных вдоль оси, и ФЭУ. В — магнитное поле.

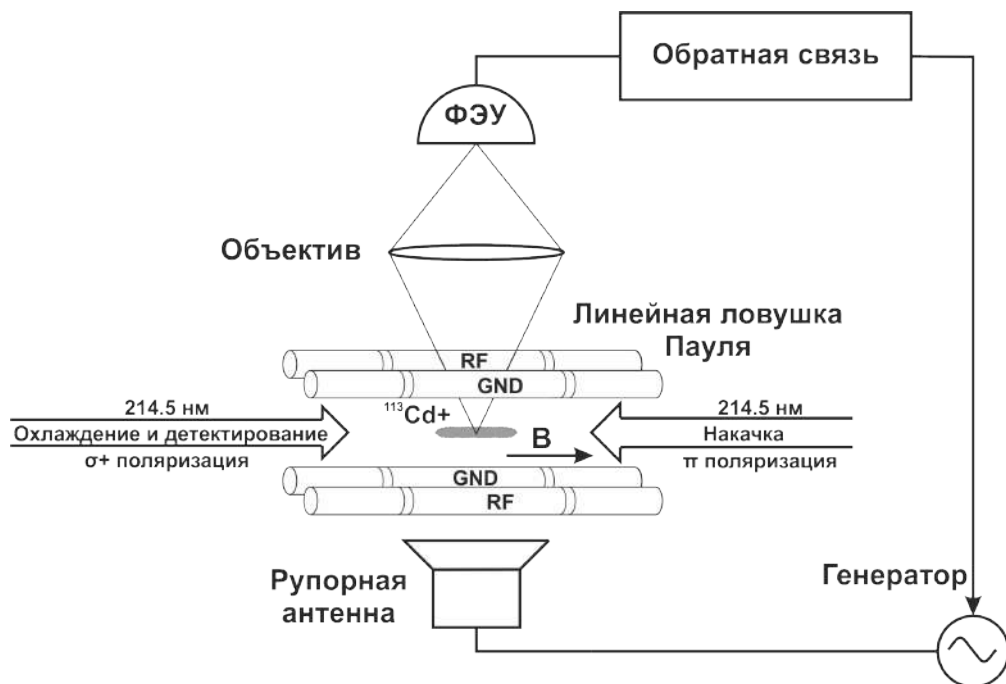


Схема данного стандарта изображена на рис. 1.20. Все используемые лазерные пучки образованы от одного источника, являющегося четвертой гармоникой полупроводникового инфракрасного лазера. Для сдвига частоты пучков охлаждения и накачки относительно друг друга (приблизительно 800 МГц) используются акусто-оптические модуляторы (АО-Мы). Ионы охлаждаются при помощи пучка, отстроенного в красную область от циклического перехода  $S_{1/2}(F = 1) \rightarrow P_{3/2}(F = 2)$ , направленного вдоль оси ловушки и имеющего

$\sigma^+$  поляризацию. Ось квантования задается магнитным полем, также направленным вдоль оси ловушки и создаваемым катушками в конфигурации Геймгольца и имеющим величину порядка 100 мГс. Возбуждение часового перехода осуществляется при помощи рупорной антенны, расположенной так, чтобы направление поляризации магнитного поля микроволнового излучения было параллельно оси ловушки, для возбуждения переходов с  $\Delta m_F = 0$ . Детектирование количества возбужденных ионов осуществляется при помощи ФЭУ, регистрирующего интенсивность флуоресценции частиц под действием охлаждающего излучения. Накачка на уровень  $S_{1/2}(F = 0, m_F = 0)$  осуществляется вторым лазерным пучком, резонансно возбуждающим переход  $S_{1/2}(F = 1) \rightarrow P_{3/2}(F = 1)$ , также направленным вдоль оси ловушки, но имеющим линейную поляризацию.

Алгоритм работы стандарта выглядит следующим образом: сначала в течение некоторого промежутка времени происходит лазерное охлаждение ионов. После этого охлаждающий пучок выключается и включается пучок накачки. После приготовления состояния  $S_{1/2}(F = 0, m_F = 0)$  этот пучок также блокируется. Далее происходит возбуждение часового перехода на частоте  $\nu_0 \pm \Delta\nu$ , где знак отстройки меняется от одного измерительного цикла к другому. После этого снова включается охлаждающий пучок, регистрируется интенсивность флуоресценции, корректируется частота опорного осциллятора и цикл повторяется.

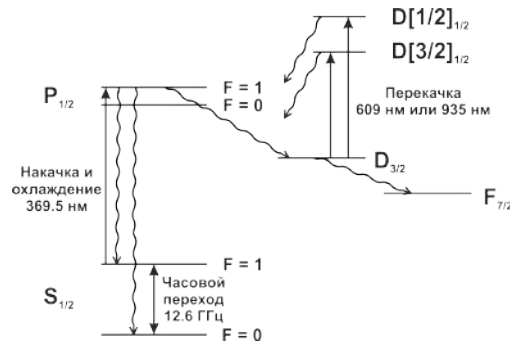
Относительная погрешность данного стандарта составляет  $6.6 \times 10^{-14}$  и главным образом определяется квадратичным эффектом Зеемана. Сдвиги, вызванные другими эффектами оказываются менее  $1 \times 10^{-14}$ . Также была достигнута кратковременная нестабильность на уровне  $6.1 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  при том что теоретические оценки показывают, что она может быть уменьшена до  $2 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  [51]. Разработчики данного стандарта предложили несколько интересных решений, которые предположительно смогут ещё сильнее улучшить его характеристики. В частности, для борьбы с нестабильностью, вызванной эффектом Дика [52], было предложено использовать сразу две ловушки, опрашиваемые параллельно, а для увеличения допустимого времени микроволнового опроса — непрерывно охлаждать ионы симпатически при помощи ионов другого вида [53].

### 1.3.4 Ионные стандарты частоты на основе $^{171}\text{Yb}^+$

Ещё одним хорошо подходящим для стандарта ионом является  $^{171}\text{Yb}^+$ . Более высокая масса данного иона по сравнению с кадмием уменьшает влияние на частоту его часового перехода эффекта Доплера второго порядка, что важно для стандартов, где частицы охлаждаются при помощи буферного газа. Кроме того, излучение на длине волны 369.5 нм, необходимое для лазерного охлаждения и оптической накачки данного иона (рис. 1.21), может быть получено как вторая гармоника твердотельного лазера, в то время как для кадмия приходится использовать четвертую гармонику. С другой стороны, величина его часового перехода, равная 12.6 ГГц, меньше, что негативно сказывается на его относи-

тельных характеристиках и чувствительности к магнитному полю. Помимо этого, наличие энергетических уровней, располагающихся между основным состоянием и  $P_{1/2}$ , приводит к необходимости использования буферного газа или перекачивающего излучения для возвращения в основное состояние ионов, попавших туда в процессе накачки.

Рисунок 1.21 — Частичная схема уровней  $^{171}\text{Yb}^+$ . Сверхтонкое расщепление у всех уровней, кроме  $S_{1/2}$  и  $P_{1/2}$ , — не показано. Изображены также схема оптической накачки и перекачки населенности иона.



Эксперименты по микроволновой спектроскопии иона  $^{171}\text{Yb}^+$  проводились во многих лабораториях и институтах мира, таких как РТВ [54] (Германия), NML [18] (Австралия), JPL [55]. Первый стандарт на ионах иттербия был создан в Гамбургском университете [56]. Его устройство было практически идентично устройству описанного выше бариевого стандарта. Ионы захватывались в аналогичную гиперболическую ловушку Пауля. Накачка осуществлялась при помощи импульсного включения лазера на длине волны 369.5 нм, а детектирование — по сигналу флуоресценции ионов в процессе накачки на той же длине волны. Девиация Аллана этого стандарта составляла  $2 \times 10^{-11} \tau^{-1/2}$ .

Особенного упоминания также заслуживают исследования по созданию иттербиевого микроволнового стандарта частоты в Национальной измерительной лаборатории в Австралии (NML). Захватывая приблизительно  $2 \times 10^5$  ионов  $^{171}\text{Yb}^+$  в линейную ловушку Пауля и охлаждая их при помощи буферного газа, данной группе удалось создать стандарт, обладающий кратковременной относительной нестабильностью  $4.7 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  и погрешностью  $2 \times 10^{-13}$ , ограниченной квадратичным эффектом Доплера [57]. Накачка осуществлялась аналогично стандарту, разработанному в Гамбурге — при помощи лазера на длине волны 369.5 нм, возбуждающим переход  $S_{1/2}(F=1) \rightarrow P_{1/2}(F=0)$ , равно как и детектирование. Такая стабильность достигалась за счет большого соотношения сигнал/шум (много ионов), высокой добротности перехода благодаря времени между Рэмси-импульсами порядка 50 с и хорошей стабильности на этих временах локального осциллятора на основе криогенного сапфирового микроволнового резонатора.

В дальнейшем в той же лаборатории был разработан микроволновый стандарт на основе лазерно-охлажденных ионов иттербия, погрешность которого снизилась до  $4 \times 10^{-15}$  [58]. Для охлаждения и накачки, как и во всех предыдущих иттербиевых стандартах, использовался переход  $S_{1/2}(F=1) \rightarrow P_{1/2}(F=0)$ . Однако здесь для увеличения эффек-

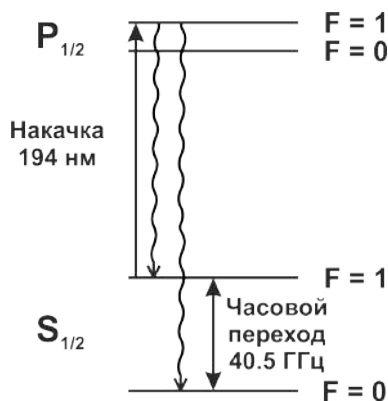
тивности охлаждения, детектирования и накачки также был использован перекачивающий лазер на длине волны 609.1 нм. Его необходимость была вызвана тем, что здесь охлаждающий переход на самом деле не является полностью циклическим (см. рис. 1.21). Уровень  $P_{1/2}$  имеет небольшую вероятность распасться в метастабильное состояние  $D_{3/2}$ , время жизни которого составляет 19 с. Более того, в результате столкновений с другими атомами и ионами частицы могут перейти в состояние  $F_{7/2}$  со временем жизни более недели. Лазер на длине волны 609 нм или 935 нм позволяет быстро вернуть населенность из состояния  $D_{3/2}$  в основное через уровни  $D[1/2]_{1/2}$  и  $D[3/2]_{1/2}$  соответственно.

Внимания также заслуживает микроволновый иттербиевый стандарт, разработанный в JPL [59]. Данной группе удалось уместить всю вакуумную часть стандарта в объеме порядка  $1 \text{ см}^3$ , что в перспективе дает возможность изготовить очень компактный стандарт, обладающий значительно более низким дрейфом частоты, чем достижимый сегодня при помощи рубидиевых ячеек и водородных мазеров. Нестабильность данного прототипа стандарта частоты составила  $2 \times 10^{-11} \tau^{-1/2}$ . Охлаждение ионов в ловушке осуществлялось при помощи буферного газа, накачка и детектирование — излучения на длине волны 369.5 нм. Для перекачки применялся лазер, излучающий на 935 нм.

### 1.3.5 Ионные стандарты частоты на основе $^{199}\text{Hg}^+$

Наиболее перспективным микроволновым ионным репером частоты сегодня является ион  $^{199}\text{Hg}^+$ . Данный изотоп ртути обладает наибольшей массой и наибольшей величиной сверхтонкого расщепления основного состояния среди всех стабильных атомарных ионов, пригодных для использования в стандартах частоты, равной 40.5 ГГц. Одновременно с этим спин его ядра равен  $I = 1/2$ , что обеспечивает простую структуру уровней. Единственным недостатком данного элемента для применения в области микроволновых стандартов частоты является то, что для его накачки и лазерного охлаждения требуется излучение на длине волны, равной 194 нм, лазерные источники для получения которого трудно изготовить, а тем более — сделать компактными.

Рисунок 1.22 — Частичная схема уровней  $^{199}\text{Hg}^+$ .



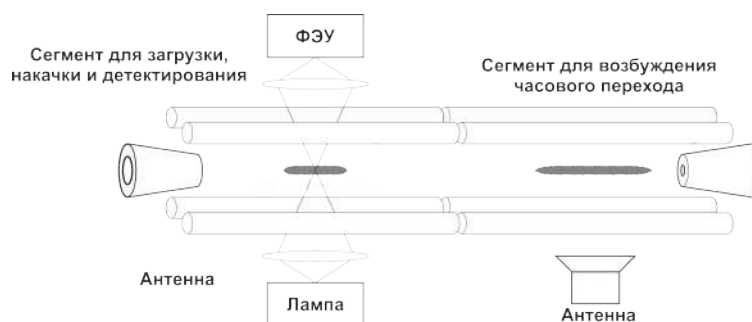


Первые ртутные стандарты частоты были созданы примерно в одно и то же время в Лаборатории атомных часов (ЛНА, Франция) [60] и в лабораториях Хьюлит-Паккард (НР, США) [61]. Устройство их также было практически аналогично. Для удержания ионов  $^{199}\text{Hg}^+$  использовалась гиперболическая ловушка Пауля, куда захватывалось около  $10^6$  частиц, охлаждаемых при помощи буферного газа. Для оптической накачки использовалась газоразрядная лампа, содержащая пары  $^{202}\text{Hg}^+$ . Оказывается, что частота перехода  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  в  $^{202}\text{Hg}^+$  близка по частоте с переходом  $S_{1/2}(F=1) \rightarrow P_{1/2}$  в  $^{199}\text{Hg}^+$  (см. рис. 1.22). Благодаря этому излучение такой лампы успешно накачивает населенность ионов ртути в состояние  $S_{1/2}(F=0)$ . После возбуждения перехода при помощи микроволнового излучения на частоте 40.5 ГГц количество возбужденных частиц детектировалось по интенсивности флуоресценции на длине волны 194 нм во время следующего импульса накачки. Коротковременная нестабильность этих стандартов составляла  $3.6 \times 10^{-11} \tau^{-1/2}$  и  $1.2 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$  у ЛНА и НР соответственно.

Среди всех лабораторий, продолживших исследования по созданию данного вида стандарта, особенно следует выделить работу Лаборатории реактивного движения (JPL, США). Применение ими линейной ловушки вместо трехмерной позволило значительно увеличить точность стандарта и на порядок улучшить его нестабильность до уровня  $2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  [62]. Следующим их шагом было разделение линейной ловушки на несколько сегментов (см. рис. 1.23): один из них использовался для загрузки, накачки и детектирования, а второй — для возбуждения микроволнового перехода. Для перемещения захваченных ионов между сегментами ловушки, к потенциалу на электродах одного из сегментов добавлялось положительное смещение. Сегмент, предназначенный для возбуждения часового перехода, делался длиннее, чтобы при том же поперечном радиусе облака можно было бы использовать больше ионов (до  $10^7$ ), а также был тщательно изолирован от паразитных магнитных полей. Кроме того, во время возбуждения перехода ионы были изолированы от полей, создаваемых лампой. Все это позволило значительно увеличить точность стандарта, а также снизить чувствительность его частоты к внешним условиям, в частности к количеству захваченных частиц. После этого было предложено создание комбинированных ловушек, также состоящих из двух сегментов. Загрузочный сегмент представлял собой обычную линейную квадрупольную ловушку, обеспечивающую оптимальный оптический доступ и плотность ионов, в то время как сегмент для возбуждения был выполнен как мультипольная (12-, а затем и 16-польная) ловушка.

Мультипольные ловушки обладают тем преимуществом, что вблизи её оси удерживающее поле растёт значительно медленнее, чем в квадрупольных, зато потом их псевдопотенциал имеет резкие "стенки". Таким образом, при том же количестве ионов в мультипольных ловушках плотность ионов, а значит столкновительный сдвиг их часового перехода, оказывается заметно меньше, равно как и величина микродвижения, которому подвержены частицы. Уменьшение микродвижения приводит к значительному уменьшению доплеровского сдвига. Все это обеспечивает таким часам более высокую кратковременную ста-

Рисунок 1.23 — Схема комбинированной ловушки с двумя сегментами — один для загрузки и подготовки ансамбля ионов, а также для их регистрации, а второй — для возбуждения часового перехода.



бильность (девиация Аллана достигает  $5 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ ), точность, а также относительные дрейфы частоты (менее  $3 \times 10^{-17}$  в день) [16]. Основываясь на этом принципе также был разработан компактный и надежный стандарт, для космической навигации (Deep Space Atomic Clock — DSAC) [20] с массой равной 16 кг, объемом в 17 литров, кратковременной нестабильностью  $1.5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  и относительным дрейфом частоты менее  $6 \times 10^{-16}$  в день.

Также стоит отметить микроволновый стандарт на лазерно-охлажденных ионах  $^{199}\text{Hg}^+$ , созданный в Национальном Институте Стандартов и Технологии (NIST, США) [49]. Для охлаждения использовался переход  $S_{1/2}(F = 1) \rightarrow P_{1/2}(F = 0)$  с длиной волны 194 нм, а также оптическая перекачка на переходе  $S_{1/2}(F = 0) \rightarrow P_{1/2}(F = 1)$ . Относительная погрешность данного стандарта составляет всего  $1 \times 10^{-14}$  а нестабильность —  $3.3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ . Однако для осуществления охлаждения здесь была использована сложная лазерная система с несколькими лазерными источниками и нелинейными преобразованиями. Ещё одна сложность заключается в том, что отстройка частот охлаждающего и перекачивающего лазерных пучков должна составлять 47.4 ГГц, которую трудно получить при помощи акустооптических и электрооптических модуляторов.

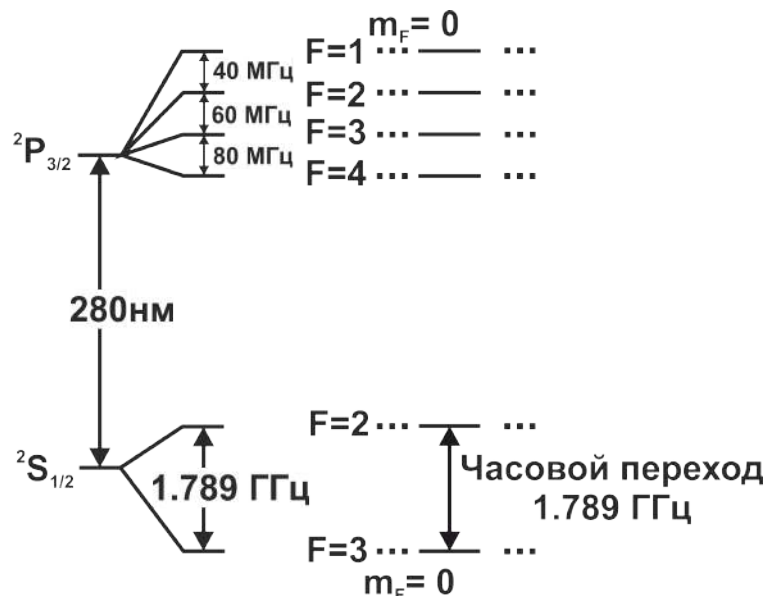
**Микроволновый стандарт частоты на основе  $^{25}\text{Mg}^+$**

В данной главе будет описан создаваемый нашей группой радиочастотный стандарт частоты на основе лазерно-охлажденных ионов магния. Здесь будут описаны свойства данного иона, схема стандарта и его ожидаемые характеристики.

**2.1 Ион  $^{25}\text{Mg}^+$  как репер частоты**

Существуют три стабильных изотопа магния —  $^{24}\text{Mg}$  (доля изотопа в природном магнии — 79%),  $^{25}\text{Mg}$  (10%) и  $^{26}\text{Mg}$  (11%). Среди них только  $^{25}\text{Mg}$  обладает ненулевым спином ядра, равным  $I = 5/2$ , благодаря чему у него присутствует сверхтонкая структура уровней. Величина сверхтонкого расщепления его основного состояния составляет  $\nu_{HFS} = 1.789$  ГГц. Лазерное охлаждение, оптическая накачка, а также детектирование состояния данного иона могут быть осуществлено на сильном переходе  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$  (см. рис. 2.1), имеющим естественную ширину  $\Gamma = 2\pi \times 41.4$  МГц. Данный переход расположен на длине волны  $\lambda = 279.6$  нм и цикличен относительно термов  $S_{1/2}$  и  $P_{3/2}$  (однако для охлаждения и накачки все равно требуется несколько лазерных пучков, о чем будет подробнее сказано далее). Излучение на данной длине волны может быть относительно легко получено как четвертая гармоника полупроводникового лазера. Кроме того, далее в данной работе будет показано, что все лазерные пучки, необходимые для функционирования данного стандарта, могут быть получены при помощи единственного лазерного источника и нескольких акусто-оптических модуляторов, что делает лазерную систему относительно простой и дешевой.

Рисунок 2.1 — Частичная схема уровней иона  $^{25}\text{Mg}^+$ .

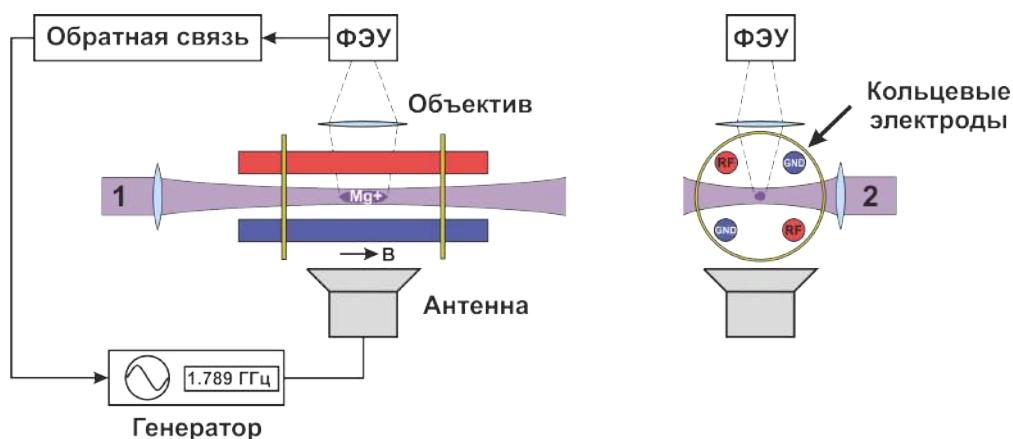


Несмотря на небольшую частоту часового перехода и массу, наши оценки показывают,

что на основе данного иона можно создать относительно простой и надежный стандарт частоты микроволнового диапазона, обладающий низкой величиной частотного дрейфа и высокой кратковременной стабильностью. Хотя эксперименты с данным ионом осуществлялись во многих лабораториях мира, стандартов частоты на основе ионов магния на сегодняшний день реализовано ещё не было.

Схема будущего стандарта представлена на рисунке 2.2. Захват ионов планируется осуществлять в линейную квадрупольную ловушку Пауля, расположенную в вакуумной камере. Для лазерного охлаждения, накачки и детектирования состояния ионов будет использована единая лазерная система на основе полупроводникового лазера, а регистрация фотонов будет осуществляться при помощи ФЭУ.

Рисунок 2.2 — Схема будущего микроволнового стандарта частоты на основе ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ . Охлаждение, накачка и детектирование будут осуществляться при помощи двух лазерных пучков, обозначенных на рисунке цифрами 1 и 2, частота и поляризация которых будут меняться в зависимости от конкретной операции. Магнитное поле  $B$  снимает вырождение подуровней ионов по магнитным квантовым числам. Удерживаться ионы будут при помощи квадрупольной ловушки Пауля. Аксиальное удержание обеспечивается двумя кольцевыми электродами, на которые подается положительный постоянный потенциал. Радиальное удержание достигается четырьмя цилиндрическими электродами, два из которых заземлены (GND), а к двум другим (RF) — приложен переменный потенциал.



В следующих нескольких разделах будет подробно описан каждый из компонентов будущего стандарта, а также приведены оценки его стабильности и точности.

## 2.2 Линейная квадрупольная ловушка Пауля

Для удержания ионов магния в нашей лаборатории была разработана линейная квадрупольная ловушка Пауля. Она представляет собой четыре цилиндрических вольфрамовых электрода радиусом  $r = 1$  мм. Расстояние между поверхностями двух диагональных электродов составляет  $2r_0 = 2.95$  мм (см. рис. 2.2). Два диагональных электрода заземлены, а к другим двум прикладывается переменный гармонический потенциал. Выбор геометрии

ловушки обоснован компромиссом между близостью соотношения  $r/r_0$  к оптимальному (см. главу 1), и оптическим доступом к захваченным ионам. Большая длина электродов, равная 74 мм, обеспечивает отсутствие влияния конечности их длины на динамику ионов. Материал электродов обусловлен простотой изготовления и низкой величиной аномального нагрева, вызываемого флуктуациями патчевых зарядов на поверхности стержней [63].

Удержание ионов в осевом направлении обеспечивается при помощи кольцевых электродов, на которые подается постоянный положительный потенциал. В данной ловушке предусмотрено четыре таких электрода, напряжения на которые могут управляться независимо. Таким образом, данная ловушка имеет три сегмента.

Данная ловушка спроектирована таким образом, чтобы все диэлектрические поверхности были расположены далеко от области удержания частиц, чтобы минимизировать паразитные электрические поля в области захвата. Кроме того, в ловушке предусмотрены четыре дополнительных стержневых электрода, расположенные вокруг квадруполя (рис. 2.3). Они предназначены для компенсации остаточных паразитных полей.

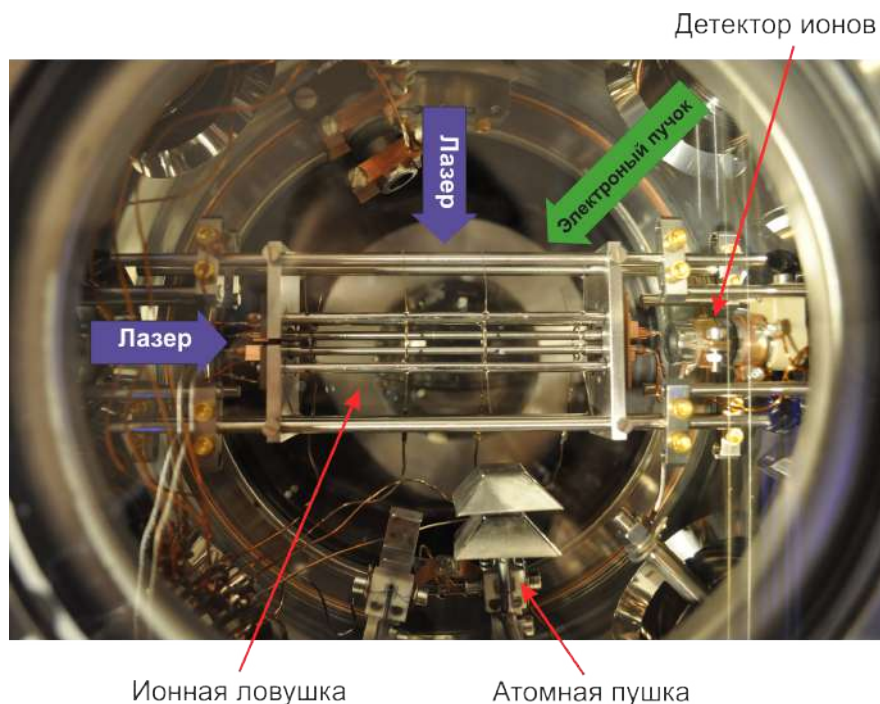
К радиочастотным электродам ловушки прикладывается переменный потенциал вида  $U_{dc} + V_{ac} \cos(\omega t)$  с частотой  $\omega = 2\pi \times 18.2$  МГц. Обычно ловушка работает при напряжениях  $U_{dc} = 0$  и  $V_{ac} = 450$  В, что для ионов  $^{25}\text{Mg}^+$  соответствует параметрам Матье, задаваемым формулами 1.3, равным  $a = 0$  и  $q = 0.12$ . Секулярная частота колебаний иона магния в направлении, перпендикулярном оси ловушки, при этом составляет  $\omega_{rad} = 2\pi \times 900$  кГц, а глубина потенциала —  $D \approx 8$  эВ.

Для создания переменного напряжения такой амплитуды на радиочастотных (РЧ) электродах нами был изготовлен резонансный трансформатор, представляющий собой две индуктивно связанных между собой обмотки, смонтированные на тефлоновой основе. Резонансный контур образован вторичной обмоткой и электродами ловушки, которые имеют ёмкость около 20 пФ. Согласование входного импеданса трансформатора и генератора переменного напряжения его питающего осуществляется путем изменения коэффициента взаимной индукции обмоток.

Для удержания ионов в данном эксперименте используется центральный сегмент ловушки, удержание ионов в котором обеспечивают два центральных кольцевых электрода, к которым прикладывается потенциал  $U_{ax} = 1$  кВ. В результате этого, частота колебаний захваченных ионов в аксиальном направлении составляет порядка  $\omega_{ax} = 2\pi \times 100$  кГц.

Загрузка ионов в ловушку осуществляется путем ионизации магниевого атомного пучка, проходящего через область удержания, путем ударной ионизации электронным пучком (см. рис. 2.3) непосредственно в зоне захвата ловушки. Атомный пучок образуется при помощи атомной пушки, которая представляет собой танталовую трубку, заполненную магнием и снабженную электрическим нагревателем. После трубки располагаются две диафрагмы, защищающие установку от загрязнения магнием. Электронный пучок с энергией частиц, равной 500 эВ, образован при помощи коммерческой электронной пушки EGA-1012 KIMBALL PHYSICS.

Рисунок 2.3 — Фотография вакуумной части установки. В центре вакуумной камеры находится линейная квадрупольная ловушка Пауля, состоящая из четырех цилиндрических радиочастотных электродов, четырех компенсационных электродов и четырех кольцевых электродов для аксиального удержания частиц. Лазерные пучки заводятся в камеру вертикально и вдоль оси. На оси ловушки также расположен детектор ионов (канальный электронный умножитель), который используется для неоптических экспериментов с ловушкой. На заднем фоне виден объектив, используемый для сбора излучения флуоресценции захваченных ионов.



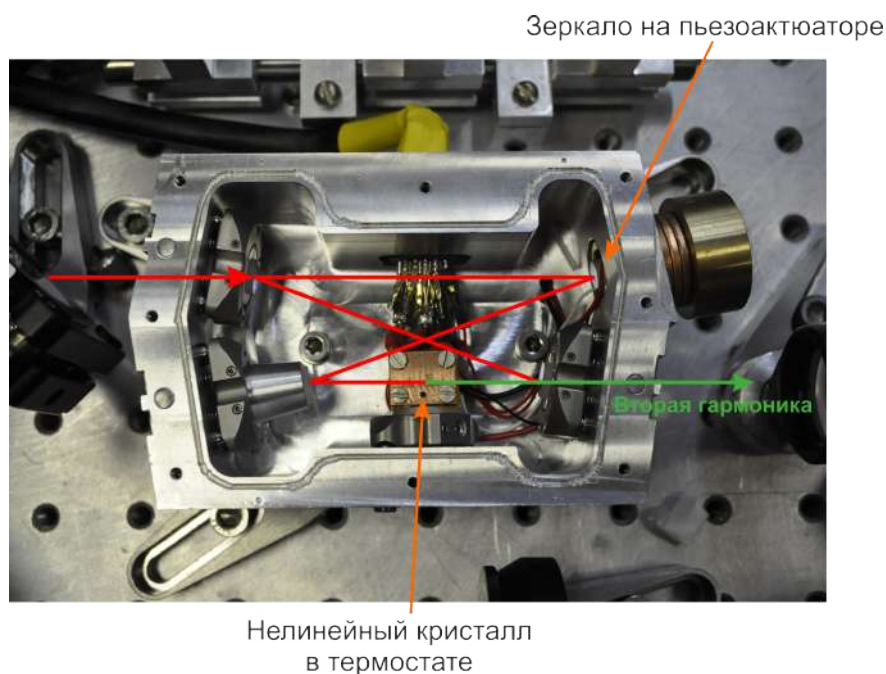
Так как в атомной пушке содержится магний в натуральном изотопном составе, то магния  $^{25}\text{Mg}^+$  в ловушке после загрузки будет только порядка 10%. Поэтому для обеспечения оптимального соотношения сигнал/шум магниевого стандарта необходимо удалить из ловушки все другие изотопы магния. Этого можно добиться используя масс-селективные свойства ловушек Пауля. Для этого напряжение на радиочастотных электродах ловушки после загрузки меняется так, чтобы параметры  $a$  и  $q$  для  $^{25}\text{Mg}^+$  оказались в "зубе" диаграммы устойчивости (рис. 1.14). При этом остальные ионы будут выброшены из ловушки.

Ловушка, вместе с атомной и электронной пушками, располагается в вакуумной камере, в которой при помощи ион-геттерного насоса поддерживается давление  $5 \times 10^{-10}$  мбар. Высокий вакуум в камере важен по той причине, что, во-первых, столкновения ионов с фоновым газом могут приводить к появлению сдвигов частоты часового перехода, а во-вторых, т.к. такие столкновения могут приводить к потере ионов из ловушки (в результате неупругих ударов с обменом зарядами) или образованию из ионов магния и атомов фонового газа молекулярных ионов. Вакуумная камера снабжена пятью кварцевыми окнами, позволяющими осуществлять оптический доступ к частицам.

### 2.3 Лазерная система

В основе лазерной системы для реализации магниевого ионного стандарта частоты лежит полупроводниковый инфракрасный лазер TopTica TA Pro, излучающий на длине волны 1120 нм и снабженный рупорным усилителем. Выходная мощность инфракрасного излучения составляет 830 мВт. Для преобразования этого света в ультрафиолетовое излучение для взаимодействия с ионами магния используется каскад из двух разработанных в нашей лаборатории генераторов второй гармоники, основанных на нелинейных кристаллах LBO и ВВО соответственно (см. рис. 2.4), помещенных в кольцевые резонаторы [64]. Для стабилизации длин резонаторов используется метод привязки Хэнша-Куйо [65]. На выходе каскада генерации четвертой гармоники нами было получено порядка 5 мВт излучения на длине волны 279.6 нм .

Рисунок 2.4 — Фотография разработанного в нашей лаборатории генератора второй гармоники, используемого в эксперименте. Он представляет собой цельнометаллический корпус с вмонтированными в него прецизионными оправками. В оправках установлены зеркала с высоким коэффициентом отражения (за исключением входного, которое имеет коэффициент отражения 98% для обеспечения согласования мод). Зеркала образуют кольцевой резонатор, внутри которого установлен термостабилизированный нелинейный кристалл (LBO для первого каскада удвоения и ВВО — для второго). Одно из зеркал смонтировано на пьезоактюаторе для обеспечения стабилизации длины резонатора.



Частота лазера стабилизируется при помощи измерителя длин волн Angstrom WS-U, регулярно калибруемого по сигналу насыщенного поглощения в  $^{87}\text{Rb}$ , который обеспечивает точность частоты лазера в пределах 10 МГц. Для привязки лазера используется встроенный в волномер PID-контроллер.

Для осуществления охлаждения, накачки и детектирования состояния ионов нам необходимо два лазерных пучка, частоты которых приблизительно совпадают с частотами переходов  ${}^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}$  и  ${}^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{1/2}$  (в зависимости от конкретной операции частоты этих пучков необходимо варьировать в пределах 100 МГц). Таким образом, имеющееся излучение на длине волны 280 нм необходимо разделить на два пучка и отстроить их частоты друг от друга приблизительно на 1.8 ГГц. Кроме того, в зависимости от операции данные пучки должны возбуждать переходы с  $\Delta m_F = \pm 1$  или 0. В зависимости от этого необходимо также менять направление и поляризацию пучков (для возбуждения переходов с  $\Delta m_F = 0$  пучок должен быть направлен перпендикулярно оси и иметь линейную поляризацию, для  $\Delta m_F = \pm 1$  — вдоль оси и круговую поляризацию).

Все эти задачи могут быть решены при помощи оптической схемы, изображенной на рисунке 2.5. Пучок из последнего генератора второй гармоники делится на две части. После этого частоты этих двух новых пучков отстраиваются друг от друга при помощи двух акустооптических модуляторов (АОМов) в двухпроходной конфигурации приблизительно на величину сверхтонкого расщепления основного состояния. АОМы также позволяют быстро и независимо включать и выключать эти два пучка. Меняя частоту на генераторах, управляющих этими АОМами, можно также независимо варьировать частоту этих пучков в пределах порядка 100 МГц. Деление и сбивание пучков друг с другом осуществляется при помощи поляризационных светоделителей. На рисунке 2.5 управление направлением завалки пучков в ловушку и их поляризацией обеспечивается при помощи трех электрооптических модуляторов (ЭОМов). Меняя с их помощью поляризацию излучения после АОМов, можно независимо посылать его в направлениях 1 или 2, обозначенных на рисунке. Пучок, обозначенный на рисунке цифрой 1, заходит в ловушку вдоль её оси, а цифрой 2 — перпендикулярно ей. Третий ЭОМ позволяет управлять поляризацией пучка, заходящего в ловушку вдоль её оси.

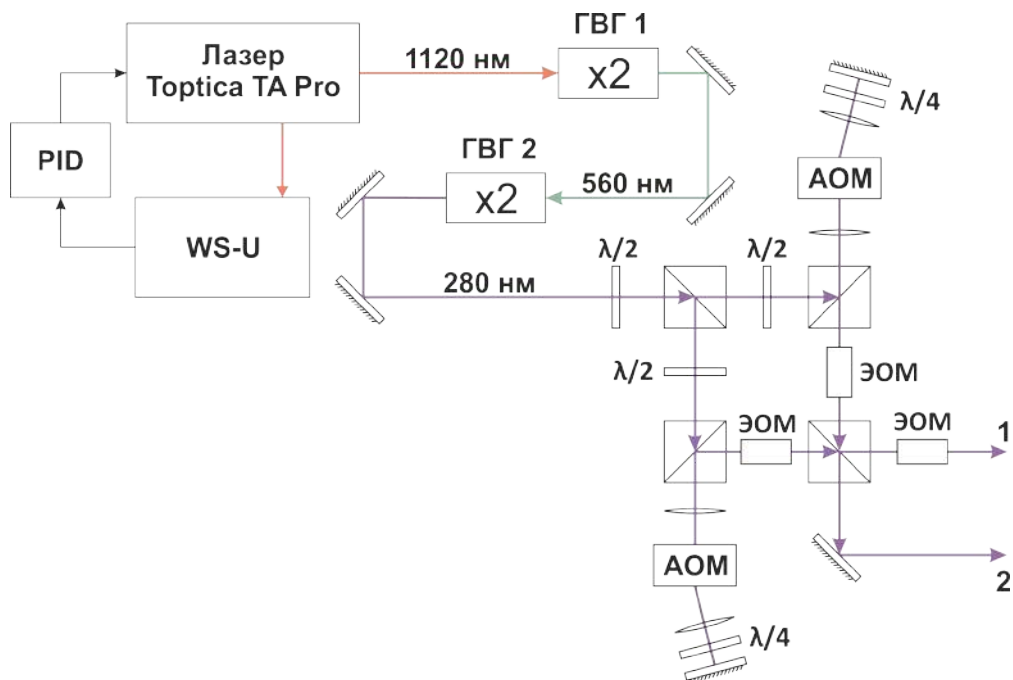
Того же результата можно было бы добиться, заменив ЭОМы на полу- и четвертьволновые пластинки на моторизированных столиках, которые бы вдвигались и выдвигались из пучков по сигналу с компьютера. Это бы сделало установку значительно дешевле, однако скорость перекоммутации пучков при этом стала бы значительно ниже, а также такие столики создавали бы нежелательные механические вибрации элементов установки.

## 2.4 Источники микроволнового поля и магнитного с-поля

Для снятия вырождения по магнитным квантовым числам были изготовлены две катушки, которые будут установлены соосно с ловушкой в конфигурации Геймгольца. Катушки имеют диаметр  $D = 26$  см и состоят из 100 витков каждая. Будучи расположены друг от друга на расстоянии, равном их радиусу, такие катушки создают в центре между ними поле высокой однородности, направленное вдоль оси ловушки. Согласно закону Био-Савара-Лапласа, зависимость индукции магнитного поля, создаваемого этими катушками



Рисунок 2.5 — Оптическая схема, позволяющая обеспечить лазерное охлаждение, накачку и детектирование состояния ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ . В основе лежит инфракрасный полупроводниковый лазер Toptica TA Pro, частота которого стабилизирована по измерителю длин волн WS-U. При помощи двух генераторов второй гармоники (ГВГ 1 и ГВГ 2) образуется четвертая гармоника излучения этого лазера. Далее пучок расщепляется на две части, частоты которых отстраиваются друг от друга при помощи двух акустооптических модуляторов (АОМ). Коммутация пучков осуществляется при помощи нескольких полу- и четвертьволновых пластинок, поляризационных светоделителей и электрооптических модуляторов (ЭОМ). 1 и 2 — пучки, заводящиеся в ловушку и соответствующие таковым на рисунке 2.2.



в центре ловушки, от протекающего через них тока будет задаваться формулой  $B(I) = \kappa I$  где  $\kappa = 6 \text{ Гс/А}$ .

Для компенсации внешних полей по другим осям планируется также изготовить дополнительные катушки, а также магнитный экран, который будет защищать вакуумную камеру от флуктуаций магнитного поля в лаборатории.

Источником микроволнового излучения для возбуждения часового перехода будет генератор, стабилизированный по пассивному водородному мазеру. Управление генератором осуществляется при помощи компьютера. Сигнал генератора, будучи предварительно усиленным, будет поступать на антенну, установленную с напротив ловушки рядом с вакуумной камерой. Параметры антенны были рассчитаны для эффективной работы на частоте  $\nu_{HFS} = 1.789 \text{ ГГц}$ .

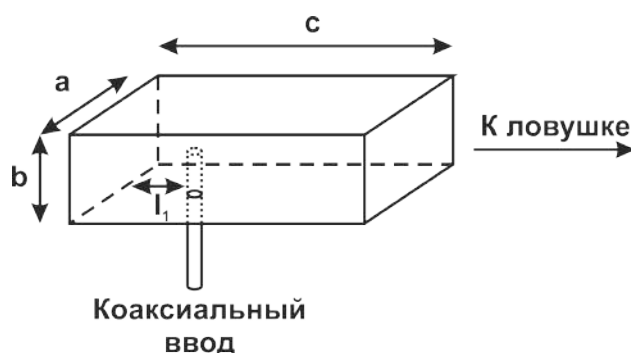
Антенна будет представлять собой волновод в форме параллелепипеда, поле в котором будет возбуждаться при помощи коаксиального ввода (см. рис. 2.6). Размеры волновода  $a$  и  $b$  определяются из соображений распространения по волноводу только одной основной моды  $TE_{10}$ . Для этого должны быть выполнены условия  $0.6\lambda_0 < a < 0.9\lambda_0$  и  $b < \lambda_0/2$  [66],

где  $\lambda_0$  — длина волны излучения на частоте  $\nu_{HFS}$  в воздухе. Распространенной практикой является выбор  $b = a/2$ . Для сокращения размеров волновода и, соответственно, установки в целом, размеры будут выбираться близкими к минимально допустимым:  $a = 2b = 107$  мм. Длина волновода  $c$  выбирается из соображений затухания на ней старших мод излучения, а также минимизации отражения волны от его открытого конца. Формулы для оценки необходимой длины могут быть также найдены в [66]. В данном эксперименте будет использован волновод длиной  $c = 154$  мм. Расстояние  $l_1$  от ввода до задней стенки антенны обычно выбирается равным  $l_1 \approx \lambda_w/4$  для обеспечения оптимального возбуждения излучения в волноводе. Здесь  $\lambda_w$  — длина волны в волноводе. Согласование импеданса антенны с выходным сопротивлением усилителя будет осуществляться эмпирическим подбором оптимальной длины коаксиального ввода.

Распространенной практикой является пирамидальное расширение волновода в конце для обеспечения узконаправленности излучения. Такие антенны называют рупорными. Однако здесь для сокращения размеров антенны этот прием применяться не будет.

Антенна будет установлена таким образом, чтобы излучение было направлено в сторону ловушки и направление поляризации магнитного поля совпадало с направлением с-поля (осью ловушки).

Рисунок 2.6 — Схема антенны для возбуждения часового перехода в ионах магния.



## 2.5 Детектирование флуоресценции ионов

Сбор излучения от ионов осуществляется при помощи широкоапертурного объектива, установленного снаружи вакуумной камеры, состоящего из набора сферических линз, изготовленных из плавленого кварца и просветленных на длину волны 280 нм. Собранное излучение фокусируется на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Сигнал с ФЭУ поступает на счетчик импульсов, управляемый с компьютера. Объектив спроектирован таким образом, чтобы вносить минимальные сферические aberrации при отображении захваченных ионов. Это позволяет помимо ФЭУ наблюдать флуоресценцию ионов на высокочувствительной EMCCD камере, разрешая при этом отдельные частицы.

## 2.6 Алгоритм работы стандарта

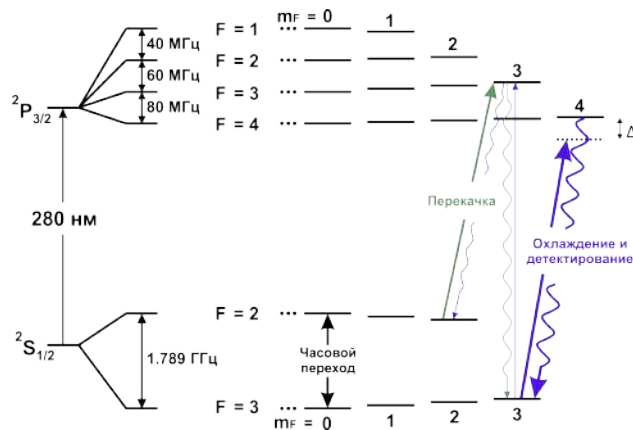
Алгоритм работы данного стандарта схож с принципом функционирования кадмиевого стандарта, описанного в [19]. В самом начале ловушка загружается ионами магния, после чего происходит селекция нужного изотопа. В итоге в ловушке должно оказаться порядка  $10^6$  ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ . Затем начинается циклический процесс опроса часового перехода. Данный процесс состоит из четырех этапов: (i) лазерное охлаждение ионов; (ii) накачка в состояние  $^2S_{1/2}(F = 2, m_F = 0)$ ; (iii) возбуждение часового перехода при помощи микроволнового поля; (iv) детектирование количества возбужденных ионов.

Рассмотрим каждый из этих этапов подробнее.

### 2.6.1 Лазерное охлаждение ионов $^{25}\text{Mg}^+$

Лазерное охлаждение будет осуществляться на циклическом переходе  $^2S_{1/2}(F = 3, m_F = 3) \rightarrow ^2P_{3/2}(F = 4, m_F = 4)$  (см. рис. 2.7). Возбуждаться он будет при помощи лазерного пучка, направленного вдоль оси ловушки и имеющего  $\sigma^+$  поляризацию. Его частота должна быть отстроена в красную область от данного перехода. Согласно теории лазерного доплеровского охлаждения, наиболее эффективное охлаждение наблюдается при отстройке порядка  $\Delta = \Gamma/2$ , где  $\Gamma$  — естественная ширина перехода. Однако в реальности при охлаждении ионов оптимальная отстройка может быть в пределах от  $\Gamma/2$  до  $\Gamma$ , что связано с наличием у ионов в ловушке микродвижения [67].

Рисунок 2.7 — Схема лазерного охлаждения иона  $^{25}\text{Mg}^+$ .



Несмотря на то, что данный переход является циклическим, из-за того, что сверхтонкое расщепление уровня  $^2P_{3/2}$  имеет тот же порядок величины, что и ширина перехода, а кроме того, из-за неидеальности поляризации охлаждающего излучения, оно также будет нерезонансно возбуждать переход  $^2S_{1/2}(F = 3, m_F = 3) \rightarrow ^2P_{3/2}(F = 3, m_F = 3)$ . Это будет приводить к потере ионов из охлаждающего цикла. Для избежания этого необходим второй лазерный пучок, резонансно возбуждающий переход  $^2S_{1/2}(F = 2, m_F = 2) \rightarrow$

${}^2P_{3/2}(F = 3, m_F = 3)$  и возвращающий частицы обратно в охлаждающий цикл. Он должен быть также направлен вдоль оси ловушки и иметь круговую поляризацию.

Кроме увеличения времени жизни ионов в ловушке и уменьшении доплеровского сдвига частоты часового перехода, охлаждение позволяет получить более высокие значения отношения сигнал/шум при детектировании сигнала флуоресценции ионов. Т.к. источник флуоресценции оказывается сконцентрирован в небольшой области пространства, можно эффективно подавить фоновую засветку детектора путем уменьшения поля зрения при помощи диафрагм.

### 2.6.2 Оптическая накачка

В качестве часового перехода в стандарте будет использоваться переход  ${}^2S_{1/2}(F = 2, m_F = 0) \rightarrow {}^2S_{1/2}(F = 3, m_F = 0)$ , так как его частота зависит от магнитного поля только квадратично, а значит флуктуации магнитного поля будут оказывать значительно меньшее влияние на характеристики стандарта. Однако накачка на уровень  ${}^2S_{1/2}(F = 2, m_F = 0)$  в случае магния представляет собой более тяжелую задачу, чем в случае всех описанных в предыдущей главе ионов. Это связано с тем, что спин ядра у  ${}^{25}\text{Mg}^+$  равен  $I = 5/2$ , а не  $1/2$ , как у других. По этой причине у его сверхтонких компонент основного состояния намного больше магнитных подуровней.

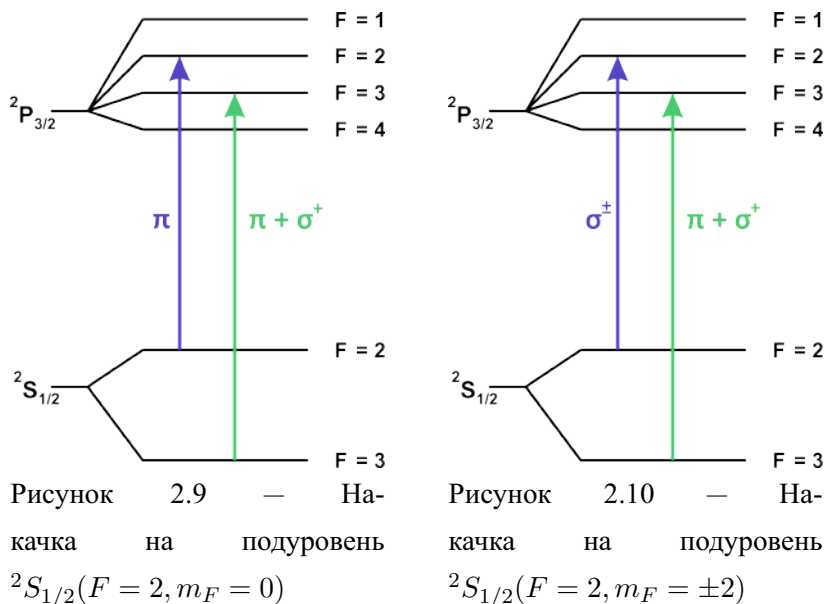
Такая накачка может быть осуществлена при помощи двух лазерных пучков (см. рис. 2.9). Один из них должен быть в резонансе с переходом  ${}^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F = 2)$ , причем направлен он должен быть перпендикулярно оси квантования, а его поляризация — быть параллельной ей. Этот пучок обеспечивает накачку ионов в состоянии  ${}^2S_{1/2}(F = 2, m_F \neq 0)$  в состояние  ${}^2S_{1/2}(F = 2, m_F = 0)$ . Второй пучок обеспечивает накачку с уровня  ${}^2S_{1/2}(F = 3)$  на уровень  ${}^2S_{1/2}(F = 2)$ . Для этого его частота должна быть резонансна с переходом  ${}^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F = 3)$ , а его поляризация и направление должны меняться со временем так, чтобы он возбуждал попеременно то  $\pi$ , то  $\sigma$  переходы.

Часовой переход  $m_F = 0 \rightarrow m_{F'} = 0$  является наименее чувствительным к магнитному полю, однако тем не менее его частота будет зависеть от индукции поля. Чтобы вычислить поправку к частоте, обусловленную квадратичным эффектом Зеемана, необходимо достаточно точно измерить магнитное поле в области захвата. Сделать это можно при помощи самих ионов магния. Для этого можно измерить, например, частоты  $\nu_{\pm 2}$  переходов  ${}^2S_{1/2}(F = 2, m_F = \pm 2) \rightarrow {}^2S_{1/2}(F = 3, m_F = \pm 2)$ , которые зависят от магнитного поля линейно. Из формулы Брейта-Раби [68] следует, что зная эти частоты, величину магнитного поля можно вычислить по формуле

$$B = \kappa(\nu_{-2} - \nu_2), \quad (2.1)$$

где  $\kappa = 0.267 \text{ Гс/МГц}$ . При выводе данной формулы использовались значения  $g_J = 2,002254(3)$  [69] и  $g_I = 3,419804(27)$  [70] для электронного и ядерного g-факторов магния соответ-

Рисунок 2.8 — Схема оптической накачки ионов.



ственно. Таким образом, для вычисления магнитного поля нужно периодически вместо накачивания ионов на уровень  ${}^2S_{1/2}(F = 2, m_F = 0)$  накачивать их на уровни  ${}^2S_{1/2}(F = 2, m_F = \pm 2)$  и измерять частоты  $\nu_{\pm 2}$ . Такая накачка может быть осуществлена аналогично обычной за исключением поляризации и направления первого пучка (см. рис. 2.10).

### 2.6.3 Возбуждение часового перехода

Часовой переход будет возбуждаться аналогично тому, как это осуществляется в других ионных стандартах. Ионы будут подвергнуты воздействию двух микроволновых  $\pi/2$  импульсов, разделенных промежутком времени  $\Delta t_R$ . Частота возбуждающего поля будет равна  $\nu_0 \pm \Delta\nu$ , где  $\Delta\nu$  — половина ширины Рэмси-линии, а  $\nu_0$  — номинальная частота перехода. Знак отстройки от номинальной частоты будет меняться от цикла измерения к циклу для определения отклонения частоты локального осциллятора от частоты перехода. Время  $\Delta t_R$  между импульсами будет выбрано экспериментально из соображений наилучшей стабильности. С одной стороны, большее значение  $\Delta t_R$  обеспечивает большую добротность резонанса, однако при этом увеличивается влияние на кратковременную стабильность стандарта стабильности локального осциллятора. Во-вторых, при большом времени опроса частиц ионы успевают нагреться, что также приводит к уменьшению стабильности и точности стандарта. Обычно в подобных стандартах  $\Delta t_R$  составляет от 1 с до 10 с.

#### 2.6.4 Детектирование доли возбужденных ионов

После возбуждения часового перехода будет снова включаться охлаждающий лазер, однако без перекачивающего пучка. При этом интенсивность флуоресценции ионов будет пропорциональна доле возбужденных частиц. Одновременно с включением лазера будет включаться счетчик импульсов, подключенный к ФЭУ. Измеренные значения числа зарегистрированных фотонов  $N_+$  и  $N_-$  (в зависимости от знака отстройки частоты возбуждающего микроволнового поля от номинальной частоты перехода) используются для получения сигнала ошибки (вычисляется их разность) и вносится коррекция в частоту генератора. После этого вся процедура спектроскопии часового перехода повторяется вновь.

#### 2.7 Ожидаемые характеристики будущего стандарта

Для оценки кратковременной стабильности данного стандарта можно воспользоваться формулой [71]

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{2\pi\nu_{HFS}\Delta t_R \text{SNR}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad \tau \geq T_c \geq 2\Delta t_R, \quad (2.2)$$

где  $\Delta t_R$  — промежуток времени между последовательными микроволновыми импульсами в схеме Рэмси, SNR — отношение сигнал-шум,  $T_c$  — полная длительность цикла измерения частоты,  $\tau$  — время усреднения сигнала. Соотношение сигнал/шум определяется квантовым проекционным шумом, а также рядом других технических шумов. Это могут быть шумы электроники, темновые шумы фотоприемника, флуктуации частоты из-за колебаний магнитного поля, флуктуации, вызванные несовпадением от измерения к измерению числа частиц в ловушке (это может, в частности, приводить к изменению доплеровского сдвига второго порядка, вызванного микродвижением), шумы, связанные с эффектом Дике и т.д. Так как предсказать величину технических шумов заранее не представляется возможным, ограничимся оценкой нестабильности частоты, обусловленной квантовым проекционным шумом. В этом случае  $\text{SNR} = \sqrt{N_{ions}}$ , где  $N_{ions}$  — количество ионов в ловушке. Тогда при  $T_c = 2\Delta t_R = 2$  с и  $N_{ions} = 10^6$ , кратковременную нестабильность магниевого стандарта снизу можно оценить как  $\sigma_y(\tau) = 1.3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ . Согласно данной оценке стабильность этого стандарта будет уступать, к примеру, ртутным часам, однако увеличение времени опроса ионов, а также увеличение их числа может позволить улучшить этот показатель.

Вторая важнейшая характеристика стандартов частоты — точность. Целый ряд факторов приводит к сдвигу частоты часового перехода в ионных часах. Это, в частности, доплеровский сдвиг второго порядка, квадратичный эффект Зеемана из-за наличия с-поля, штарковский сдвиг из-за взаимодействия с полем ловушки, соседними частицами и тепловым излучением, а также стлкнувательный сдвиг из-за соударений с атомами фонового газа. Наши расчеты и анализ литературы, относящейся к другим ионным микроволновым стандартам, показывают, что наибольший вклад в погрешность частоты микроволно-

вых лазерно-охлаждаемых стандартов вносят доплеровский сдвиг и квадратичный эффект Зеемана. Остальные вклады по сравнению с ними — пренебрежимо малы.

Так как ионы в ловушке локализованы в области, размер которой меньше длины волны излучения на частоте часового перехода, эффект Доплера первого порядка оказывается подавлен вследствие эффекта Лэмба-Дике. Однако эффект Доплера второго порядка остается и ассоциированный с ним сдвиг частоты может быть вычислен по формуле [72]

$$\frac{\delta\nu_D}{\nu} = -\frac{3k_B T}{2mc^2} \left(1 + \frac{2}{3} N_d^k\right), \quad (2.3)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $m$  — масса иона,  $c$  — скорость света,  $T$  — температура облака частиц, а  $N_d^k$  — безразмерный коэффициент, отражающий вклад микродвижения в сдвиг частоты. При наличии лазерного охлаждения и для конфигураций ловушек, подобных нашей, этот коэффициент оказывается  $N_d^k \approx 3$ . Тогда для ионов магния при неопределенности температуры в  $\Delta T = 1$  К, мы получим погрешность частоты, обусловленную доплеровским сдвигом, равную  $\delta\nu_D/\nu = 2 \times 10^{-14}$ .

Из формулы Брейта-Раби [68] следует, что зависимость частоты часового перехода в ионе  $^{25}\text{Mg}^+$  от магнитного поля имеет вид  $\nu_0(B) = \nu_{HFS} + \eta B^2$ , где  $\nu_{HFS}$  — невозмущенная частота сверхтонкого расщепления основного состояния,  $B$  — индукция магнитного поля, а коэффициент  $\eta = 2.199$  кГц/Гс<sup>2</sup>. Ввиду малой величины  $\nu_{HFS}$  данный ион оказывается значительно более чувствительным к магнитному полю, нежели другие описанные в данной работе. Поэтому для обеспечения достаточной точности необходимо использовать по возможности меньшие, однако достаточные для снятия вырождения, величины с-поля и обеспечить эффективное магнитное экранирование установки. Из данной формулы следует, что при величине магнитного поля в  $B = 1$  мГс и его неопределенности  $\delta B = 10$  мкГс, вклад эффекта Зеемана в погрешность стандарта будет составлять  $\delta\nu_Z/\nu = 3 \times 10^{-14}$ .

Таким образом, ожидаемая суммарная погрешность стандарта будет составлять около  $3.6 \times 10^{-14}$ .

## 2.8 Текущее состояние проекта

На данный момент успешно была изготовлена и испытана вакуумная часть установки, состоящая из ловушки, а также атомной и электронной пушек. Были произведены эксперименты по захвату в ловушку ионов и измерению их времени жизни. Также была собрана вся оптическая часть, за исключением системы отстройки и управляемой коммутации лазерных пучков перед заводом их в ловушку. Были проведены эксперименты по захвату и лазерному охлаждению ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  в ловушку для проверки и оптимизации параметров ловушки и лазерной системы. Следующими шагами на пути к созданию стандарта частоты будут завершение оптической схемы коммутации пучков, установка катушек для создания с-поля и создание магнитного экрана, а также изготовление антенны для возбуждения часового перехода. После этого сборка установки для реализации стандарта частоты на

ионах магния будет завершена и можно будет начинать эксперименты по микроволновой спектроскопии ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ .



### Исследование процессов нагрева и потерь ионов из ловушки

Исследование процессов нагрева ионных облаков в ловушках имеет очень важное значение для создания ионных стандартов частоты. Так, баланс между скоростями нагрева и охлаждения определяет минимальную температуру, до которой ионы могут быть охлаждены. В свою очередь температура ионов определяет величину доплеровского сдвига второго порядка. Кроме того, именно процессы нагрева ионов во многом ограничивают максимальный промежуток времени  $\Delta t_R$  между Рэмси-импульсами. Таким образом, важной задачей при проектировании ловушек является подавление всевозможных механизмов нагрева и потерь ионов. Механизмы, приводящие к потере ионов из ловушки без нагрева остальных частиц также ухудшают соотношение сигнал/шум при детектировании, а также ограничивают  $\Delta t_R$ .

Существует множество каналов нагрева и потерь ионов. Во-первых, к нагреву и потере ионов из ловушки могут приводить столкновения захваченных частиц с атомами остаточного фонового газа в вакуумной камере. Так, упругие столкновения ионов с такими частицами могут приводить к увеличению температуры ионного облака и последующей потере частиц из ловушки, если масса атомов фонового газа больше, чем масса ионов. Неупругие столкновения ионов с фоновым газом также могут негативно сказываться на работе стандарта. Так, в результате столкновений с остаточным газом ионы магния могут образовать молекулярные ионы, такие как  $MgH^+$ . При этом этот ион больше не будет участвовать в процессе охлаждения и опроса часового перехода, а будет лишь симпатически нагревать остальные захваченные частицы и ухудшать соотношение сигнал/шум. Зачастую время жизни ионов в ловушках также определяется другим видом неупругих столкновений — нерезонансным обменом зарядами [73]. В этом случае ион, сталкиваясь с атомом фонового газа, меняется зарядом с последним, становится нейтральной частицей и покидает ловушку. При этом та частица, с которой произошло столкновение, может либо захватиться в ловушку и начать нагревать облако магния, либо сразу покинуть её. Очевидно, что скорость потерь ионов из ловушки, связанная с этими процессами, напрямую зависит от концентрации фонового газа в вакуумной камере. Так, при наличии лазерного охлаждения и давлении в камере порядка  $10^{-11}$  мбар ионы могут удерживаться в ловушке в течение нескольких месяцев [40].

Другим видом нагрева ионов является так называемый радиочастотный нагрев [74, 75]. Он представляет собой поглощение ионами энергии переменного удерживающего поля из-за кулоновского взаимодействия частиц друг с другом (так как при наличии других частиц в ловушке движение ионов уже строго говоря не описывается уравнениями Маттье такое поглощение становится возможным). Кроме взаимодействия ионов между собой радиочастотный нагрев может быть обусловлен неидеальностями удерживающего потенциала, паразитными полями и т.д. Так как нагрев происходит из-за поглощения энергии РЧ поля,

скорость РЧ нагрева быстро растет при удалении от оси ловушки (или её центра в случае трехмерных ловушек), где амплитуда поля возрастает. По этой причине обычно бывает трудно охладить ионные облака из большого количества частиц (более  $10^6$ ), так как при этом роль межйонного взаимодействия возрастает, равно как и поперечный размер облака. Радиочастотный нагрев приводит только к увеличению средней кинетической энергии ионов, поэтому при наличии эффективного лазерного охлаждения к потерям частиц из ловушки он приводить не может, однако будет определять минимальную температуру частиц.

В случае компактных ионных ловушек, имеющих характерные размеры порядка нескольких сотен микрон, и, в частности, планарных ловушек [76], при глубоком лазерном охлаждении начинает также играть роль так называемый аномальный нагрев [77]. Его природа на сегодняшний день так до конца и не выяснена, однако, предположительно, он связан с флуктуациями патчевых зарядов на поверхности электродов.

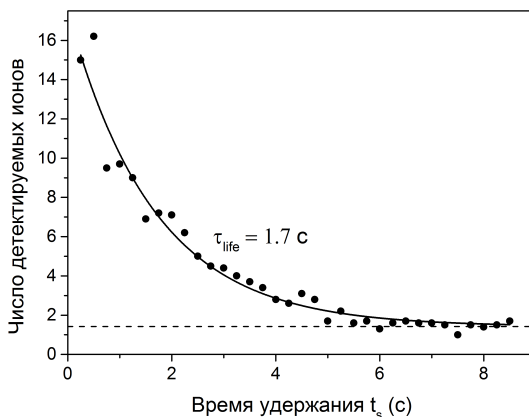
Для исследования процессов нагрева ионов в нашей ловушке нами были проведены измерения времени жизни ионов в ловушке с лазерным охлаждением и без него, а также проведены численные оценки влияния тех или иных механизмов нагрева.

### 3.1 Измерение времени жизни неохлажденных ионов

Эксперимент по измерению времени жизни неохлажденных ионов в ловушке осуществлялся следующим образом: сначала включалась ловушка и электронная пушка, в результате чего в ловушку начинали загружаться ионы фонового газа. После 1 с загрузки, электронная пушка отключалась и ионы удерживались в ловушке в течение времени  $t_s$ , которое в данном эксперименте варьировалось от 0.25 с до 9 с с шагом в 0.25 с. После этого один из кольцевых электродов, обеспечивающих аксиальное удержание ионов, заземлялся, что приводило к выталкиванию ионов из ловушки вдоль её оси, в сторону ионного детектора — канального электронного умножителя (каналатрона) PHOTONIS MAGNUM 5901 (см. рис. 2.3). Выход детектора был подключен к счетчику импульсов. Повторяя данный эксперимент для разных значений времени удержания ионов в ловушке, была измерена зависимость количества детектированных ионов, пропорционального количеству ионов в ловушке, от  $t_s$ . Результаты измерения представлены на рисунке 3.1. Данная зависимость хорошо аппроксимируется экспонентой с характерным временем жизни ионов в ловушке  $\tau_{life} = 1.7$  с.

Для исследования причин такого маленького времени жизни нами был произведен ряд численных симуляций и теоретических оценок.

Рисунок 3.1 — Зависимость количества детектируемых каналатроном ионов в ловушке от времени удержания.



### 3.1.1 Оценка скорости потерь ионов, связанных с фоновым газом

В виду большой глубины потенциала ловушки, а также того, что в ловушку захватывались атомы фонового газа, равные по массе тем, с которыми они впоследствии сталкиваются, большие потери ионов из ловушки нельзя объяснить упругими столкновениями. Образование молекулярных ионов также не могли быть причиной потерь ионов из ловушки, т.к. при этом общая масса иона увеличивается, что приводит к незначительному уменьшению параметра Маттье  $q$  данного иона. Это, в свою очередь, не выводит ион из области стабильности, поэтому даже при этом ион должен был остаться в ловушке. Таким образом, единственным столкновительным процессом, который мог бы привести к потере ионов из ловушки, является нерезонансный обмен зарядами с более легкими атомами.

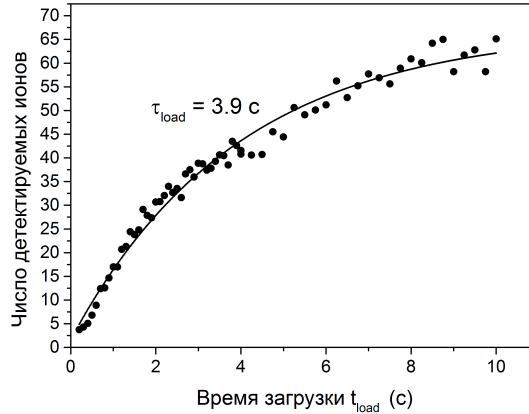
Скорость потерь ионов из ловушки, обусловленная данным процессом, была оценена теоретически. Для оценки темпа потерь сверху предположим, что любое столкновение иона с атомами фонового газа ведет к потере иона из ловушки. Тогда среднее время жизни иона в ловушке, обусловленное данным процессом, будет выражаться формулой

$$\tau_{\text{ex}} = \frac{1}{\langle v_{\text{rel}} \rangle n_{\text{buf}} \sigma_{\text{ex}}}, \quad (3.1)$$

где  $\langle v_{\text{rel}} \rangle$  — средняя относительная скорость движения ионов и нейтральных частиц,  $n_{\text{buf}}$  — концентрация нейтральных атомов фонового газа вблизи центра ловушки,  $\sigma_{\text{ex}}$  — сечение нерезонансной перезарядки.

Концентрацию фонового газа вблизи центра ловушки можно установить двумя способами. Во-первых, по давлению в вакуумной камере, измеряемому ион-геттерным насосом. Во-вторых, по скорости загрузки ионов в ловушку. На рисунке 3.2 приведена измеренная зависимость количества ионов в ловушке в зависимости от времени загрузки. Процедура измерения была аналогична измерению времени жизни ионов, за исключением того, что время удержания было фиксировано и равнялось 0.1 с, а время загрузки — варьировалось.

Рисунок 3.2 — Зависимость количества детектируемых каналатроном ионов в ловушке от времени загрузки.



При времени загрузки ловушки, стремящемся к нулю, данную кривую можно аппроксимировать прямой, с коэффициентом наклона  $k_{ion} = 12 \text{ с}^{-1}$ . Данная величина имеет смысл скорости загрузки ионов в приближении отсутствия потерь ионов из ловушки, взаимодействия захваченных частиц между собой и стопроцентной вероятностью их детектирования. С другой стороны, эта же величина равна

$$k_{ion} = \frac{n_{buf} I_{gun} V_{trap} \sigma_{ion}}{e S_{gun}}, \quad (3.2)$$

где  $I_{gun} = 10^{-5} \text{ А}$  — ток эмиссии электронной пушки,  $V_{trap} = 2 \times 10^{-8} \text{ м}^3$  — объем зоны удержания ловушки,  $\sigma_{ion} \approx 10^{-20} \text{ м}^2$  — сечение ионизации [78],  $S_{gun} = 7 \times 10^{-5} \text{ м}^2$  — площадь пучка электронной пушки на уровне ловушки. Отсюда можно получить концентрацию атомов фонового газа, равную  $n_{buf} \approx 10^{12} \text{ м}^{-3}$ , что с точностью до порядка совпадает со значением, полученным из давления в камере.

Так как атомы ионизируются и захватываются по всему объему ловушки, в том числе и на краях, а также ввиду большой глубины этого потенциала, средняя кинетическая энергия ионов может достигать примерно 1 эВ, что соответствует температуре порядка  $10^4 \text{ К}$ . В то же время фоновый газ имеет температуру, равную комнатной. Таким образом, относительную скорость атома и иона в данной оценке можно положить равной средней скорости иона в ловушке. Численные симуляции динамики ионов в нашей ловушке показывают, что эта скорость имеет величину порядка  $\langle v_{ion} \rangle = 10^4 \text{ м/с}$ . Сечение нерезонансной перезарядки определяется геометрическими размерами частиц и составляет порядка  $\sigma_{ex} \approx 10^{-20} \text{ м}^2$  [73]. Отсюда можно получить, что если бы скорость потери ионов из ловушки определялась бы главным образом столкновением с фоновым газом, то время жизни ионов было бы более или порядка  $\tau_{ex} \approx 10^4 \text{ с}$ . Наблюдаемое же в эксперименте значение значительно меньше, а значит в условиях нашего эксперимента потери обуславливаются некоторым другим механизмом.

### 3.1.2 Оценка скорости потерь частиц из-за межоионного взаимодействия

Для оценки скорости потерь ионов из ловушки, связанных с радиочастотным нагревом и кулоновским взаимодействием частиц друг с другом, была произведена численная симуляция динамики облака ионов в ловушке. Динамика ионов в ходе симуляции определялась следующей системой уравнений:

$$\frac{d^2 x_k}{dt'^2} + 2q \cos(2t') x_k = \frac{Q^2}{\pi \epsilon_0 \omega^2 m} \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{x_k - x_i}{r_{ik}^{3/2}}, \quad (3.3)$$

$$\frac{d^2 y_k}{dt'^2} - 2q \cos(2t') y_k = \frac{Q^2}{\pi \epsilon_0 \omega^2 m} \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{y_k - y_i}{r_{ik}^{3/2}}, \quad (3.4)$$

$$\frac{d^2 z_k}{dt'^2} + \frac{4\omega_z^2}{\omega^2} z_k = \frac{Q^2}{\pi \epsilon_0 \omega^2 m} \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{z_k - z_i}{r_{ik}^{3/2}}, \quad (3.5)$$

Здесь  $x_k, y_k, z_k$  — декартовы координаты  $k$ -ого иона,  $r_{ik}$  — расстояние между  $i$ -м и  $k$ -м ионом,  $t'$  — безразмерный параметр времени, такой что  $t' = \omega t/2$ , где  $t$  — время;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\omega_z$  — частота колебаний по оси  $z$  (ось  $z$  совпадает с осью ловушки). Левая часть уравнений отвечает движению иона в идеальном квадрупольном переменном с круговой частотой  $\omega$  потенциале в плоскости  $x$ - $y$  и идеальном гармоническом потенциале по оси  $z$ . Правая же часть отражает кулоновское взаимодействие ионов между собой.

Параметры в уравнениях выбраны таким образом, чтобы они соответствовали параметрам удерживающего потенциала в ходе эксперимента:  $q = 0.4$ ,  $\omega = 2\pi \times 5.134$  МГц,  $\omega_z = 100$  кГц, масса иона и заряд соответствовали однократно ионизованному иону магния ( $m = 25$  а.е.).

В качестве начальных условий было выбрано равномерное распределение ионов по всему объему ловушки и максвелловское изотропное распределение по скоростям для температуры 1000 К.

Расчет производился в цилиндрической области с радиусом  $r = 1$  мм и длиной  $l = 10$  мм, что приблизительно соответствует размерам ловушки.

В ходе расчета принималось, что если ион достигает границы расчетной области, он считается покинувшим ловушку и далее в симуляции участия не принимает.

Симуляция производилась для 30 частиц в начальный момент времени, однако большая их часть покидала ловушку в первые 10 мс. Эти частицы считались незахваченными. Таким образом симулировался реальный процесс захвата частиц в ловушку.

Характерный вид зависимости количества частиц в ловушке в симуляции приведен на рисунке 3.3. Отсюда видно, что межоионное взаимодействие может приводить к потере частиц из ловушки с характерной скоростью  $3 \text{ с}^{-1}$  при 8 частицах в начале. Понять какой конкретно механизм отвечает за эту потерю частиц можно проанализировав график, показывающий величину средней энергии частиц от времени (рис. 3.4). Из графика видно,

что средняя энергия ионов не меняется на промежутках времени между вылетами частиц за границы ловушки. Это означает, что при таких температурах и плотностях частиц (аналогичных наблюдаемым в эксперименте), радиочастотный нагрев, то есть поглощение энергии удерживающего поля, как таковой не происходит. Вместо этого ионы непрерывно обмениваются друг с другом энергией и в моменты, когда какой-либо из ионов набирает достаточно энергии, чтобы покинуть ловушку, это происходит, а средняя энергия системы — падает. Таким образом, этот процесс отчасти схож с процессом испарительного охлаждения.

Рисунок 3.3 — Количество ионов в ловушке в зависимости от времени удержания (симуляция).

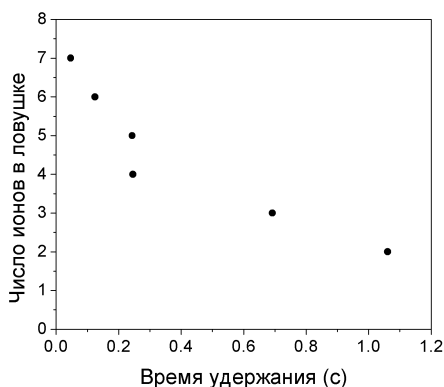
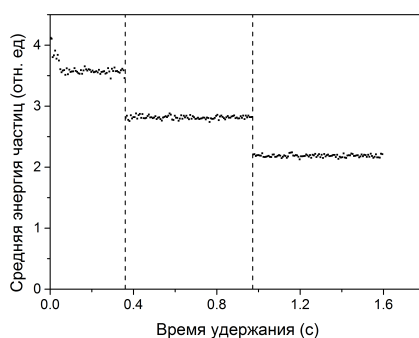


Рисунок 3.4 — Средняя энергия ионов в ловушке в зависимости от времени удержания (симуляция). Вертикальные штриховые линии показывают моменты времени, когда частицы покидают ловушку.



Также были проведены дополнительные симуляции динамики одиночного иона при отклонении удерживающего потенциала от идеального. Были рассмотрены случаи дополнительных паразитных статических полей, а также исследована динамика ионов в потенциале используемой нами ловушки, который из-за применения цилиндрических, а не гиперболических электродов, отклоняется от квадрупольного. Поле в ловушке при этом было рассчитано при помощи программного пакета COMSOL. Ни в одном из этих случаев заметного нагрева иона на протяжении 1 с не наблюдалось.

Таким образом, данные теоретические исследования дают основания полагать, что экспериментально наблюдаемое время жизни главным образом обусловлено межйонным взаи-

модействием частиц в облаке. При этом из анализа данного механизма становится понятно, что он играет заметную роль только в отсутствие охлаждения, т.к. в ином случае флуктуации энергии, позволяющие частице покинуть ловушку, будут невозможны. В этом случае на первый план выйдут качество вакуума и РЧ нагрев.

### 3.2 Время жизни лазерно-охлажденных ионов $^{24}\text{Mg}^+$

С целью дальнейшего изучения эффектов нагрева и потерь ионов из ловушки, а также для проверки всех компонентов будущего стандарта и оптимизации их параметров, были осуществлены захват в ловушку и лазерное охлаждение ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ . Работа именно с этим изотопом, а не сразу с  $^{25}\text{Mg}^+$ , который будет лежать в основе будущего стандарта, обусловлена тем, что данный изотоп магния не имеет сверхтонкой структуры, что значительно облегчает процесс охлаждения. Кроме того, данный изотоп наиболее распространен в природе. Так как изотопный состав магния в атомной пушке — натуральный, то сразу после загрузки ионы  $^{24}\text{Mg}^+$  составляют примерно 80% всех частиц в ловушке. Таким образом, при работе с данным изотопом отпадает необходимость в постзагрузочной изотопной селекции. После оптимизации и завершения установки работа будет продолжена уже с изотопом  $^{25}\text{Mg}^+$ .

Загрузка ионов в ловушку осуществлялась в точности так, как это было описано в главе, раскрывающей принцип работы разрабатываемого стандарта. Уже в процессе загрузки ионов начиналось их лазерное охлаждение. Схема охлаждения  $^{24}\text{Mg}^+$  изображена на рис. 3.5. Как видно из этой схемы, для этого достаточно всего одного лазерного пучка, отстроенного по частоте на  $\Delta \approx \Gamma/2$  от резонанса с переходом  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$  на длине волны 280 нм. В первых экспериментах, охлаждающий пучок, полученный при помощи описанной в предыдущей главе лазерной системы, делился пополам и заводился в ловушку горизонтально — вдоль её оси, а также вертикально, чтобы эффективно охлаждать сразу несколько степеней свободы ионов. Флуоресценция облака наблюдалась при помощи высокочувствительной EMCCD камеры Raptor Photonics Falcon Blue. Сбор излучения ионов и проекция их изображения на матрицу камеры осуществлялась при помощи также описанного выше широкоапертурного объектива. После насыщения ловушки ионами магния, что определялось по сигналу флуоресценции облака, загрузка ловушки прекращалась.

На рисунке 3.6 изображен типичный вид захваченного облака. Профиль интенсивности флуоресценции определяется геометрией лазерных пучков, а также плотностью самого магниевого облака.

После захвата облака было произведено измерение времени жизни лазерно-охлажденных ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  в ловушке. Для этого была измерена зависимость интенсивности флуоресценции ионов от времени удержания облака. Интенсивность флуоресценции при этом отражает количество рассеивающих свет ионов. Измерение интенсивности производилось при помощи камеры. Результат данного измерения приведен на рисунке 3.7. Данный сигнал

Рисунок 3.5 — Схема лазерного охлаждения ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ .  $\Delta$  — красная отстройка частоты лазера от перехода.



также хорошо аппроксимируется экспонентой.

Из результатов эксперимента видно, что лазерное охлаждение позволило увеличить время жизни ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  в ловушке на два порядка, до значения  $\tau_{life} = 120$  с. Несмотря на неоптимальность параметров охлаждения во время проведения эксперимента (величина красной отстройки излучения была слишком велика — более  $20\Gamma$ ), потери ионов из-за радиочастотного нагрева или упругих столкновений с атомами фонового газа — маловероятны, что обуславливается большой глубиной удерживающего потенциала и постоянным демпфированием движения частиц. Поэтому вероятнее всего данное время жизни обусловлено неупругими столкновениями ионов с фоновым газом. В отличие от рассмотренного выше случая неохлажденных ионов, здесь помимо процесса нерезонансной перезарядки начал играть роль и второй механизм — образование молекулярных ионов, так как такие химические реакции также приводят к прекращению флуоресценции ионов.

Дальнейшая оптимизация параметров охлаждения, очистка электродов ловушки от напыленного на них в ходе экспериментов магния, создающего паразитные статические поля в ловушке из-за контактной разности потенциалов, а также небольшие изменения в алгоритме загрузки позволили ещё по крайней мере на порядок увеличить время жизни ионов в ловушке, а также осуществить специфический для холодных ионов режим — кристаллизацию ионного облака. Изменение в алгоритме загрузки заключалось в том, что теперь сначала включается и разогревается атомная пушка, чтобы обеспечить высокую концентрацию именно атомов магния в области захвата ловушки, а уже потом включается на короткое время электронная пушка, чтобы захватить ограниченное количество ионов нужного элемента. Кроме того, в этих экспериментах для охлаждения используется только один охлаждающий пучок, направленный вдоль оси ловушки. Увеличение времени жизни ионов



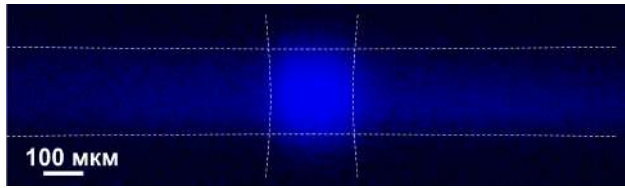


Рисунок 3.6 — Изображение облака флуоресцирующих под действием охлаждающего излучения ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ . Белыми линиями обозначены границы лазерных пучков.

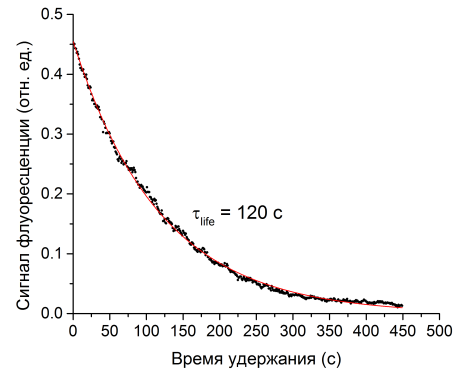
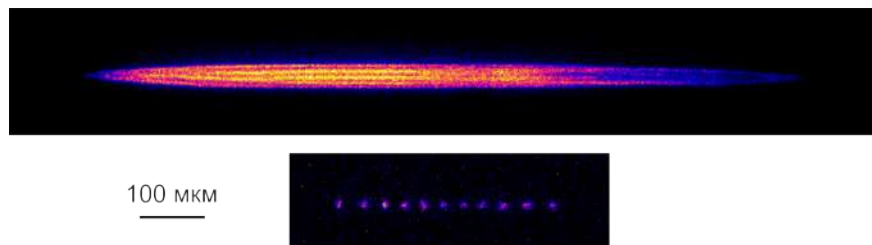


Рисунок 3.7 — Зависимость сигнала флуоресценции облака  $^{24}\text{Mg}^+$  от времени удержания.

в данном случае вероятнее всего объясняется локализацией ионного облака в пространстве, что уменьшает вероятность столкновения частиц с атомами фонового газа, и улучшением вакуума, связанным с более оптимальным алгоритмом загрузки.

Ионные кристаллы — это особая фаза ионного облака, в которую оно переходит при охлаждении до температур, когда средняя кинетическая энергия его частиц становится меньше, чем энергия их кулоновского взаимодействия между собой. При этом каждый ион локализуется в области пространства размером порядка десятка микрон, а их положения образуют периодическую структуру, форма которой зависит от количества частиц в облаке, их типа и форме удерживающего потенциала. В линейных ловушках они обычно представляют собой либо цепочки частиц, вытянутые вдоль оси, если ионов мало или сигарообразные трехмерные структуры при большем количестве частиц. Полученные нами ионные кристаллы из ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  изображены на рисунке 3.8.

Рисунок 3.8 — Изображения ионных кристаллов  $^{24}\text{Mg}^+$ , полученных при помощи описанных выше ионной ловушки и лазерной системы. Сверху изображен большой трехмерный кристалл, снизу — цепочка из нескольких ионов, вытянутая вдоль оси ловушки. Масштаб обоих изображений одинаков.



На данный момент эксперименты измерению времени жизни кристаллов  $^{24}\text{Mg}^+$  в нашей ловушке и точной температуры ионов нами ещё не завершены, однако сам факт кристаллизации показывает, что достигнутая температура ионного облака уже находится в

пределах по крайней мере 5 К.

На текущем этапе нам удалось достигнуть образования стабильных больших ионных кристаллов, состоящих из примерно  $10^4$  частиц. Стабильность таких кристаллов обеспечивается их сильным взаимодействием, которое приводит к быстрой термализации всех степеней свободы. При этом небольшие ионные цепочки зачастую оказываются достаточно нестабильны из-за слабого охлаждения радиальных степеней свободы (термализация охлаждаемых и неохлаждаемых степеней свободы в этом случае происходит медленнее) и более сильного влияния на них темных ионов — ионов всех других видов кроме  $^{24}\text{Mg}^+$ , которые с излучением не взаимодействуют, не видны на камере и разогревают ионный кристалл.

Также стоит отметить, что в самых последних экспериментах был обнаружен неожиданный эффект, выражающийся в загрузке ловушки без включения электронной пушки. Это происходит при одновременном разогревании атомной пушки до высокой температуры, а также приложении высоких удерживающих потенциалов. Причины такого эффекта, а именно возникновения ионизации атомов магния в области захвата в отсутствие электронного пучка из электронной пушки, пока ещё не исследованы до конца, однако наиболее вероятным объяснением является то, что при сильном нагреве атомной пушки из неё помимо атомов магния вылетают также и электроны из-за термоэлектронной эмиссии, которые, будучи разогнаны полем ловушки, ионизуют атомный пучок. Наибольшие ионные кристаллы нами были получены именно при таком способе загрузки ловушки, что, видимо, объясняется меньшим давлением фонового газа в вакуумной камере при таком режиме (при включении электронной пушки её филамент разогревается до большой температуры, что приводит к увеличению давления вплоть до  $10^{-8}$  мбар). В ходе этих экспериментов давление в камере было на уровне  $10^{-9}$  мбар.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была представлена схема разрабатываемого в нашей лаборатории первого в мире микроволнового стандарта частоты на основе лазерно-охлажденных ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ . Была проделана оценка его предполагаемых характеристик. Ожидаемая относительная неточность стандарта составляет  $3.6 \times 10^{-14}$ , а кратковременная относительная нестабильность —  $\sigma_y(\tau) = 1.3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ . Погрешность стандарта главным образом определяется эффектом Доплера второго порядка и квадратичным эффектом Зеемана.

Также были представлены первые результаты экспериментов, направленных на исследование и проверку уже завершенных компонентов разрабатываемого стандарта, заключающиеся в захвате и лазерном охлаждении ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ . Успешная кристаллизация охлажденных ионов в ловушке показывает, что была достигнута температура ионного облака по крайней мере менее 5 К.

Были проведены экспериментальные и теоретические исследования механизмов нагрева горячих и лазерно-охлажденных ионов в ловушке, дающие возможность в дальнейшем оптимизировать параметры установки для достижения более высокой точности и стабильности стандарта. Было показано, что время жизни неохлажденных ионов в ловушке составляет около  $\tau_{life} = 1.7$  с и главным образом определяется межйонным взаимодействием. В свою очередь лазерное охлаждение увеличивает время жизни ионов в ловушке по крайней мере на 2-3 порядка.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nicholson T., Campbell S., Hutson R., Marti G., Bloom B., McNally R., Zhang W., Barrett M., Safronova M., Strouse G., Tew W., Ye J. “Systematic evaluation of an atomic clock at  $2 \times 10^{-18}$  total uncertainty”. *Nature Communications*, **6**, 6896 (2015).
2. Cacciapuoti L., Salomon C. “Space clocks and fundamental tests: The ACES experiment”. *European Physical Journal: Special Topics*, **172**, 1, 57–68 (2009).
3. Altschul B., Bailey Q.G., Blanchet L., Bongs K., Bouyer P., Cacciapuoti L., Capozziello S., Gaaloul N., Giulini D., Hartwig J., Iess L., Jetzer P., Landragin A., Rasel E., Reynaud S., Schiller S., Schubert C., Sorrentino F., Sterr U., Tasson J.D., Tino G.M., Tuckey P., Wolf P. “Quantum tests of the Einstein Equivalence Principle with the STE-QUEST space mission”. *Advances in Space Research*, **55**, 1, 501–524 (2015).
4. 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<sup>+</sup> and Hg<sup>+</sup> Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place”. *Science*, **319**, 5871, 1808–1812 (2008).
5. Uzan J.P. “Varying Constants , Gravitation and Cosmology”. *Living Reviews in Relativity*, **14**, 2 (2011).
6. Arzoumanian Z., Brazier A., Burke-Spolaor S., Chamberlin S., Chatterjee S., Christy B., Cordes J.M., Cornish N., Crowter K., Demorest P.B., Dolch T., Ellis J.A., Ferdman R.D., Fonseca E., Garver-Daniels N., Gonzalez M.E., Jenet F.A., Jones G., Jones M.L., Kaspi V.M., Koop M., Lam M.T., Lazio T.J.W., Levin L., Lommen A.N., Lorimer D.R., Luo J., Lynch R.S., Madison D., McLaughlin M.A., McWilliams S.T., Nice D.J., Palliyaguru N., Pennucci T.T., Ransom S.M., Siemens X., Stairs I.H., Stinebring D.R., Stovall K., Swiggum J.K., Vallisneri M., van Haasteren R., Wang Y., Zhu W. “The NANOGrav Nine-year Data Set: Observations, Arrival Time Measurements, and Analysis of 37 Millisecond Pulsars”. *The Astrophysical Journal*, **813**, 1, 65 (2015).
7. Lewandowski W., Arias E.F. “GNSS times and UTC”. *Metrologia*, **48**, 4, 219–224 (2011).
8. Gilbert S.L., Swann W.C., Dennis T. “Wavelength standards for optical communications”. *Proceedings of SPIE*, 4269, 184–191 (2001).
9. Müller J., Soffel M., Klioner S.A. “Geodesy and relativity”. *Journal of Geodesy*, **82**, 3, 133–145 (2008).
10. Reichert J., Holzwarth R., Udem T., Hänsch T.W. “Measuring the Frequency of Light with Mode-Locked Lasers”. *Optics Communications*, **172**, 59–68 (1999).
11. Huntemann N., Sanner C., Lipphardt B., Tamm C., Peik E. “Single-Ion Atomic Clock with  $3 \times 10^{-18}$  Systematic Uncertainty”. *Physical Review Letters*, **116**, 6, 063001 (2016).
12. Cao J., Zhang P., Shang J., Cui K., Yuan J., Chao S., Wang S., Shu H., Huang

- X. “A transportable  $40\text{Ca}^+$  single-ion clock with  $7.7 \times 10^{-17}$  systematic uncertainty”. arXiv:1607.03731 (2016).
13. Poli N., Schioppo M., Vogt S., Falke S., Sterr U., Lisdat C., Tino G.M. “A transportable strontium optical lattice clock”. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **117**, 4, 1107–1116 (2014).
  14. Mescher M.J., Lutwak R., Varghese M. “An ultra-low-power physics package for a chip-scale atomic clock”. *The 13th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, 1, 311–316 (2005).
  15. Rochat P., Droz F., Wang Q., Froidevaux S. “Atomic clocks and timing systems in global navigation satellite systems”. *Proceedings of 2012 European Navigation Conference*, 25–27 (2012).
  16. Burt E.A., Diener W.A., Tjoelker R.L. “A compensated multi-pole linear ion trap mercury frequency standard for ultra-stable timekeeping”. *Proceedings of IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, **55**, 12, 2586–2595 (2008).
  17. Knab H., Niebling K.D., Werth G. “Ion Trap as a Frequency Standard Measurement of  $\text{Ba}^+$  HFS Frequency Fluctuations”. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, **34**, 2, 242–245 (1985).
  18. Warrington R., Fisk P., Wouters M., Lawn M. “Temperature of laser-cooled  $171\text{Yb}^+$  ions and application to a microwave frequency standard”. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, **49**, 8, 1166–1174 (2002).
  19. Miao K., Zhang J.W., Sun X.L., Wang S.G., Zhang A.M., Liang K., Wang L.J. “High accuracy measurement of the ground-state hyperfine splitting in a  $113\text{Cd}^+$  microwave clock”. *Opt. Lett.*, **40**, 18, 4249–4252 (2015).
  20. Tjoelker R.L., Prestage J.D., Burt E.A., Chen P., Chong Y.J., Chung S.K., Diener W., Ely T., Enzer D.G., Mojaradi H., Okino C., Pauken M., Robison D., Swenson B.L., Tucker B., Wang R. “Mercury ion clock for a NASA technology demonstration mission”. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 63, 1034–1043 (2016).
  21. Allan D.W. “Time and frequency(time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators”. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, **34**, 6, 647–654 (1987).
  22. Риле Ф. “Стандарты частоты. Принципы и приложения”. Физматлит, Москва (2009).
  23. Buchman S., Dong M., Moeur W., Wang S., Lipa J.A., Tumeaure J.P. “A space-based superconducting microwave oscillator clock”. *Advances in Space Research*, **25**, 6, 1251–1254 (2000).
  24. Fluhr C., Grop S., Dubois B., Kersalé Y., Rubiola E., Giordano V. “Characterization of the Individual Short-Term Frequency Stability of Cryogenic Sapphire Oscillators at the  $10^{-16}$  Level”. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, **63**, 6, 915–921 (2016).
  25. Pound R.V. “Frequency stabilization of microwave oscillators”. *Proceedings of the IRE*, **35**,

- 12, 1405–1415 (1947).
26. Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., Udem T., Hänsch T.W. “Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Perot cavities”. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **77**, 5, 1–9 (2008).
  27. Matei D.G., Legero T., Grebing C., Häfner S., Lisdat C., Weyrich R., Zhang W., Sonderhouse L., Robinson J.M., Riehle F., Ye J., Sterr U. “A second generation of low thermal noise cryogenic silicon resonators”. *Journal of Physics: Conference Series*, **723**, 012031 (2016).
  28. Corbett J.C., Dean J., Epstein M., Fikes A., Frost C., Furman J.J., Ghemawat S., Gubarev A., Heiser C., Hochschild P., Hsieh W., Kanthak S., Kogan E., Li H., Lloyd A., Melnik S., Mwaura D., Nagle D., Quinlan S., Rao R., Rolig L., Saito Y., Szymaniak M., Taylor C., Wang R., Woodford D. “Spanner: Google’s Globally Distributed Database”. *ACM Trans. Comput. Syst.*, **31**, 3, 8:1–8:22 (2013).
  29. Micalizio S., Levi F., Godone A., Calosso C.E., François B., Boudot R., Affolderbach C., Kang S., Gharavipour M., Gruet F., Mileti G. “Pulsed Optically Pumped Rb clock”. *Journal of Physics: Conference Series*, **723**, 012015 (2016).
  30. Ramsey N.F. “A molecular beam resonance method with separated oscillating fields”. *Physical Review*, **78**, 6, 695 (1950).
  31. Makdissi A., Clercq E.D. “Evaluation of the accuracy of the optically pumped caesium beam primary frequency standard of BNM-LPTF”. *Metrologia*, **38**, 409–425 (2001).
  32. Hänsch T.W., Schawlow A.L. “Cooling of gases by laser radiation”. *Optics Communications*, **13**, 1, 68–69 (1975).
  33. Kasevich M., Riis E., Chu S., de Voe R. “RF spectroscopy in an atomic fountain”. *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 6, 612–615 (1989).
  34. Lett P.D., Phillips W.D., Rolston S.L., Tanner C.E., Watts R.N., Westbrook C.I. “Optical molasses”. *Journal of the Optical Society of America B*, **6**, 11, 2084–2107 (1989).
  35. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models”. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 11, 2023–2045 (1989).
  36. Heavner T.P., Donley E.A., Levi F., Costanzo G., Parker T.E., Shirley J.H., Ashby N., Barlow S., Jefferts S.R. “First accuracy evaluation of NIST-F2”. *Metrologia*, **51**, 3, 174–182 (2014).
  37. Уткин А.Г., Беляев А.А., Павленко Ю.К. “Квантовый водородный генератор бортового космического радиотелескопа "радиоастрон"(конструкция и результаты испытаний)”. *Материалы 6-го Международного симпозиума "Метрология времени и пространства (2012)*.
  38. Lister M.L. “A survey of active galactic nuclei jets with the RadioAstron space VLBI mission”. *2014 United States National Committee of URSI National Radio Science Meeting (USNC-URSI NRSM)*, 1 (2014).
  39. Vessot R.F.C., Levine M.W., Mattison E.M., Blomberg E.L., Hoffman T.E., Nystrom G.U., Farrel B.F., Decher R., Eby P.B., Baugher C.R., Watts J.W., Teuber D.L., Wills F.D. “Test

- of Relativistic Gravitation with a Space-Borne Hydrogen Maser”. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 26, 2081–2084 (1980).
40. Monroe C., Kim J. “Scaling the Ion Trap Quantum Processor”. *Science*, **339**, 6124, 1164–1169 (2013).
  41. Zhang J., Deng K., Luo J., Lu Z.H. “Direct laser cooling Al<sup>+</sup> ions optical clocks”. *arXiv:1609.03667* (2016).
  42. Paul W., Osberghaus O., Fischer E. “Ein Ionenkafig”. *Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen*, **415**, 1238 (1958).
  43. Dehmelt H. “Radiofrequency Spectroscopy of Stored Ions I: Storage”. *Advances in atomic, molecular, and optical physics*, **3**, 53–72 (1968).
  44. Dehmelt H. “Radiofrequency Spectroscopy of Stored Ions II: Spectroscopy”. *Advances in atomic, molecular, and optical physics*, **5**, 109–154 (1969).
  45. Penning F. “Die glimmentladung bei niedrigem druck zwischen koaxialen zylindern in einem axialen magnetfeld”. *Physica*, **3**, 9, 873–894 (1936).
  46. Denison D.R. “Operating Parameters of a Quadrupole in a Grounded Cylindrical Housing”. *Journal of Vacuum Science and Technology*, **8**, 1, 266 (1971).
  47. Abramowitz M., Irene A. Stegun. *Handbook of mathematical functions*. U.S. Government Printing Office, Washington, D.C. (1964).
  48. Leibfried D., Blatt R., Monroe C., Wineland D. “Quantum dynamics of single trapped ions”. *Review of Modern Physics*, **75**, 1, 281–324 (2003).
  49. Berkeland D.J., Miller J.D., Bergquist J.C., Itano W.M., Wineland D.J. “Minimization of ion micromotion in a Paul trap”. *Journal of Applied Physics*, **83**, 10, 5025–5033 (1998).
  50. Jelenkovic B.M., Chung S., Prestage J.D., Maleki L. “High-resolution microwave-optical double-resonance spectroscopy of hyperfine splitting of trapped Cd<sup>+</sup>113 ions”. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **74**, 2, 1–5 (2006).
  51. Zhang J.W., Wang S.G., Miao K., Wang Z.B., Wang L.J. “Toward a transportable microwave frequency standard based on laser-cooled 113Cd<sup>+</sup> ions”. *Applied Physics B*, **114**, 1, 183–187 (2014).
  52. Jian-Wei Z., Kai M., Li-Jun W. “Dick Effect in a Microwave Frequency Standard Based on Laser-Cooled 113 Cd<sup>+</sup> Ions”. *Chinese Physics Letters*, **32**, 1, 10601 (2015).
  53. Zuo Y.N., Miao K., Gao C., Zhang J.W., Wang L.J. “Progress of the dual-traps microwave frequency standard based on 113Cd<sup>+</sup> ions”. *IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*, 1–4 (2016).
  54. Tamm C., Schnier D., Bauch A. “Radio-frequency laser double-resonance spectroscopy of trapped 171Yb ions and determination of line shifts of the ground-state hyperfine resonance”. *Applied Physics B*, **60**, 1, 19–29 (1995).
  55. Seidel D.J., Maleki L. “Efficient quenching of population trapping in excited Yb<sup>+</sup>”. *Phys. Rev. A*, **51**, 4, 2699–2702 (1995).
  56. Casdorff R., Enders V., Blatt R., Neuhauser W., Toschek P.E. “A 12-GHz Standard Clock

- on Trapped Ytterbium Ions”. *Annalen der Physik*, **503**, 1-3, 41–55 (1991).
57. Fisk P.T., Sellars M.J., Lawn M.A., Coles C. “Accurate measurement of the 12.6 GHz clock transition in trapped  $171\text{Yb}^+$  ions” (1997).
  58. Park S.J., Manson P.J., Wouters M.J., Warrington R.B., Lawn M.A., Fisk P.T.H. “ $171\text{Yb}^+$  Microwave Frequency Standard”. *IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, 613–616 (2007).
  59. Schwindt P.D.D., Jau Y.Y., Partner H., Casias A., Wagner A.R., Moorman M., Manginell R.P., Kellogg J.R., Prestage J.D. “A highly miniaturized vacuum package for a trapped ion atomic clock”. *Review of Scientific Instruments*, **87**, 5, 053112 (2016).
  60. Jardino M., Desaintfuscien M., Barillet R., Viennet J., Petit P., Audoin C. “Frequency stability of a mercury ion frequency standard”. *Applied Physics*, **24**, 2, 107–112 (1981).
  61. Cutler L.S., Giffard R.P., Mcguire M.D. “A trapped mercury  $199$  ion frequency standard”. *Proceedings of the 13th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and planning meeting*, 563–578 (1981).
  62. Prestage J., Tjoelker R., Dick G., Maleki L. “Ultra-stable  $\text{Hg}^+$  trapped ion frequency standard”. *Journal of Modern Optics*, **39**, 2, 221–232 (1992).
  63. Knünz S. “A trapped-ion phonon laser and the detection of ultra-weak forces”. Ph.D. thesis, Ludwig–Maximilians–Universität, München (2011).
  64. Shpakovsky T.V., Zalivako I.V., Semerikov I.A., Golovizin A.A., Borisenko A.S., Khabarova K.Y., Sorokin V.N., Kolachevsky N.N. “A Compact Second-Harmonic Generator for Tasks of Precision Spectroscopy Within the Range of 240–600 nm”. *Journal of Russian Laser Research*, **37**, 5, 440–447 (2016).
  65. Hänsch T.W., Couillaud B. “Laser Frequency Stabilization By Polarization Spectroscopy of a Reflecting Reference Cavity.” *Optics Communications*, **35**, 3, 441–444 (1980).
  66. Воскресенский Д.И., Ардабьевский А.И., Волков О.А., Гостюхин В.Л., Грановская Р.А., Гринева К.И., Крицын В.А., Мякишев Б.Я., Филиппов В.С., Чебышев В.В. “Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов.” *Советское радио, Москва* (1972).
  67. Cirac J.I., Garay L.J., Blatt R., Parkins A.S., Zoller P. “Laser cooling of trapped ions: The influence of micromotion”. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **49**, 1, 421–432 (1994).
  68. Breit G., Rabi I.I. “Measurement of Nuclear Spin”. *Phys. Rev.*, **38**, 11, 2082–2083 (1931).
  69. Bollinger J.J., Gilligan J.M., Itano W.M., Moore F.L., Wineland D.J. “Precise Measurements of the  $gJ$ -Factor of  $\text{Mg}^+$ ”. *Bull. Am. Phys. Soc*, **37**, 3, 1117 (1992).
  70. Itano W.M., Wineland D.J. “Precision measurement of the ground-state hyperfine constant of  $25\text{Mg}^+$ ”. *Phys. Rev. A*, **24**, 3, 1364–1373 (1981).
  71. Fisk P.T.H. “Trapped-ion and trapped-atom microwave frequency standards”. *Reports on Progress in Physics*, **60**, 8, 761–817 (1997).
  72. Prestage J.D., Tjoelker R.L., Maleki L. “Higher Pole linear traps for atomic clock



- applications”. Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE International Frequency Control Symposium, 121 (1999).
73. Rapp D., Francis W.E. “Charge Exchange between Gaseous Ions and Atoms”. *The Journal of Chemical Physics*, **37**, 11, 2631–2645 (1962).
  74. Blumel R., Kappler C., Quint W., Walther H. “Chaos and order of laser-cooled ions in a Paul trap”. *Physical Review A*, **40**, 2, 808–823 (1989).
  75. Harmon T.J., Moazzen-Ahmadi N., Thompson R.I. “Instability Heating of Sympathetically-Cooled Ions in a Linear Paul Trap”. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **67**, 013415 (2003).
  76. Hughes M.D., Lekitsch B., Broersma J.A., Hensinger W.K. “Microfabricated Ion Traps”. *Contemporary Physics*, **52**, 6, 505–529 (2011).
  77. Turchette Q.A., Kielpinski, King B.E., Leibfried D., Meekhof D.M., Myatt C.J., Rowe M.A., Sackett C.A., Wood C.S., Itano W.M., Monroe C., Wineland D.J. “Heating of trapped ions from the quantum ground state”. *Physical Review A*, **61**, 6, 063418 (2000).
  78. Boivin R.F., Srivastava S.K. “Electron-impact ionization of Mg”. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **31**, 2381–2394 (1998).