

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

На правах рукописи

Саакян Сергей Арамович

**Экспериментальные исследования свойств газа
ультрахолодных высоковозбужденных и частично
ионизованных атомов лития-7**

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Научный руководитель:

канд. физ.-мат. наук, Зеленер Борис Борисович

Москва – 2016

Содержание

Введение	4
Глава 1. Магнито-оптическая ловушка для атомов лития-7	8
1. Введение	8
2. Принцип лазерного охлаждения.	9
2.1 Оптическое охлаждение за счет фотонной отдачи	9
2.2 Оптическая патока	11
2.3 Доплеровский предел	12
2.4 Локализация облака холодных атомов	13
3. Вакуумная система	15
3.1 Описание основной вакуумной камеры.....	17
4. Свойства атома лития 7.....	19
5. Стабилизация частот источников лазерного излучения	21
5.1. Стабилизация частоты охлаждающего лазера по резонансам пропускания термостабилизированного интерферометра Фабри-Перо.....	22
5.2. Стабилизация частоты лазера оптической накачки по резонансам насыщенного поглощения в парах лития 7.....	28
6. Замедление пучка атомов лития-7	30
6.1. Источник атомного пучка.....	31
6.2. Зеемановский замедлитель	33
7. Магнито-оптическая ловушка для атомов лития-7	37
8. Основные результаты главы 1	40
Глава 2. Характеристики облака газа холодных атомов	41
1. Введение	41
2. Контроль размера и профиля интенсивности облака газа холодных атомов.....	41
3. Измерение плотности и количества атомов на разных подуровнях основного состояния... ..	42
4. Реализация высокой концентрации газа атомов лития-7 в магнито-оптической ловушке... ..	49
5. Измерение распределения плотности атомов в МОЛ.....	54
6. Измерение температуры газа ультрахолодных атомов лития 7.....	56
7. Скорость загрузки и время жизни атомов в ловушке	64
8. Основные результаты главы 2.....	68
Глава 3. Эффективное детектирование ридберговских состояний атомов лития-7	69
1. Введение	69

2. Обзор импульсных методик возбуждения ридберговских атомов.....	71
3. Методики диагностики ридберговских атомов	73
4. Непрерывное возбуждение газа холодных атомов в ридберговские состояния	75
5. Калибровка и дрейф измерителя длины волны	79
6. Измерение частоты ридберговских переходов.....	82
7. Энергия nS состояний и порог ионизации атома лития-7	86
8. Основные результаты главы 3.....	93
Заключение	94
Благодарности.....	96
Список литературы	97

Введение

Актуальность темы. Данная работа посвящена экспериментальным исследованиям газа ультрахолодных высоковозбужденных и частично ионизованных атомов лития-7. На сегодняшний день, одним из самых распространенных методов исследования ансамблей атомов при температурах ниже 1 мК, является лазерное охлаждение и захват атомов в магнито-оптическую ловушку (МОЛ). С появлением лазерного охлаждения и пленения атомов в МОЛ изучение высоковозбужденных атомов выделилось в отдельное направление, которое включает в себя широкий круг задач – от изучения ультрахолодной плазмы [1-4] до квантовой информатики [5,6]. Теоретические исследования кинетики и термодинамики газа ультрахолодных атомов и плазмы, представленные в работах [7-13], указывают на возможность существования пространственных структур в холодном ансамбле ридберговских атомов. Данная работа является первым шагом к получению и изучению коллективов высоковозбужденных ридберговских атомов.

Целью данной работы являлось создание экспериментальной установки для изучения ультрахолодного газа высоковозбужденных атомов. Для достижения этих целей была собрана установка по лазерному охлаждению и захвату в МОЛ атомов лития-7, реализовано возбуждение захваченных в МОЛ атомов в ридберговские состояния при помощи непрерывного ультрафиолетового лазера, и предложена новая неразрушающая методика диагностики энергетических спектров ридберговских состояний по спаду флуоресценции облака атомов в МОЛ.

Научная новизна полученных результатов. Впервые в России создана установка по лазерному охлаждению и пленению в магнито-оптическую ловушку атомов лития-7. Разработана новая методика регистрации энергетических спектров высоковозбужденных состояний атомов. При помощи данной методики впервые измерены энергии для различных nS -конфигураций в широком диапазоне

значений главного квантового числа от $n = 38$ до $n = 165$ для холодных атомов лития-7.

Практическая значимость полученных результатов. Предложенная в данной работе методика регистрации энергетических спектров высоковозбужденных атомов универсальна для любого элемента, захваченного в МОЛ. По измеренным значениям энергий различных конфигураций можно рассчитать квантовый дефект и порог ионизации атома. При этом точность определения порога ионизации сравнима с самыми прецизионными измерениями методом селективной ионизации электрическим полем.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Создана экспериментальная установка, на которой осуществлено лазерное охлаждение и захват 10^9 атомов лития-7 в магнито-оптическую ловушку.
- При помощи дополнительного пробного лазера впервые получена независимая информация о концентрации и количестве холодных атомов лития-7 в МОЛ на разных подуровнях основного состояния в зависимости от отстройки охлаждающего излучения и градиента магнитного поля.
- Разработана новая неразрушающая методика исследования и диагностики энергетических спектров холодных высоковозбужденных атомов по регистрации изменения флуоресценции облака в МОЛ.
- Впервые измерены энергии для различных nS -конфигураций в широком диапазоне значений главного квантового числа от $n = 38$ до $n = 165$ для холодных атомов лития-7.

Апробация работы. Основные результаты по теме диссертации докладывались и обсуждались на Международной конференции XXIX International Conference on Equations of State for Matter (Эльбрус, Кабардино-

Балкария, Россия, 2014); всероссийском семинаре «Физика ультрахолодных атомов – 2014» (Новосибирск, 2014); IV международной молодежной научной школе-конференции «Современные проблемы физики и технологий» НИЯУ МИФИ (Москва, 2015); Международной конференции Interaction of intense energy fluxes with matter (Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 2015).

Публикации. Основные результаты работы изложены в следующих рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК:

1. Б.Б. Зеленер, С.А. Саакян, В.А. Саутенков, А.М. Акульшин, Э.А. Манькин, Б.В. Зеленер, В.Е. Фортов «Лазерное охлаждение атомов ${}^7\text{Li}$ в магнитооптической ловушке», *Письма в ЖЭТФ*, том 98, вып. 11, с. 762-766 (2013).
2. Б.Б. Зеленер, С.А. Саакян, В.А. Саутенков, Э.А. Манькин, Б.В. Зеленер, В.Е. Фортов «О реализации высокой концентрации атомов лития-7 в магнитооптической ловушке», *ЖЭТФ*, том 146, вып. 5, с. 909 (2014).
3. Б.Б. Зеленер, С.А. Саакян, В.А. Саутенков, Э.А. Манькин, Б.В. Зеленер, В.Е. Фортов «Эффективное возбуждение ридберговских состояний ультрахолодных атомов лития-7», *Письма в ЖЭТФ*, том 100, вып. 6, с. 408-412 (2014).
4. V.A. Sautenkov, S.A. Saakyan, E.V. Vilshanskaya, B.V. Zelener, B.V. Zelener «Observation of Rydberg Transitions in Resonance Fluorescence of Ultracold Lithium-7 Atoms», *Journal of Russian Laser Research*, 36(2), pp. 193-199 (2015).
5. Б.Б. Зеленер, С.А. Саакян, В.А. Саутенков, Э.А. Манькин, Б.В. Зеленер, В.Е. Фортов «Лазерная диагностика спектра энергии ридберговских состояний атома лития-7», *ЖЭТФ*, т. 148, вып. 6(12), с. 1086-1091 (2015).
6. С.А. Саакян, В.А. Саутенков, Е.В. Вильшанская, В.В. Васильев, Б.Б. Зеленер, Б.В. Зеленер «Контроль частоты перестраиваемых лазеров с помощью частотно-калиброванного лямбда-метра в эксперименте по

приготовлению ридберговских атомов в магнитооптической ловушке», *Квантовая Электроника*, т. 45(9), с. 828-832 (2015).

Личный вклад. Все экспериментальные результаты были получены автором лично или при его участии. Работа выполнена под руководством заведующего лабораторией к.ф.-м.н. Б.Б. Зеленера.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации 104 страница текста с 58 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 85 наименований.

Глава 1. Магнито-оптическая ловушка для атомов лития-7

1. Введение

На сегодняшний день, одним из самых распространенных методов исследования газа атомов при температурах ниже 1 мК является лазерное охлаждение и захват атомов в магнито-оптическую ловушку [21]. Впервые лазерное охлаждение было предложено в 1975 году [22], а в 1987 году впервые реализована магнито-оптическая ловушка (МОЛ) для нейтральных атомов натрия [23]. Методы лазерного охлаждения нашли широкое применение в современных технологиях и фундаментальных исследованиях. Важнейшей областью применения лазерного охлаждения является метрология [24]. С появлением лазерного охлаждения и пленения атомов в МОЛ изучение высоковозбужденных атомов выделилось в отдельное направление, которое включает в себя широкий круг задач – от изучения ультрахолодной плазмы [1,4] до квантовой информатики [6,25].

В данной главе рассматривается, каким образом свет может воздействовать на импульс и положение атома в пространстве. Стоит отметить, что описанные ниже принципы применимы только к двухуровневым системам. На практике системы чаще всего не являются двухуровневыми, и атом из возбужденного состояния может перейти не в то состояние, с которого произошло возбуждение. Когда система не двухуровневая, применяются некоторые ухищрения, описанные в пунктах 5, 6 и 7 данной главы.

2. Принцип лазерного охлаждения.

2.1 Оптическое охлаждение за счет фотонной отдачи

Рассмотрим атомный пучок, движущийся в определенном направлении и лазерный луч, который распространяется ему навстречу. Частота лазерного излучения отстроена от частоты атомного перехода в красную сторону, но за счет эффекта Доплера для некоторых атомов частота излучения сравнивается с резонансной. Взаимодействие лазерного излучения происходит с той скоростной группой атомов, резонансная частота которых наиболее близка к частоте лазерного излучения.

Скорость атома, летящего навстречу пучку фотонов изменяется на величину $\Delta v = \hbar k / M$ при каждом поглощении, где \hbar - постоянная Планка, $k = 2\pi / \lambda$, M – масса атома. При каждом поглощении встречного фотона атомом лития-7 на переходе $2^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2}(F=3)$ скорость будет уменьшаться на 8.5 см/с. Для того чтобы существенно изменить скорость атома, необходимо совершить q циклов поглощения-испускания:

$$\Delta v = q \frac{\hbar k}{M}. \quad (1.1)$$

Если двухуровневый атом находится в резонансе с излучением достаточно долго, то он может совершить много циклов поглощение-испускание. И хотя эффект при взаимодействии с одиночным фотоном очень мал, но за счет многократного повторения циклов появляется возможность существенно уменьшить скорость атома.

После поглощения фотона атом переходит в возбуждённое состояние, с которого атом спонтанно переходит обратно в основное состояние испуская при этом фотон. Флуоресценция за счет испускания фотонов изотропна, испущенные фотоны распределены случайным образом по всем направлениям. При переизлучении атом испытывает отдачу в случайном направлении, а усредненный

во времени переданный спонтанным излучением импульс стремится к нулю. Т.к. направление поглощенных фотонов фиксировано, а испускаемые в q актах поглощение-испускание фотоны не дают вклад в изменение импульса, то коллимированный атомный пучок можно замедлить при помощи встречного лазерного излучения.

Запишем выражение для действующей на атом “охлаждающей силы”:

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{\hbar k}{1/\Gamma_p} = \hbar k \Gamma_{sc}, \quad (1.2)$$

где Γ_{sc} :

$$\Gamma_{sc} = \frac{S_0(\Gamma/2)}{1 + S_0 + (2\Delta'/\Gamma)^2}. \quad (1.3)$$

Где I – интенсивность лазерного излучения, $S_0 = I/I_s$ – параметр насыщения, $I_s = \hbar c \Gamma \pi / 3 \lambda^3$ – интенсивность насыщения, Γ – естественная ширина охлаждающего перехода, Δ' – отстройка частоты охлаждающего лазера от резонансной частоты атомного перехода, в которой при рассмотрении движущегося атома необходимо учесть частотный сдвиг за счет эффекта Доплера:

$$\Delta' = \Delta - \vec{k} \vec{v}. \quad (1.4)$$

Для успешной реализации лазерного охлаждения необходимо наличие циклического перехода. Охлаждающий переход должен быть замкнут: это означает, что атом должен распадаться из возбужденного состояния в то, с которого он был возбужден. Также существенным является тот факт, что после нескольких циклов поглощения-испускания у атома меняется скорость, и, как следствие этого, за счет эффекта Доплера изменяется резонансная частота атомного перехода. Энергетические уровни в атоме можно сдвигать магнитным полем, используя эффект Зеемана.

2.2 Оптическая патока

Рассмотрим теперь двухуровневый атом в поле двух встречных бегущих волн. Если атом движется вдоль одного из пучков, то частота лазера в системе координат покоящегося атома равна:

$$\omega' = \omega \left(1 + \frac{v}{c}\right). \quad (1.5)$$

Лазер отстроен от резонанса из основного состояния $|g\rangle$ в возбужденное $|e\rangle$ на величину Δ в красную сторону (рисунок 1.1 (а)).

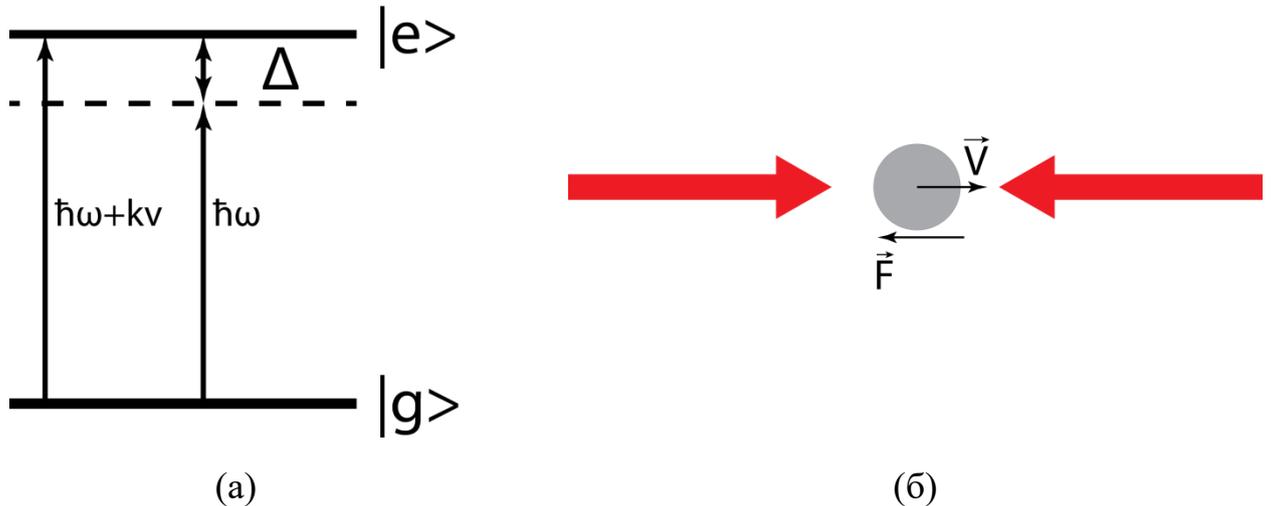


Рисунок 1.1: (а) Двухуровневый атом в системе отсчета связанной с атомом, движущийся со скоростью v навстречу одному из лазерных пучков частоты ω .

(б) На атом в поле двух встречных бегущих волны действует сила, которая зависит от скорости атома.

На атом, находящийся в поле двух встречных лазерных пучков действуют силы, описываемые выражением (1.2): $F(k)$ и $F(-k)$. На рисунке 1.2 показана результирующая сила, действующая на атом в поле двух встречных волн в зависимости от скорости. Для движущегося атома эти силы не равны. Сила противоположная движению атома больше, чем сонаправленная, в некотором интервале скоростей она пропорциональна скорости атомов и похожа на силу

вязкого трения. На атом оказывается воздействие, зависящее от скорости; именно из-за сходства с силой вязкого трения такую систему пучков и называют оптической патокой или оптической мелассой.

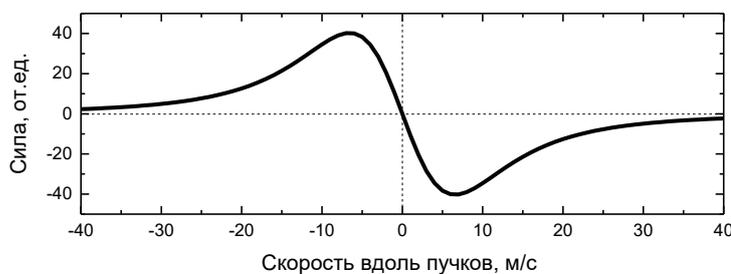


Рисунок 1.2: Результирующая сила, действующая на атом в поле двух встречных волн в зависимости от скорости.

Для охлаждения по всем направлениям используется комбинация из трех ортогональных пар пучков. В такой оптической патоке атом взаимодействует со встречным лазерным излучением вне зависимости от направления своего движения. Таким образом, в оптической патоке можно замедлить атомы до малых скоростей.

2.3 Доплеровский предел

Существует предел, до которого атомы замедляются в оптической патоке, т.к. даже неподвижные атомы испускают и поглощают фотоны. Нагревание атомов в оптической патоке происходит за счет спонтанного испускания фотонов атомами, но одновременно с этим процессом идет охлаждение атомов за счет силы, действующей на них. Существует равновесная температура атомов в оптической патоке, определяемая этими двумя процессами. Таким образом, для равновесной температуры имеем [21,26-28]:

$$k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}{-2\Delta/\Gamma}. \quad (1.6)$$

Данное выражение достигает минимума при красной отстройке лазерного излучения, когда $\Delta = -\Gamma/2$:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (1.7)$$

Доплеровский предел охлаждения дает самую низкую температуру, которая может быть достигнута в оптической патке для простого двухуровневого атома. Нагрев вызван спонтанным излучением, которое является неотъемлемой частью процесса доплеровского охлаждения. Однако даже в первых экспериментах по захвату атомов в магнито-оптическую ловушку, были получены температуры существенно ниже доплеровского предела [21]. В реальности атом не является идеальной двухуровневой системой, что открывает возможности для реализации других механизмов охлаждения [28].

2.4 Локализация облака холодных атомов

Для комфортного изучения “медленных” атомов, их необходимо локализовать в небольшой области пространства. В оптической патке нельзя захватить и локализовать атомы – они будут просто диффундировать из области охлаждения с течением времени. Атомы не локализуются в оптической патке, т.к. сила, действующая на атомы, не имеет пространственной зависимости.

Идея локализации облака холодных атомов основывается на использовании комбинации оптической патки и неоднородного квадрупольного магнитного поля (рисунок 1.3). Для наглядности рассмотрим движение атома вдоль оси z . Лазерные пучки, направленные вдоль оси, имеют поляризацию σ^+ , а против оси – σ^- . Магнитное поле в центре ловушки равняется нулю. На атомы находящиеся в

центре ловушки (рисунок 1.3 б) не действует никаких сил и для лазерного излучения облако атомов является прозрачным. При $z > 0$ ($z < 0$) магнитное поле $B_z > 0$ ($B_z < 0$) и на атом действует сила, направленная в центр ловушки.

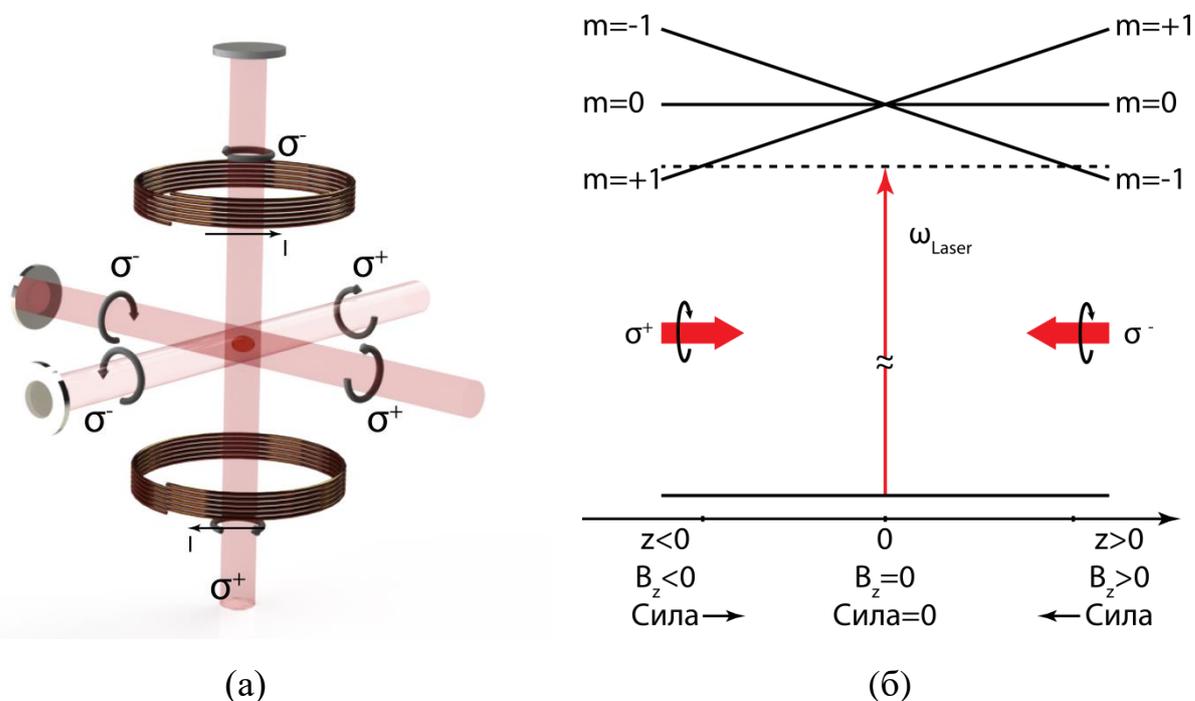


Рисунок 1.3: Схема работы магнито-оптической ловушки: (а) трехмерная схема МОЛ, показано направление тока I в катушках создающих градиент магнитного поля и поляризация пучков, формирующих оптическую патоку. (б) сдвиг магнитных подуровней в градиентном магнитном поле и зависящая от координаты атомов сила.

Энергетические уровни атома в магнитном поле испытывают сдвиг:

$$\Delta E_i = -\mu_B g_F m B, \quad (1.8)$$

где g_F – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, m – проекция полного углового момента F на направление поля, B – магнитное поле.

Из (1.2) результирующая сила, действующая на атомы в оптической патоке вдоль оси z :

$$F(z) = \hbar k_{\sigma^+} \Gamma_{sc^+} + \hbar k_{\sigma^-} \Gamma_{sc^-}. \quad (1.9)$$

Где $\Gamma_{sc\pm}$

$$\Gamma_{sc\pm} = \frac{S_0(\Gamma/2)}{1 + S_0 + \left(2(\Delta \pm k_{\sigma\pm} v \pm \frac{\mu_B g_F B(z)}{\hbar})/\Gamma\right)^2}. \quad (1.10)$$

Таким образом, получаем возвращающую силу, зависящую от z . Под действием этой силы атомы будут совершать гармонические колебания относительно точки $z = 0$ и будут пространственно стабилизированы [29].

3. Вакуумная система

Для создания магнито-оптической ловушки с приемлемым для экспериментов количеством атомов и временем жизни в установке должен поддерживаться вакуум на уровне $10^{-9} - 10^{-10}$ торр ($1.3 \times 10^{-9} - 1.3 \times 10^{-10}$ мбар). На рисунке 1.4 представлена схема вакуумной части установки.

Откачка происходит в несколько этапов. **На первом этапе** откачка осуществлялась масляным насосом Varian DS-42. С его помощью можно откачать всю система до давлений порядка $10^{-2} - 10^{-3}$ торр. После этого появляется возможность продолжить откачку турбомолекулярным насосом Varian Turbo-V 81. Форвакуумный насос подключается через источник бесперебойного питания для предотвращения поломки турбомолекулярного насоса при отключении электричества. Оба насоса последовательно подключаются к фланцу 4 на рис. 1.4. На этой стадии достигается вакуум порядка $10^{-5} - 10^{-6}$ торр.

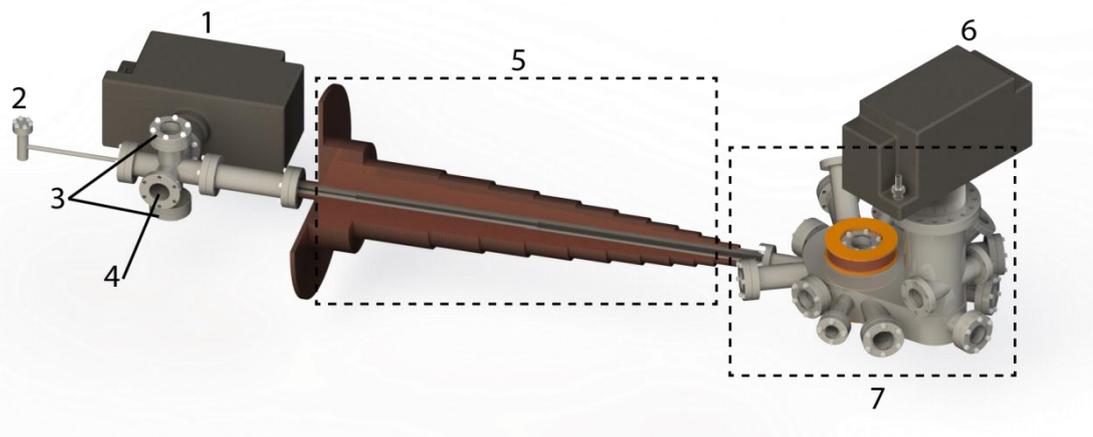


Рисунок 1.4: Схема вакуумной системы: 1 – Ионный (магниторазрядный) насос VacIon 40; 2 – Печка (источник атомного пучка) с металлическим литием; 3 – оптические порты для ввода излучения и диагностики атомного пучка; 4 – Фланец для подключения турбомолекулярного и форвакуумного насосов; 5 – Зеемановский замедлитель; 6 – Ионный (магниторазрядный) насос VacIon 75; 7 – Основная вакуумная камера.

Для получения глубокого вакуума, на **втором этапе** осуществлялся отжиг всей системы при температуре порядка 300°C . Для этого на всю установку наматывались нагревательные ленты OMEGALUX Rope Heaters FGR Series, с температурой нагрева до 500°C . Для отжига зеемановского замедлителя (рис. 1.4, позиция 5) использовались низкотемпературные ленты Omega SRT Series (модель SRT-101-040 и SRT051-040), с температурой нагрева до 230°C . Максимальная допустимая температура нагрева зеемановского замедлителя порядка 150°C . Во избежание скапливания “грязи” в холодных местах вакуумной камеры намотка осуществлялась как можно более равномерно, после чего установка оборачивалась в пять слоев фольги. Непрерывный контроль температуры осуществлялся при помощи двух шестиканальных контроллеров Omega, модель CN606TC1 и двенадцати термопар К-типа (Omega, модель 5SLRTC-GG-K-20-72). Длительность отжига порядка недели, при этом необходима непрерывная работа форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Отжиг осуществлялся при любой замене основных компонент вакуумной системы.

На третьем этапе, после длительного отжига, появляется возможность включить ионные (магниторазрядные) насосы. В установке используется два ионных насоса компании Varian: Ion pump VacIon 40 и VacIon 75 (позиции 1 и 6 на рис. 1.4 соответственно). Глубина вакуума контролировалась по току ионных насосов. Ионные насосы откачивают вакуумную систему до давления 10^{-9} торр.

Для поиска и устранения течей использовался следующий способ. Все швы и вакуумные порты последовательно поливались ацетоном из небольшого шприца, при этом непрерывно наблюдались показания ионных насосов. В случае падения вакуума элемент, дающий течь, заменялся. Во избежание попадания в систему посторонних газов перед заменой компонент в систему подавался аргон, и поддерживалось его положительное давление в системе.

На четвертом этапе роль сублимационного насоса играет атомный пучок лития, формируемый источником атомного пучка (позиция 2 на рис. 1.4), который проходит через всю установку. Подробное описание источника атомного пучка можно найти в пункте 6.1 данной главы.

После всех процедур откачки, отжига и устранения всех течей форвакуумный и турбомолекулярный насос выключались и физически отсекались, далее поддержание вакуума осуществлялась только при помощи двух ионных насосов. Таким образом, в системе получено и непрерывно поддерживается давление 3×10^{-10} торр.

3.1 Описание основной вакуумной камеры

На рисунке 1.5 приведена схема и фотография основной вакуумной камеры. Камера разработана в ИПФ РАН и изготовлена компанией MDC Vacuum. Описание данной вакуумной камеры можно найти в работе [30].

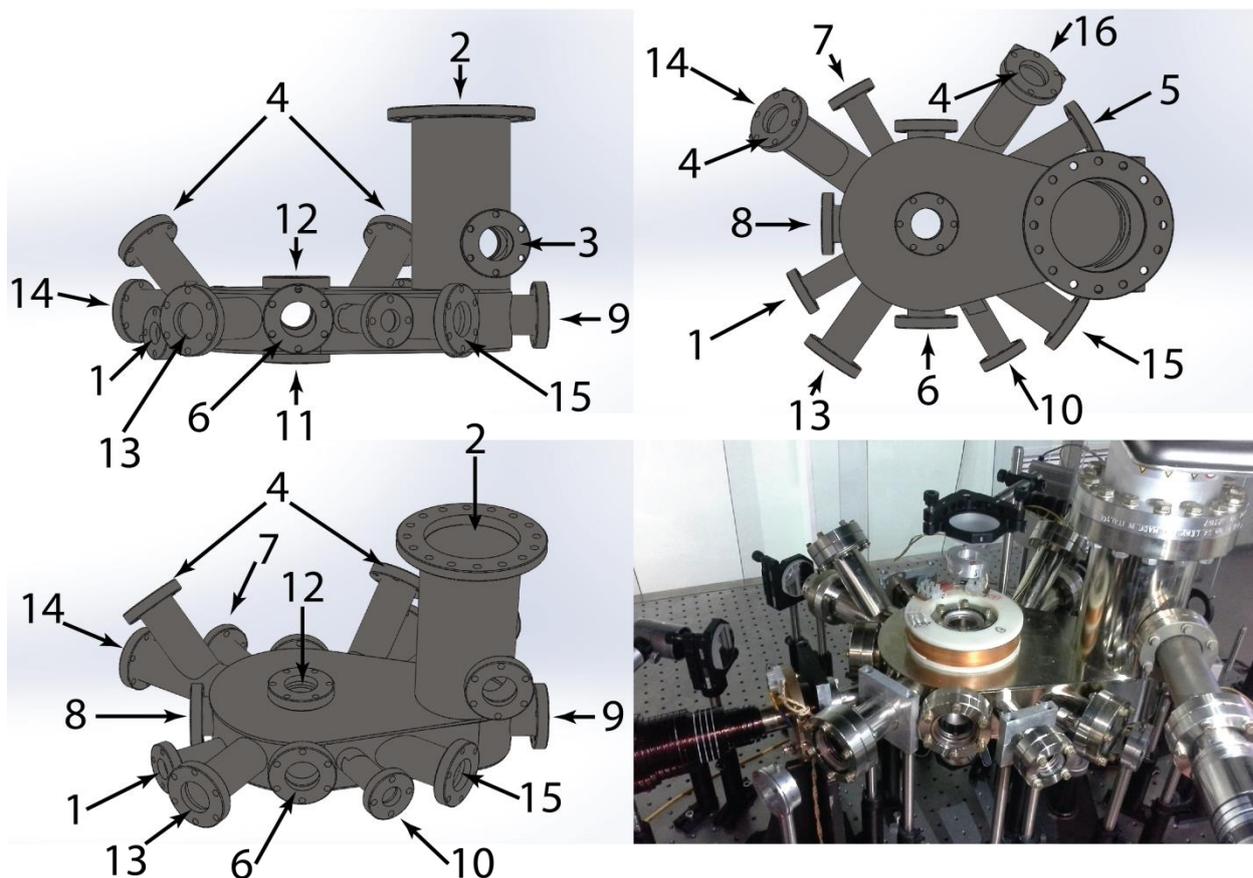


Рисунок 1.5: Схема и фотография вакуумной камеры. На схеме: 1 – Фланец для соединения вакуумной камеры с зеemanовским замедлителем, через этот фланец вводится атомный пучок; 2 – Фланец для подсоединения ионного (магниторазрядного) насоса; 3 – Фланец для сублимационного насоса; 4 – Фланцы для подключения измерителей давления; 5 – Окно для ввода охлаждающего излучения в зеemanовский замедлитель; 6 – Кварцевое окно для ввода ультрафиолетового излучения; 7 – Окно для наблюдения облака при помощи ПЗС-камеры; 8 – Окно для измерения поглощения пробного излучения; 9 – Окно для пробного (диагностического) излучения; 10 – Окно для измерения флуоресценции при помощи фотоприёмника; 11, 12, 13, 14, 15, 16 – Окна для ввода пучков, формирующих трехмерную оптическую патоку.

Всего вакуумная камера содержит 13 портов для оптического доступа к области локализации атомного облака. На установке существует техническая возможность для достижения вакуума порядка 10^{-12} торр [30], если это будет необходимо для эксперимента.

4. Свойства атома лития 7

Атом лития имеет два стабильных изотопа ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. Содержание ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ в естественной природной смеси 7.5% и 92.5% соответственно. Спин ядра лития-7 равен $I = 3/2$. Атом лития имеет один валентный электрон на внешней оболочке, основное состояние $1s^2 2s \quad {}^2S_{1/2}$. Этот электрон и определяет химические и спектроскопические свойства атома лития. Орбитальный момент электрона $L = 0$, спин электрона $S = 1/2$, полный момент электронной оболочки $J = L + S$, таким образом, полный момент атома $F = J + I$. Возможны два состояния полного момента атома $F = 1$ и $F = 2$.

Для доплеровского охлаждения желательно использовать закрытый циклический переход. Это означает, что возбужденное состояние может распасться только на тот уровень, с которого оно было возбуждено. В атоме лития существует сверхтонкое расщепление основного состояния, возникающее за счет взаимодействия магнитного момента ядра и электрона, равное 803.493(14) МГц [31]. На рисунке 1.6 (а) представлена схема уровней атома лития-7 и эквивалентная ей трёхуровневая схема (б).

Для охлаждения атомов лития используется переход $2^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2}$ ($F=3$). Расщепление возбужденного состояния $2^2P_{3/2}$ сравнимо с естественной шириной линии $2^2P_{3/2}$ ($F=3$), которая равна:

$$\frac{\Gamma}{2\pi} = 5.9 \text{ МГц}, \quad (1.11)$$

что соответствует времени жизни:

$$(\Gamma_{Li})^{-1} = 27 \text{ нс}. \quad (1.12)$$

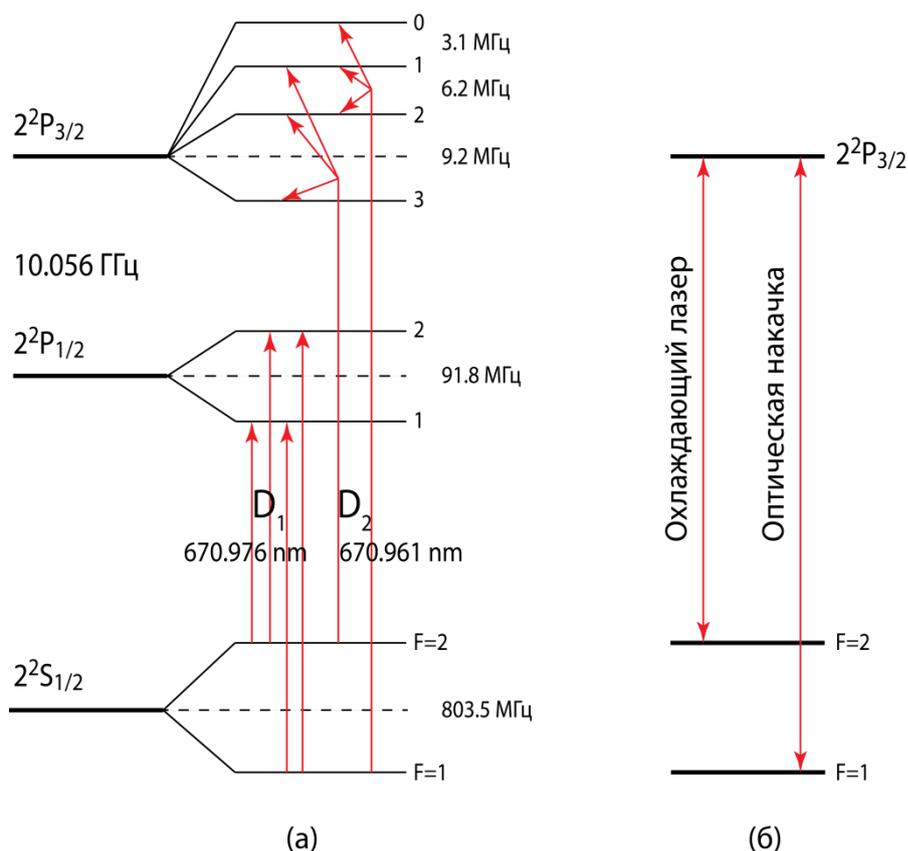


Рисунок 1.6: Схема уровней атома лития-7 (а) и эквивалентная ей трехуровневая схема (б).

Систему можно рассматривать как трехуровневую, где $2^2P_{3/2}$ – неразрешаемый возбужденный уровень и два уровня основного состояния. Атомы из состояния $2^2P_{3/2}$ могут распасться в состояние $F = 1$ и перестанут участвовать в процессе охлаждения. Для предотвращения оптической накачки в состояние $F = 1$ используется излучение, возбуждающее атом с уровня $F = 1$ на уровень $2^2P_{3/2}$, откуда он может распасться на уровень $F = 2$ и снова принять участие в процессе охлаждения. Масса атома лития-7: 1.165×10^{-26} кг.

5. Стабилизация частот источников лазерного излучения

В данном разделе описаны источники лазерного излучения, применяемые для лазерного охлаждения и захвата лития-7 в МОЛ, и методы их стабилизации, используемые в данной работе.

Стабилизированные по частоте инжекционные лазеры с внешним резонатором (ИЛВР) нашли широкое применение в задачах лазерного охлаждения и пленения атомов в МОЛ [32]. Зачастую необходимо иметь возможность прецизионной непрерывной отстройки частоты от резонансного перехода. Существует множество способов отстройки излучения лазера от частоты оптического перехода. Одним из самых распространенных, но не очень удобных для наших задач способов, является отстройка частоты при помощи акустооптических модуляторов [32]. Известен также метод отстройки частоты магнитным полем [33].

В эксперименте использовалось два источника лазерного излучения. В качестве охлаждающего использовался лазер компании Toptica с длиной волны 671 нм и мощностью 500 мВт, а для оптической накачки – лазер, собранный в ФИАНе под руководством В.В. Васильева, с длиной волны 671 нм и мощностью 300 мВт. Оба источника лазерного излучения представляют собой инжекционные лазеры с внешним резонатором, излучение из которых усиливается однопроходным коническим оптическим усилителем [34].

Далее рассмотрена методика стабилизации ИЛВР по резонансам пропускания высокостабильного сканирующего интерферометра Фабри-Перо (ИФП), что позволяет перестраивать частоту охлаждающего лазера в широком диапазоне. Непрерывный контроль частоты осуществляется с помощью измерителя длины волны Angstrom WS-U, откалиброванного по частоте инжекционного лазера, стабилизированного на резонансной частоте насыщенного поглощения ^{85}Rb . Это дает возможность перестраивать охлаждающий лазер в

широком диапазоне частот и осуществлять непрерывный контроль частоты ИЛВР в режиме стабилизации.

5.1. Стабилизация частоты охлаждающего лазера по резонансам пропускания термостабилизированного интерферометра Фабри-Перо

Далее рассмотрим систему стабилизации, позволяющую в режиме реального времени отстраивать частоту излучения охлаждающего ИЛВР относительно резонансов пропускания поглощающей ячейки с атомами лития в очень широком диапазоне (более 100 МГц, что заведомо больше необходимых отстроек для работы с МОЛ). При этом система стабилизации должна обеспечивать стабильность частоты порядка долей естественной ширины $\Gamma/2\pi = 5.9$ МГц. Для эффективной работы МОЛ ширина линии генерации лазера в этом случае должна быть много меньше $\Gamma/2\pi$, поэтому уширение спектра лазерного излучения из-за модуляции недопустимо, и модулируется опорный резонанс пропускания ИФП. Излучение охлаждающего лазера стабилизируется по пику пропускания термостабилизированного конфокального сканирующего ИФП с областью свободной дисперсии (ОСД) 1.5 ГГц и спектральной резкостью 300. Интерферометр был разработан и собран в ФИАНе под руководством В.В. Васильева.

На рисунке 1.7 представлена схема стабилизации ИЛВР по резонансам пропускания термостабилизированного интерферометра Фабри-Перо.

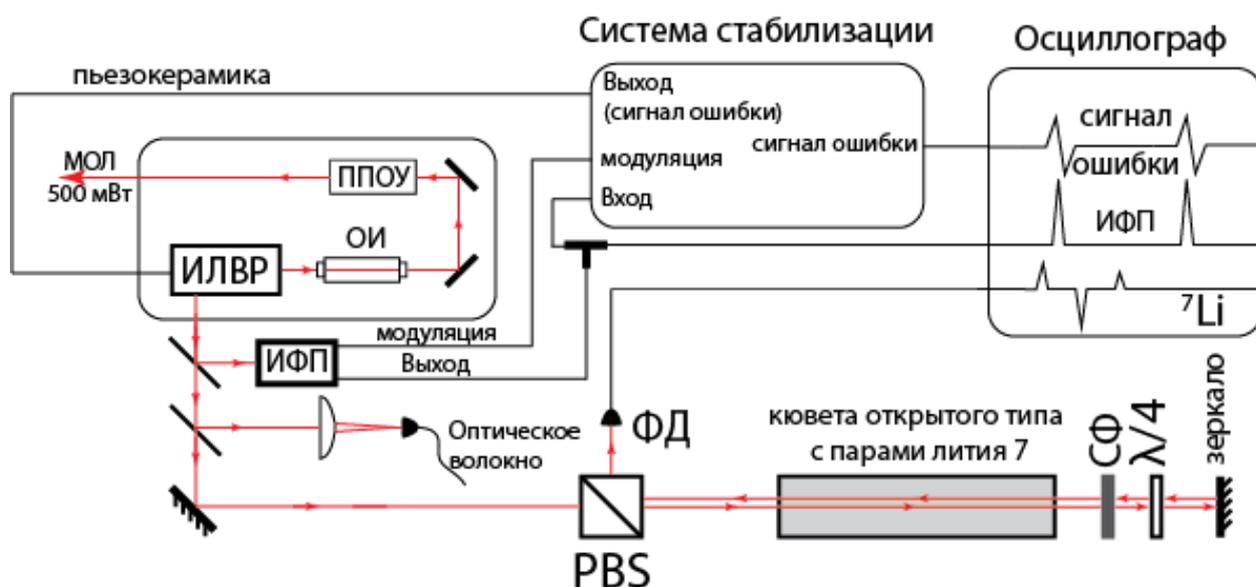


Рисунок 1.7: Схема стабилизации ИЛВР по резонансам пропускания термостабилизированного интерферометра Фабри-Перо: ОИ – оптический изолятор; ППОУ – полупроводниковый оптический усилитель; ФД – фотодиод, СФ – светофильтр, PBS – поляризационный кубик, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка.

Излучение задающего лазера мощностью ~ 1.5 мВт попадает на делительные стеклянные пластинки. При этом незначительная часть излучения направляется в ИФП, а другая фокусируется в оптическое волокно. Часть излучения выполняет роль насыщающего пучка в кювете открытого типа (кювета с холодными концами) с парами лития. Прошедший через кювету и отраженный от зеркала пучок играет роль пробного пучка. Поворот плоскости поляризации при помощи четвертьволновой пластинки позволяет разделить пробный и насыщающий пучки.

В кювете, нагретой до температуры около 400°C , формируются резонансы насыщенного поглощения, относительно которых при помощи осциллографа выставляется резонанс пропускания ИФП (рисунок 1.8).

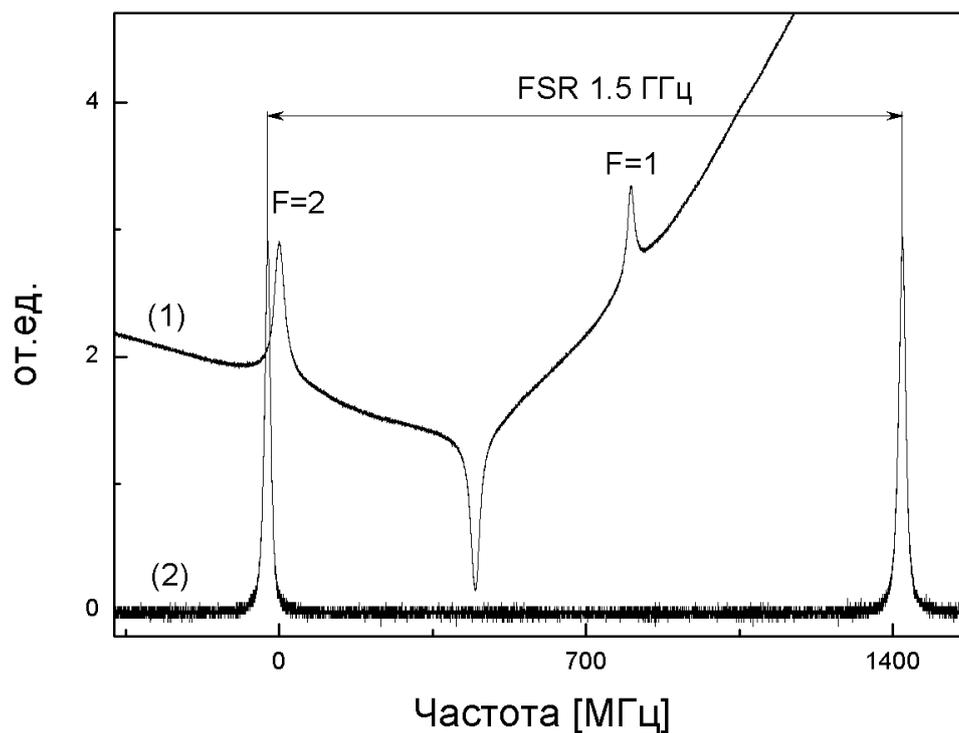


Рисунок 1.8: (1) – Внутридоплеровские резонансы насыщенного поглощения паров 7Li , (2) – резонансы пропускания интерферометра Фабри-Перо.

Одним из достоинств данного метода стабилизации является отсутствие необходимости модулировать излучение задающего лазера. Для получения сигнала ошибки осуществлялась модуляция длины ИФП с частотой 10 кГц.

Кюветы с холодными концами спроектированы и изготовлены В.Н. Кулясовым в ГОИ им. С.И. Вавилова.

Для контроля частоты отстройки резонанса пропускания ИФП от атомного резонанса в ячейке необходимо отключить режим стабилизации лазера и определить частоту отстройки, используя резонансы пропускания в кювете (рисунок 1.9).

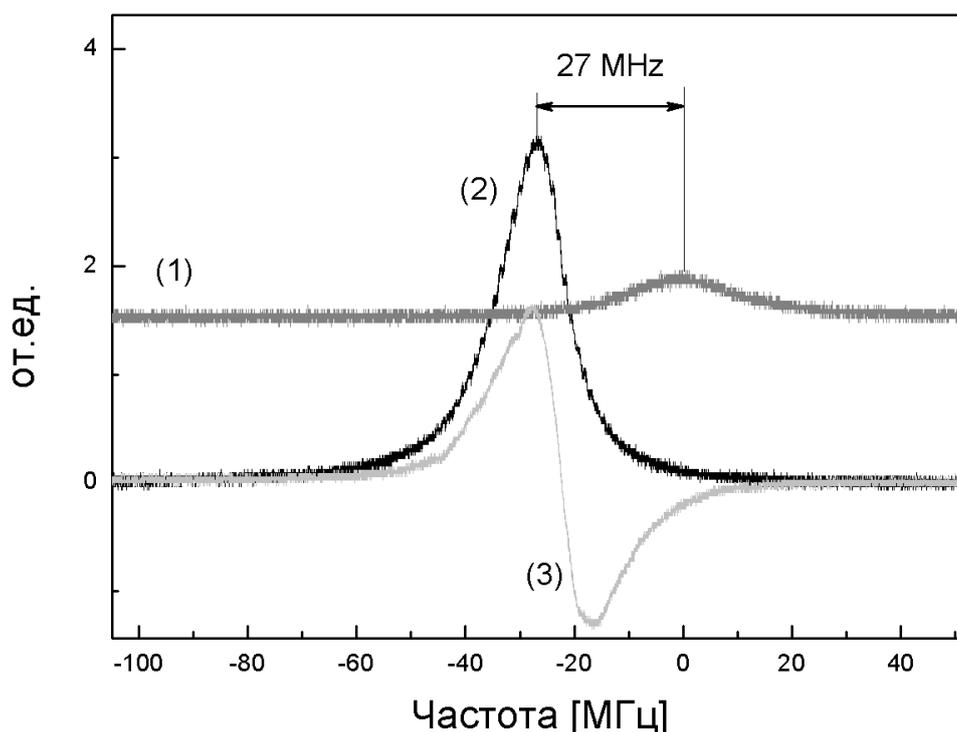


Рисунок 1.9: (1) – D2 линия ${}^7\text{Li}$, переход с $F=2$; (2) – резонанс пропускания ИФП; (3) – сигнал ошибки.

Однако контроль частоты с использованием измерителя длины волны Angstromе WS-U, откалиброванного по резонансам насыщенного поглощения в ячейке с атомами ${}^{85}\text{Rb}$, более удобен и надежен. Он позволяет получать в реальном времени величину отстройки частоты охлаждающего лазера, не выходя из режима стабилизации. Калибровку и описание измерителя длины волны можно найти в пункте 5 главы 3.

5.1.1. Дрейф термостабилизированного интерферометра Фабри-Перо

Перестраиваемый конфокальный интерферометр является распространенным оптическим инструментом для определения спектрального

состава лазерного излучения. Частотное вырождение пространственных мод интерферометра существенно упрощает его согласование с лазерным пучком, а наличие подвижного зеркала, укрепленного, как правило, на пьезоэлементе, позволяет перестраивать резонансную частоту интерферометра, последовательно прописывая все генерируемые моды лазера. Однако для стабилизации частоты лазера, несмотря на очевидность подобного применения, перестраиваемые интерферометры практически не используются из-за значительного дрейфа их собственных частот [35]. Дрейф, связанный с изменением оптической базы интерферометра, обусловлен, во-первых, температурными коэффициентами расширения пьезоэлемента и корпуса, на которых установлены зеркала, во-вторых, зависимостью оптической плотности среды между зеркалами от внешнего атмосферного давления и, в-третьих, постоянством подаваемого на пьезоэлемент напряжения.

В Лаборатории стандартов частоты ФИАН была сделана попытка минимизировать в конструкции разработанного в институте перестраиваемого конфокального интерферометра отрицательное влияние перепадов внешней температуры и давления на частоту его оптического резонанса.

Интерферометр представляет собой ситалловый моноблок, на торцы которого методом оптического контакта установлены зеркала. Одно из зеркал выполнено на подложке, допускающей ее деформацию с внешней стороны на 1 – 2 мкм. Деформация осуществлялась пьезоэлементом, закрепленным в кольце из инвара таким образом, чтобы компенсировать относительное удлинение, вызванное изменением температуры. Для обеспечения выполнения условия конфокальности ситалловый корпус был изготовлен с погрешностью по длине менее 10 мкм. Моноблок помещался в герметичную дюралюминиевую камеру с оптическими окнами, температура камеры поддерживалась постоянной с помощью элемента Пельтье, на который она устанавливалась. Таким образом, вся конструкция ИФП представляла собой «матрешку» (рисунок 1.10).



Рисунок 1.10: Конструкция и внешний вид ИФП.

Излучение лазера, стабилизированного по резонансам пропускания ИФП, по оптоволокну поступало в измеритель длины волны, что позволяло измерять дрейф резонансных частот ИФП (рисунок 1.11). Следует отметить, что наблюдения дрейфа самого измерителя длины волны, измерение которого описано в пункте 5 главы 3 и дрейфа ИФП осуществлялись одновременно. С учетом дрейфа самого измерителя длины волны дрейф ИФП составляет менее 2 МГц/ч [36].

Проведенные в настоящей работе измерения дрейфа собственной частоты интерферометра показали, что дальнейшего его снижения можно ожидать при утолщении стенок герметичной камеры и использовании в блоке управления электронных компонентов повышенной термостабильности.

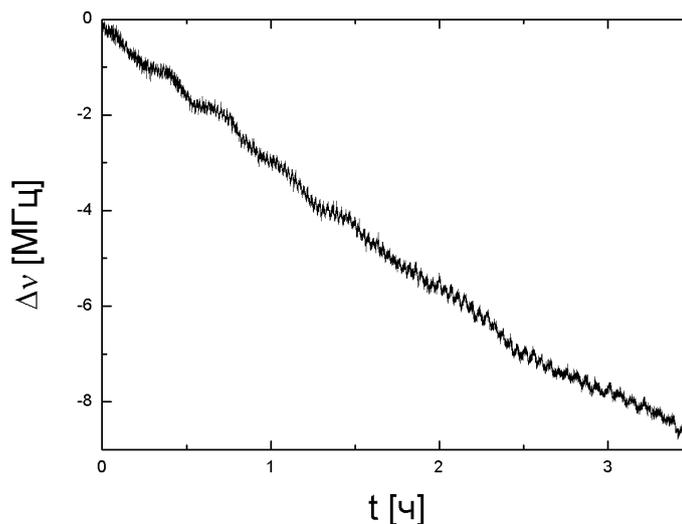


Рисунок 1.11: Зависимость дрейфа частоты ИФП от времени.

5.2. Стабилизация частоты лазера оптической накачки по резонансам насыщенного поглощения в парах лития 7

В предыдущих разделах описаны основные принципы лазерного охлаждения и пленения атомов. Для охлаждения необходимо наличие в атоме циклического перехода. Охлаждающий переход должен быть замкнут: это означает, что атом должен распадаться из возбужденного состояния в то, с которого он был возбужден. В реальности системы не являются двухуровневыми, и атом из возбужденного состояния может перейти не в то состояние, с которого произошло возбуждение. На рисунке 1.6 представлена схема уровней атома лития-7 и эквивалентная ей трехуровневая схема. Для задачи лазерного охлаждения данную систему можно считать трехуровневой. Необходимо обеспечить возвращение атомов с подуровня основного состояния $F = 1$, “темного” для охлаждающего лазера, на подуровень основного состояния $F = 2$ через возбужденное состояние ${}^2P_{3/2}$.

Для этих целей использовался дополнительный полупроводниковый лазер с длиной волны 671 нм и выходной мощностью 300 мВт. На рисунке 1.12 представлена схема стабилизации лазера по резонансам насыщенного поглощения в кювете с парами лития-7.

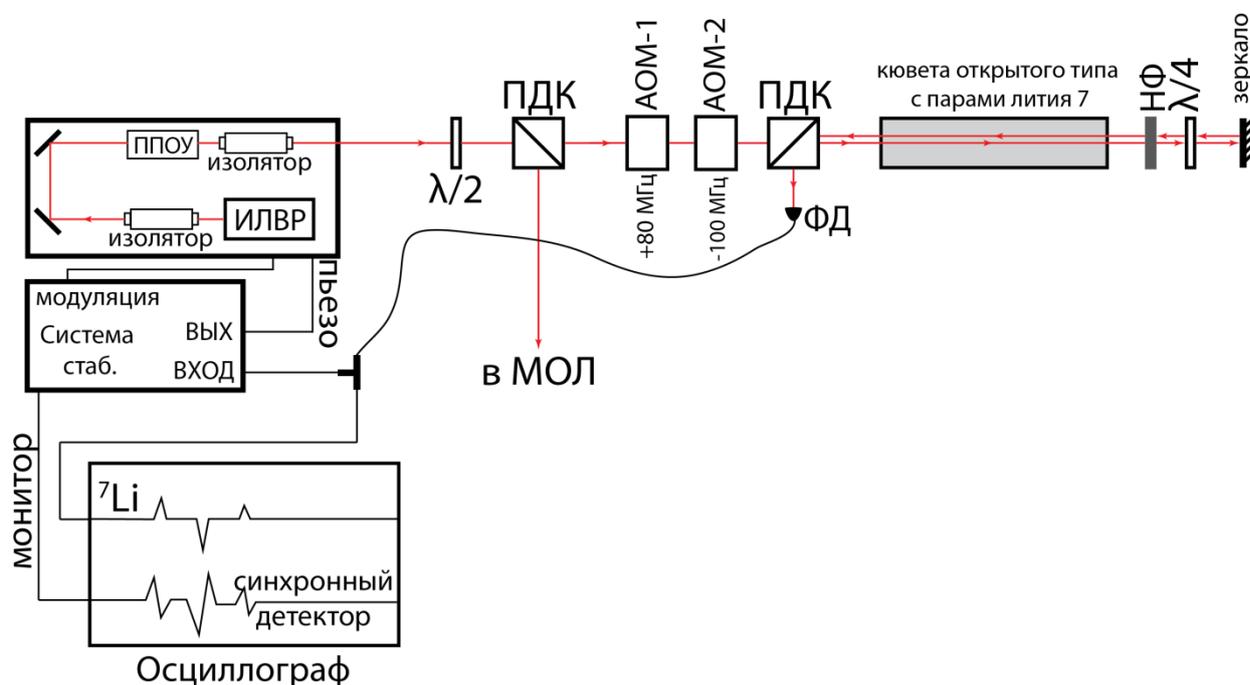


Рисунок 1.12: Схема стабилизации ИЛВР по резонансам насыщенного поглощения в горячей кювете с парами лития-7.

Излучение из задающего лазера при помощи зеркал заводится в полупроводниковый оптический усилитель (ППОУ), для предотвращения обратной связи в схеме предусмотрено два оптических изолятора. При помощи поляризационного делительного кубика (ПДК) небольшая часть излучения попадает в кювету с парами лития-7, в которой формируются резонансы насыщенного поглощения. Для формирования сигнала ошибки модулируется непосредственно частота лазерного излучения. Сигнал модуляции подается в ток питания лазерного диода.

Для достижения оптимальных параметров МОЛ лазер отстраивается на 20 МГц в “красную” сторону относительно внутридоплеровского резонанса $2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 2P_{3/2}$ (самый правый резонанс на рисунке 1.13). Для отстройки

частоты лазерного излучения используется два акусто-оптических модулятора Isomet.

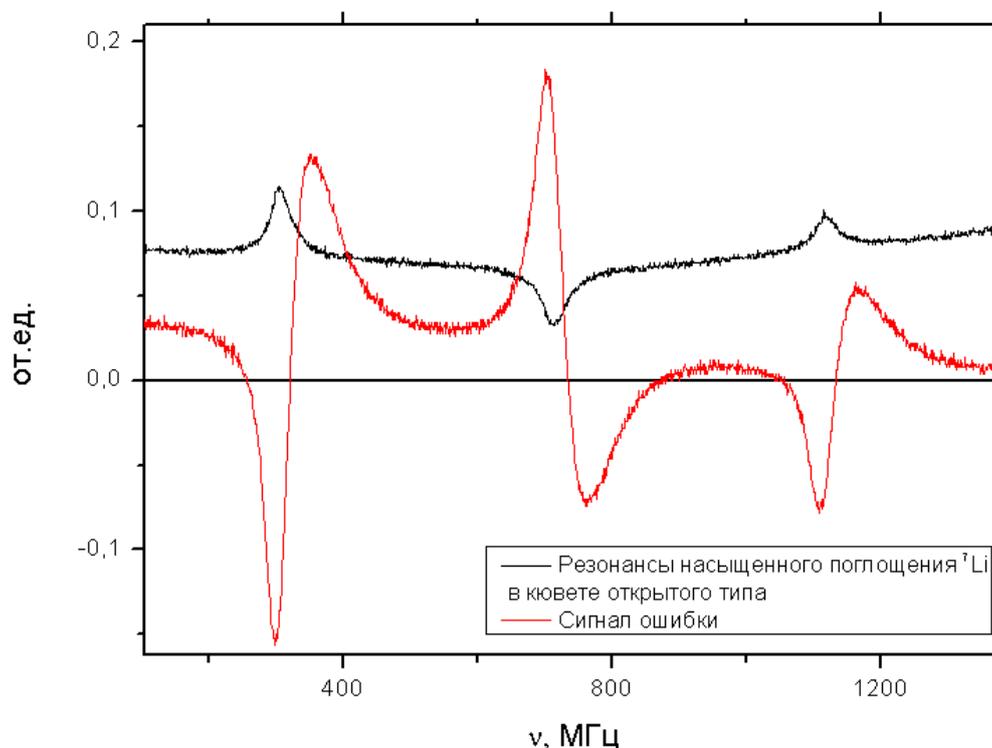


Рисунок 1.13: Резонансы насыщенного поглощения в кювете с парами лития-7 и сигнал ошибки.

6. Замедление пучка атомов лития-7

Далее описан этап формирования и замедления атомного пучка. Для захвата большого количества атомов в магнито-оптическую ловушку, необходимо уменьшить скорость атомного пучка с 1500 м/с до 30 м/с.

В пункте 2.1 данной главы описаны основные принципы охлаждения за счет фотонной отдачи. Помимо того что охлаждающий переход не является замкнутым, существует и другая проблема, связанная с тем что после нескольких циклов поглощения-испускания у атома меняется скорость, и, как следствие этого, за счет эффекта Доплера, изменяется резонансная частота атомного

перехода. Для продолжения охлаждения энергетические уровни в атоме можно сдвигать магнитным полем, используя эффект Зеемана.

6.1. Источник атомного пучка.

В качестве источника атомного пучка в работе использовалась печь, в которой металлический литий нагревался до температуры 400°C. Сама печь была спроектирована и изготовлена в ИПФ РАН, её подробное описание можно найти в работах [30, 37]. В отличие от работ [30, 37] в качестве нагревателей использовались две нагревательные ленты OMEGALUX Rope Heaters FGR Series, с температурой нагрева до 500°C. Непрерывный контроль температуры осуществляется при помощи одного шестиканального контроллеров Omega, модель CN606TC1 и пяти термопар К-типа (Omega, модель 5SLRTC-GG-K-20-72).

Найдем скорость атомов вылетающих из печи. Если отверстие в замкнутом объеме печи мало, то его существование пренебрежимо мало нарушит равновесие атомного газа в печи. Плотность атомов в печи со скоростью, лежащей в интервале от v до $v + \Delta v$ дается распределением Максвелла-Больцмана:

$$n(v) = \text{const} \times e^{-mv^2/(2k_B T)} v^2 dv. \quad (1.13)$$

Среднее число атомов, выходящих из щели за единицу времени, равно среднему полному числу атомов, которые ударились бы за единицу времени о поверхность отверстия, если бы его не было. Так как быстрые атомы скорее выйдут из щели, чем медленные, то поток таких атомов в интервале скоростей от v до $v + \Delta v$ равен:

$$\Phi(v) = n(v)Av, \quad (1.14)$$

где A – площадь отверстия. Наиболее вероятная скорость находится определением скорости, при которой поток $\Phi(v)$ максимален:

$$\frac{\partial \Phi(v)}{\partial v} = 0. \quad (1.15)$$

Отсюда легко находим \bar{v} :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3k_B T}{M}}, \quad (1.16)$$

где M – масса атома лития. Заметим, что эта скорость отличается от наиболее вероятной скорости атома внутри печи. Отсюда наиболее вероятный начальный импульс p_0 и тепловая скорость равны:

$$p_0 = \sqrt{3k_B T M} \approx 1.8 * 10^{-23} \frac{\text{кг} \times \text{м}}{\text{с}}, \quad (1.17)$$

$$\bar{v} \approx 1500 \text{ м/с}. \quad (1.18)$$

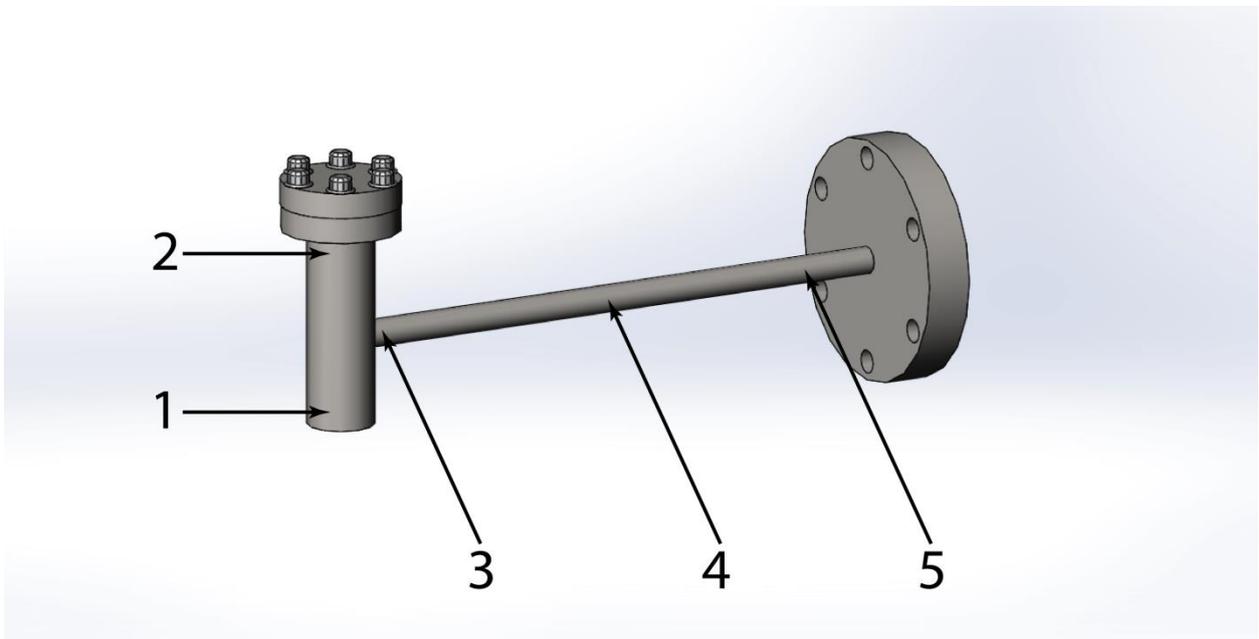


Рисунок 1.14: Схема печи, цифрами указаны точки, в которые помещались термопары.

На рисунке 1.14 показана схема печи, цифрами указаны точки, в которые помещались термопары. Для предотвращения забивания коллимационной трубки расплавленным литием в печи при помощи нагревателей создавался градиент температур. Самая высокая температура 420 °С достигается в точке 3. В точке 1, где в печи находился кусочек металлического лития, температура равнялась 400 °С. Вдоль трубки температура постепенно спадала, достигая самого низкого значения – 290 °С в точке 5. В точках 2 и 4 температура была 400 °С и 360 °С соответственно.

6.2. Зеемановский замедлитель

Для загрузки в МОЛ большого количества нейтральных атомов, необходимо иметь источник большого количества медленных нейтральных атомов. Далее описывается такой источник атомов, основанный на эффекте Зеемана. Принцип работы зеемановского замедлителя заключается в следующем: у атомов, провзаимодействовавших с лазерным излучением, изменяется скорость, и за счет эффекта Доплера они испытывают частотный сдвиг, после чего лазерное излучение уже не взаимодействует с ними. Под действием магнитного поля уровни в атоме смещаются, таким образом можно компенсировать частотный сдвиг за счет эффекта Доплера зеемановским сдвигом, тогда атомы будут в резонансе с лазерным излучением на всей длине зеемановского замедлителя.

На рисунке 1.15 представлена схема установки по замедлению пучка нейтральных атомов. Пучок атомов из источника атомного пучка влетает в зеемановский замедлитель. Навстречу атомному пучку распространяется лазерное излучение, которое отстроено от частоты атомного перехода на 200 МГц относительно лабораторной системы отсчета. В разделе 2.1 стр. описано охлаждение за счет фотонной отдачи, для компенсации частотного сдвига за счет

эффекта Доплера запишем Δ' в выражении (1.4) с учетом компенсирующего сдвиг магнитного поля:

$$\Delta' = \Delta_0 + \vec{k}\vec{v} - \frac{\mu}{\hbar}B(z), \quad (1.19)$$

где Δ_0 – отстройка частоты лазерного излучения от резонанса, μ – магнитный момент перехода, $B(z)$ – переменное магнитное поле.

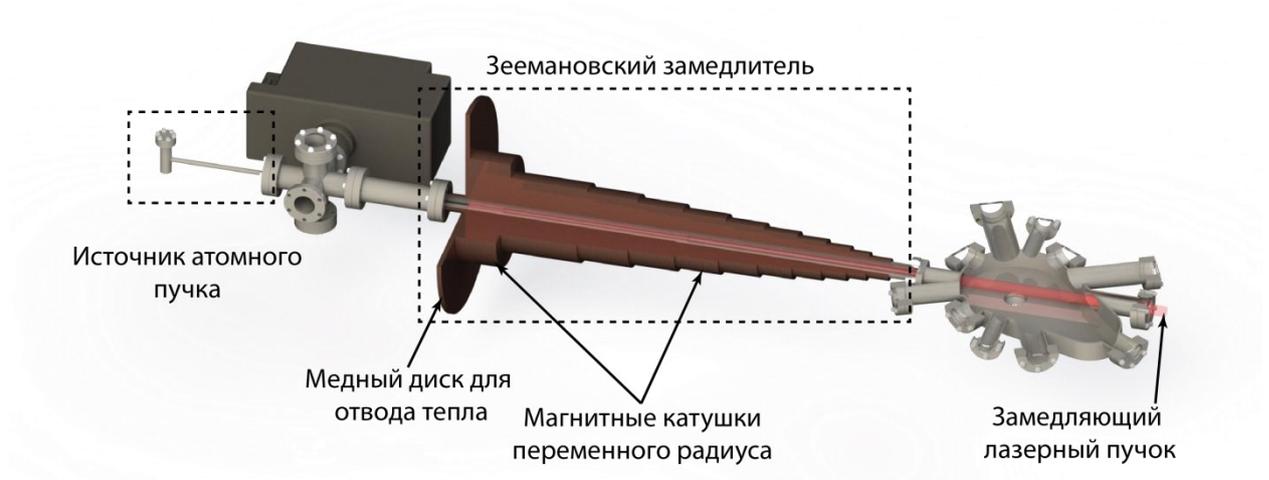


Рисунок 1.15: Схема установки по замедлению пучка нейтральных атомов.

Атомы, влетающие в зеемановский замедлитель, имеют начальную скорость $v_i = 1500$ м/с. Для того чтобы компенсировать сдвиг резонансной частоты за счет эффекта Доплера, необходимо начальное поле:

$$B_i = \frac{kv_i}{\mu_B/\hbar}. \quad (1.20)$$

При условии, что в выражении (1.3) $S_0 \gg 1$ и отстройка равна нулю, максимальная тормозящая сила:

$$F_{max} = \frac{\hbar k \Gamma}{2}, \quad (1.21)$$

а максимальное ускорение атомов:

$$a_{max} = \frac{\hbar k \Gamma}{2m}, \quad (1.22)$$

где m – это масса атома. Приравнивая к нулю Δ' , можно получить выражение, связывающее магнитное поле и скорость атомов. Для нахождения пространственной зависимости магнитного поля запишем кинематическое уравнение движение атома:

$$v^2(z) = v_i^2 - 2a_{max}z. \quad (1.23)$$

Отсюда при постоянной скорости замедления получаем поле вдоль оси:

$$B = \frac{\hbar}{\mu} \left(\Delta_0 + k \sqrt{v_i^2 - 2az} \right). \quad (1.24)$$

Для большинства замедлителей [30, 37]:

$$a = \alpha a_{max} = \alpha \frac{\hbar k \Gamma}{2m}, \quad (1.25)$$

где $0.5 < \alpha < 0.75$ – коэффициент неидеальности системы. Зеемановский замедлитель был спроектирован и изготовлен в ИПФ РАН под руководством А.В. Турлапова. Замедлитель представляет из себя трубу переменного внутреннего диаметра, на которую осуществляется неоднородная намотка изолированного прямоугольного провода 2.65×4 мм (марка провода ПЭЭИП1-180-МЭК 2.65x4.0 ТУ 16.К71-309-2001). На одном из концов установлен медный диск для отвода тепла. Охлаждение всего замедлителя пассивное.

На рисунке 1.16 показан график зависимости магнитного поля от координаты вдоль оси зеемановского замедлителя. Пунктирной линией обозначена точка на оси сразу после конца медного диска. На графике учтено наличие т.н. обратной катушки, поле в которой направлено в противоположную сторону. Замедленные атомы могут, при некоторых параметрах, замедлиться до нулевой скорости вдоль направления оси замедлителя и полететь обратно.

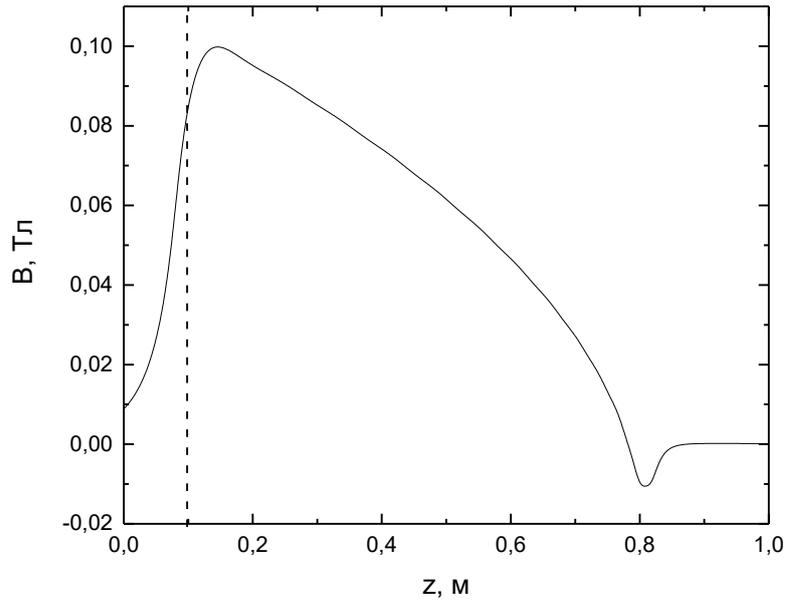


Рисунок 1.16: Зависимость магнитного поля зеемановского замедлителя от координаты.

На практике достаточно отстроить охлаждающее излучение на 200 МГц от резонанса, таким образом для атомов, покидающих магнитное поле, излучение не является резонансным.

7. Магнито-оптическая ловушка для атомов лития-7

Атомы, имеющие достаточно низкую скорость, попадают в область захвата МОЛ, которая представляет собой комбинацию оптической пачки и градиентного магнитного поля. Подробное описание оптической пачки и локализации атомов можно найти в п. 2.2 и п. 2.4 данной главы соответственно. На рисунке 1.17 представлена схема магнито-оптической ловушки для атомов лития-7.

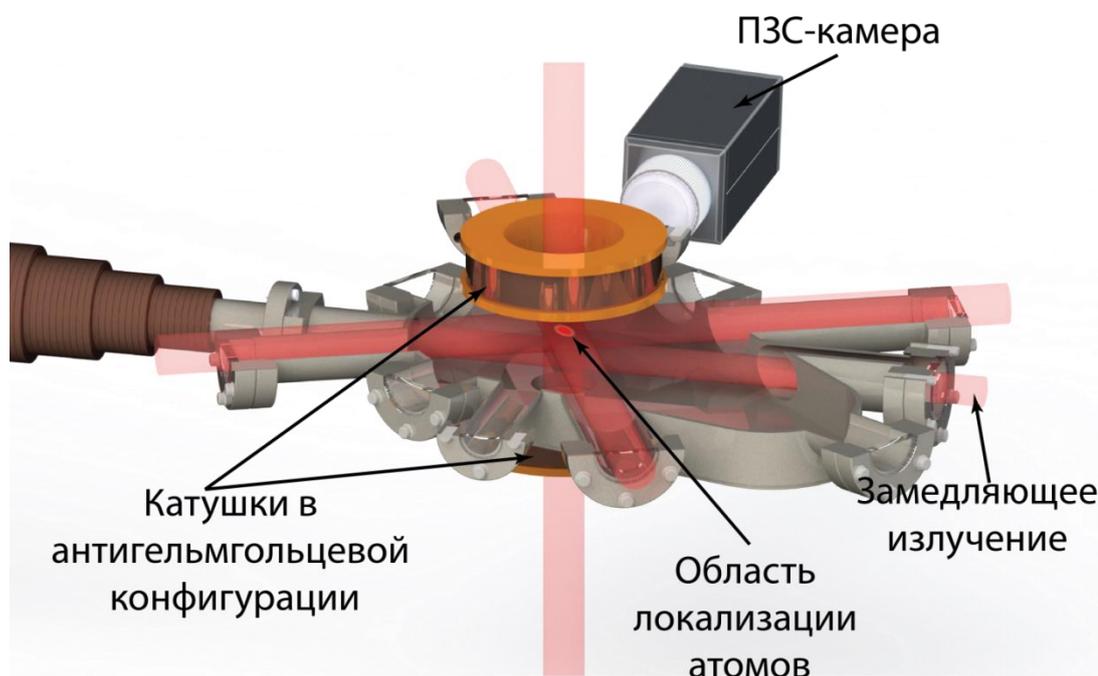


Рисунок 1.17: Схема магнито-оптической ловушки.

Градиент магнитного поля создавался двумя катушками в антигелмгольцевой конфигурации. Поле в катушках направлено навстречу друг другу, таким образом, в центре камеры существует область, где магнитное поле равняется нулю. Увеличивая ток в катушках можно изменять градиент магнитного поля от нуля до порядка 35 Гс/см.

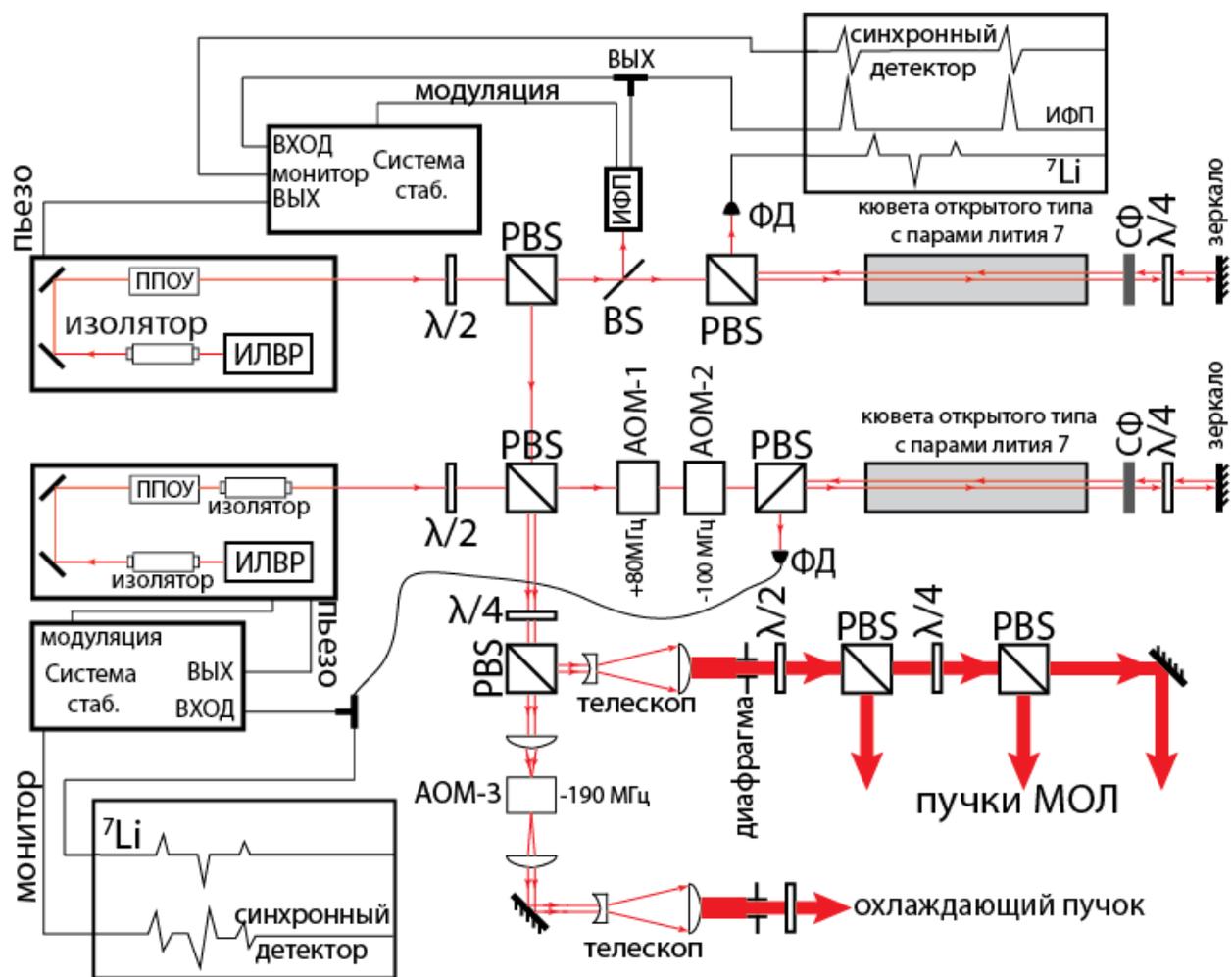


Рисунок 1.18: Оптическая схема МОЛ и схема стабилизации частот источников лазерного излучения. ИЛВР – инжекционный лазер с внешним резонатором, ППОУ – полупроводниковый оптический усилитель, АОМ – акустооптический модулятор, ПДК – поляризационный делительный кубик, ФД – фотодиод, ДП – делительная пластинка, ИФП – интерферометр Фабри-Перо, НФ – нейтральный фильтр.

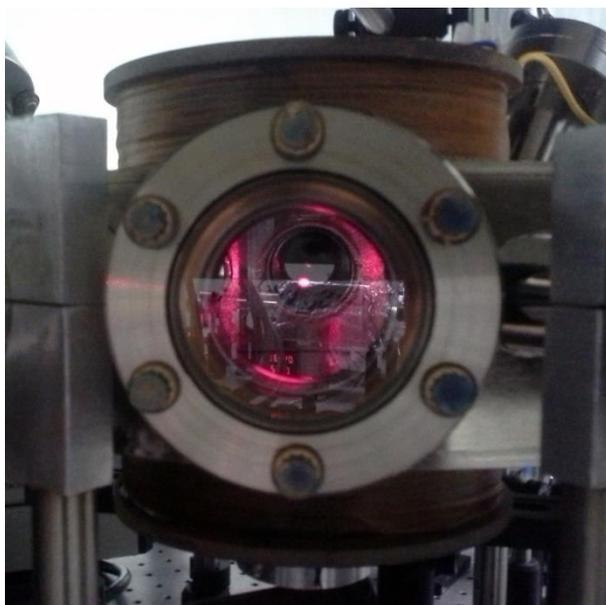
Для создания МОЛ используется два полупроводниковых лазера с внешним резонатором мощностью 500 и 300 мВт с длиной волны 671 нм, которые являются охлаждающим лазером и лазером накачки. После их стабилизации (стабилизации источников посвящен пункт 5 данной главы), излучение двух лазеров сводится при помощи поляризационного делительного кубика. На рисунке 1.18 приведена схема оптической части установки.

После сведения двух лазеров в один пучок на поляризационном кубике (PBS) часть излучения идет на формирования пучков для оптической патоки, а другая часть – на охлаждение атомного пучка. В каждом из пучков 70% мощности – это излучение охлаждающего лазера, а 30% – лазера оптической накачки. При помощи телескопа диаметр пучков МОЛ увеличивается до 25 мм, и три взаимно ортогональных пучка, формирующие МОЛ, направляются в вакуумную камеру. Каждый из трех пучков проходит через четвертьволновую пластинку. Пройдя через вакуумную камеру, все три пучка отражаются от зеркал строго обратно, тем самым формируя остальные три пучка МОЛ, необходимые для локализации облака, описанной в пункте 2.4 данной главы. Часть излучения фокусируется при помощи телескопа в АОМ, где отстраивается на 200 МГц в красную сторону (на рисунке 1.18 АОМ-3).

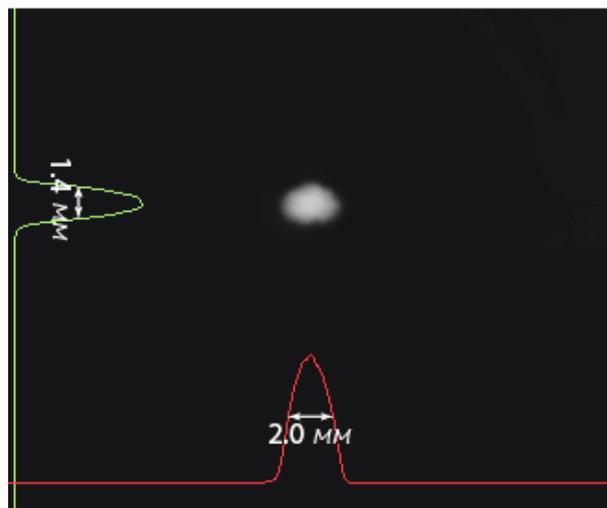
Недостатком полупроводниковых лазеров является качество пучка, которое далеко от идеального Гауссового. Все пучки перед их попаданием в вакуумную камеру увеличиваются телескопами до диаметров немного больших, чем 25 мм, после чего крылья пучка обрезаются при помощи диафрагмы.

Мощность пучков МОЛ – 55 мВт (16 мВт – лазер оптической накачки, 39 мВт – охлаждающий лазер) в каждом, мощность охлаждающего пучка – 100 мВт (30 мВт – лазер оптической накачки, 70 мВт – охлаждающий лазер).

После включения всех пучков в центре вакуумной камеры локализуется облако атомов лития-7. На рисунке 1.19 (а) представлена фотография облака внутри вакуумной камеры, сделанная при помощи обычной фотокамеры и фотография на ПЗС-камеру, на которой можно в режиме реального времени наблюдать профиль интенсивности облака [38].



(а)



(б)

Рисунок 1.19: (а) Фотография вакуумной камеры и облака атомов лития-7. (б) Распределение интенсивности флуоресценции облака атомов лития-7 при градиенте магнитного поля 35 Гс/см.

8. Основные результаты главы 1

В главе 1 дано описание созданной впервые в стране магнито-оптической ловушки для атомов лития-7. Приведен краткий обзор основных принципов лазерного охлаждения и пленения атомов в МОЛ. Приведено подробное описание собранной вакуумной системы, в которой после длительного отжига и многоступенчатой откачки поддерживается вакуум на уровне 3×10^{-10} торр. Описана стабилизация частот источников лазерного излучения. Исследована возможность стабилизации частоты охлаждающего лазера по резонансам пропускания термостабилизированного интерферометра Фабри-Перо. Измерен дрейф интерферометра, который оказался менее 2 МГц/ч [36]. В п. 6 описан источник атомного пучка и зеемановский замедлитель, которые являются источником медленных нейтральных атомов для МОЛ. Подробно рассмотрена

оптическая схема МОЛ для атомов лития-7, и приведены фотографии атомного облака.

Глава 2. Характеристики облака газа холодных атомов

1. Введение

В предыдущей главе приводилось описание созданной магнито-оптической ловушки и её основных элементов. Данная глава посвящена исследованию характеристик облака газа холодных атомов лития-7, таких как время жизни, концентрация атомов на подуровнях основного состояния, распределение плотности атомов в МОЛ и температура. Задачей исследований описанных в данной главе являлось определение оптимальных параметров МОЛ для дальнейших экспериментов описанных в главе 3. Также эта информация важна для планируемых экспериментов по изучению ультрахолодной плазмы [1-4] и ридберговского вещества [39-41].

2. Контроль размера и профиля интенсивности облака газа холодных атомов

Захваченные в МОЛ атомы совершают осцилляции относительно центра ловушки и участвуют в процессе охлаждения все время пребывания в области захвата. При взаимодействии с удерживающим излучением атомы излучают фотоны на длине волны 671 нм, именно это позволяет наблюдать облако в оптическом диапазоне.

Оптический порт, через который производилось наблюдение флуоресценции облака атомов, обозначен цифрой 7 на рисунке 1.5. Наблюдение

производилось ПЗС-камерой Hamamatsu ORCA-05G. С камерой поставляется программный пакет HSIimage, в котором содержатся инструменты для комфортной работы с камерой, наблюдения в реальном времени и анализа профилей интенсивности облака, реализован запуск внешним сигналом.

На рисунке 1.20 представлена фотография облака атомов, сделанная при помощи ПЗС-камеры. Камера откалибрована и показывает в реальном времени профиль интенсивности.

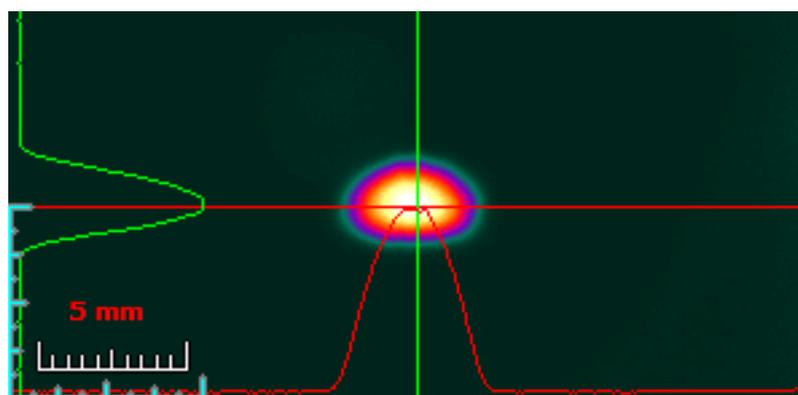


Рисунок 2.1: Распределение интенсивности флюоресценции атомного облака при отстройке охлаждающего излучения 25 МГц в красную сторону и градиенте магнитного поля 21 Гс/см.

Ширина облака на полувысоте (FWHM) при отстройке охлаждающего излучения 25 МГц в красную сторону и градиенте магнитного поля 21 Гс/см равна 2.9 мм по оси абсцисс. Размер облака вдоль оси ординат отличается от размера вдоль оси абсцисс в $\sqrt{2}$ – это связано со структурой градиента магнитного поля, сформированного катушками в положении “анти-Гельмгольц”.

3. Измерение плотности и количества атомов на разных подуровнях основного состояния

Одними из основных параметров облака атомов в МОЛ является количество и плотность атомов. Получение высоких концентраций важно, например, для

загрузки как можно большего числа атомов в дипольные ловушки [42] и получения Бозе-Эйнштейновского конденсата [43]. Данное исследование необходимо для подбора оптимальных параметров для дальнейших экспериментов.

В качестве пробного (диагностического) лазера использовался полупроводниковый лазер с внешним резонатором по схеме Литрова с мощностью 20 мВт и центральной длиной волны 671 нм, с возможностью перестройки ± 1 нм. Излучение пробного лазера попадало в вакуумную камеру через вакуумный порт (поз. 9, рисунок 1.5), детектирование поглощения производилось фотоприемником, установленным у противоположного вакуумного порта (поз.8 рисунок 1.5). На рисунке 2.2 представлена схема экспериментальной установки.

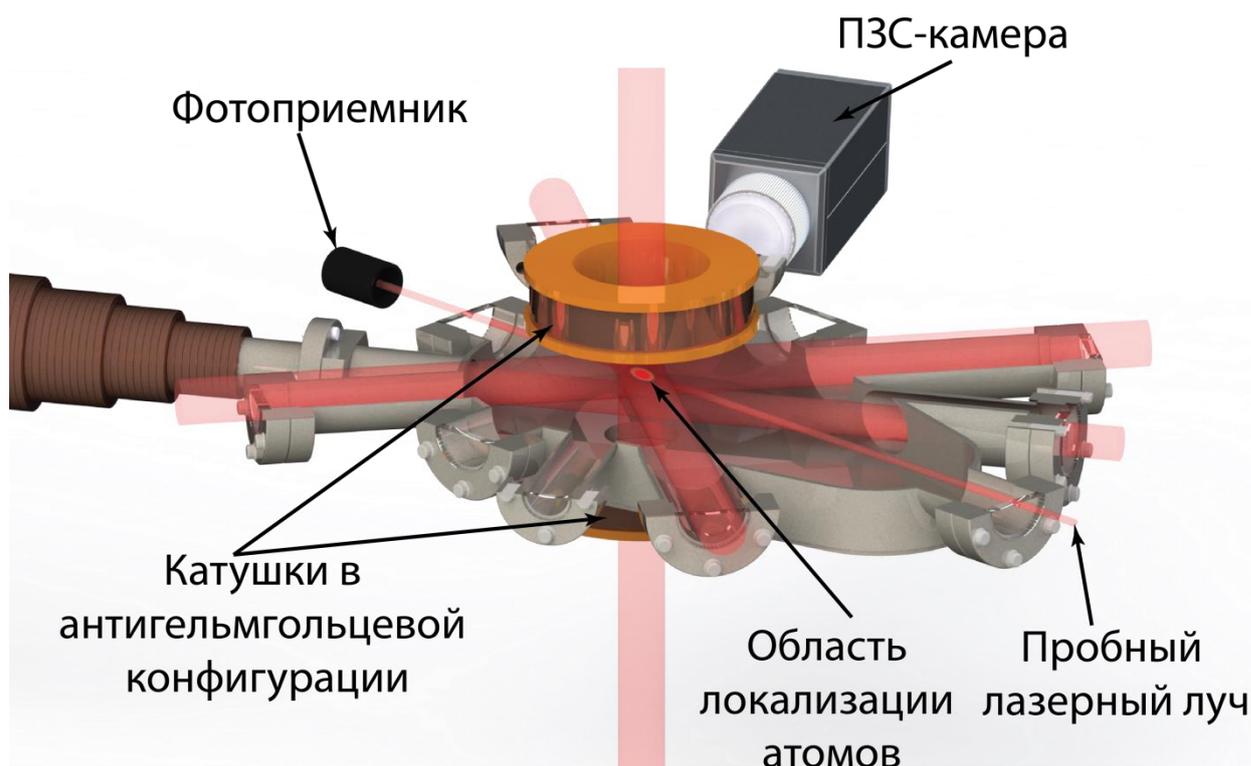


Рисунок 2.2: Схема эксперимента по измерению концентрации атомов в МОЛ.

При помощи диагностического лазера была проведена независимая спектроскопия уровней поглощения ультрахолодного ${}^7\text{Li}$ в магнитооптической ловушке в зависимости от отстройки частоты охлаждающего лазера.

Интенсивность пробного излучения ослаблялась для обеспечения линейного режима поглощения. Кроме того, при помощи CCD-камеры был измерен профиль интенсивности флюоресценции облака холодных атомов.

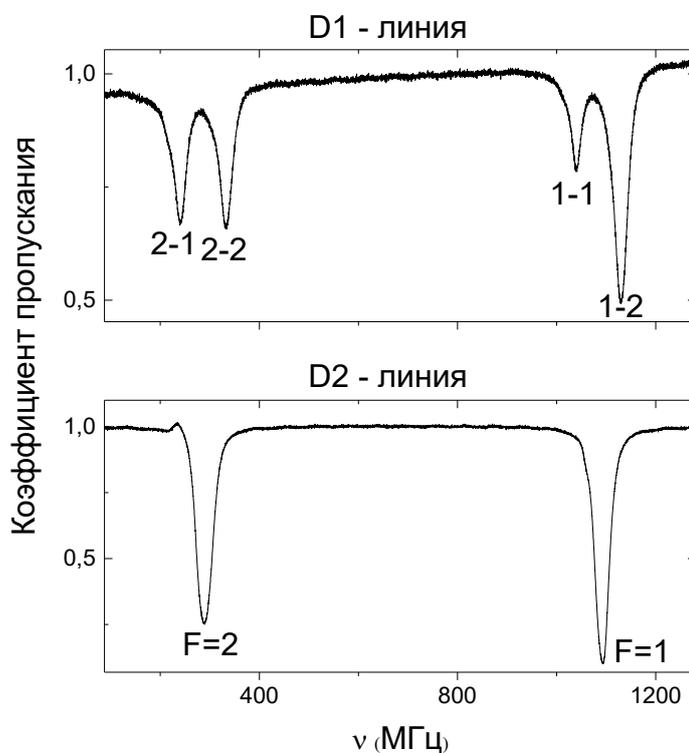


Рисунок 2.3: Спектр пропускания пробного излучения облаком холодных атомов лития-7 в зависимости от частоты при отстройке охлаждающего излучения 17 МГц и градиенте магнитного поля 21 Гс/см для спектральных линий D_1 (сверху) и D_2 (внизу).

Результаты эксперимента приведены на рисунке 2.3. Видно, что на D_1 сверхтонкое расщепление разрешается, а на D_2 имеем смешение трех верхних уровней при поглощении. Наблюдаются только две компоненты D_2 -линии. Для определения концентрации удобно воспользоваться законом линейного поглощения Бугера–Ламберта–Бера:

$$n = \frac{-\ln(T)}{\sigma l}, \quad (2.1)$$

где σ – сечение, l – эффективная длина поглощающей среды, n – концентрация в см^{-3} , T – коэффициент пропускания. Сечение поглощения для компонент D2 линии можно вычислить по формуле:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (2.2)$$

На рисунке 2.4 приведена зависимость разницы концентраций на возбужденных уровнях и в основном состоянии (на $F = 1$ и 2) для D₂-линии от отстройки частоты охлаждающего лазера. Градиент магнитного поля 21 Гс/см.

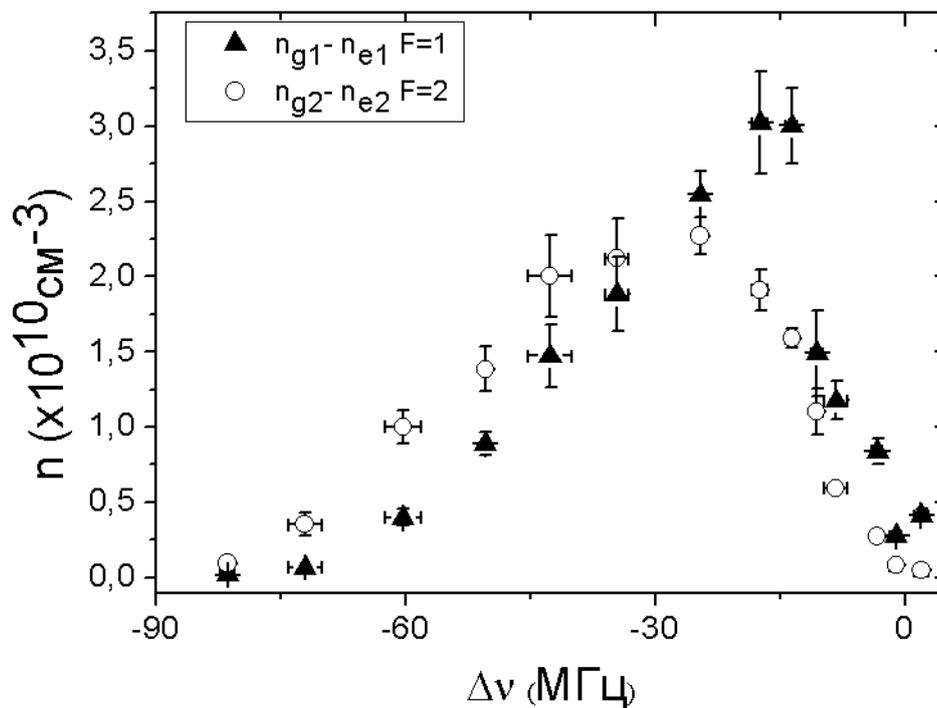


Рисунок 2.4: Зависимость разницы концентраций на возбужденных уровнях и в основном состоянии (на $F = 1$ и 2) для D₂-линии от отстройки частоты охлаждающего лазера.

Наблюдаемая разница концентраций обусловлена тем, что охлаждение происходит на D₂-линии, и охлаждающий лазер и лазер оптической накачки перераспределяют заселенности уровней. Погрешности измерения концентрации определяются флуктуациями интенсивности охлаждающего и пробного лазеров.

Погрешность измерения частоты задается дрейфом частоты охлаждающего лазера, поскольку он был стабилизирован по интерферометру Фабри-Перо.

Для расчета концентрации возбужденных атомов можно использовать простую модель в приближении, когда вверху вместо четырех неразрешенных уровней мы рассматриваем два изолированных на D₂-линии:

$$\Delta n_1 = (n_{g_1} - n_{e_1}), \quad (2.3)$$

$$\Delta n_2 = (n_{g_2} - n_{e_2}), \quad (2.4)$$

где n_{g_1} и n_{g_2} – концентрации на нижних уровнях, n_{e_1} и n_{e_2} – концентрации на верхних уровнях. При этом

$$n_{e_1} = \frac{\sigma f_1(\Delta\nu_1) \frac{I_1}{\hbar\omega} \Delta n_1}{\gamma} \quad (2.5)$$

$$n_{e_2} = \frac{\sigma f_2(\Delta\nu_2) \frac{I_2}{\hbar\omega} \Delta n_2}{\gamma} \quad (2.6)$$

$$f_1(\Delta\nu) = \frac{\gamma^2}{4(\Delta\nu_1)^2 + \gamma^2} \quad (2.7)$$

$$f_2(\Delta\nu) = \frac{\gamma^2}{4(\Delta\nu_2)^2 + \gamma^2}, \quad (2.8)$$

где $I_1 = 3.6 \times 10^{-3} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ и $I_2 = 8.4 \times 10^{-3} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ – интенсивности лазера накачки и охлаждающего лазера соответственно, $\hbar\omega$ – энергия фотона на длине волны 671 нм, $\gamma = 6$ МГц – естественная ширина линии, $\Delta\nu_1$, $\Delta\nu_2$ частоты отстройки лазера оптической накачки и охлаждающего лазера. В $f_1(\Delta\nu_1)$ входит отстройка оптической накачки, которая фиксирована ($\Delta\nu_1 = 20$ МГц). Предложенная модель позволяет определить концентрацию возбужденных атомов по результатам измерений.

В то же время удастся осуществить проверку правильности выбранной модели следующим образом. Концентрацию атомов на нижнем уровне $F = 2$ можно определить непосредственно через поглощение на D_1 -линии. Дело в том, что поглощение на D_1 -линии обусловлено только заселенностью основного состояния. Тогда, согласно [44] сечение поглощения на сверхтонком переходе можно вычислить по формуле

$$\sigma_{F_g F_e} = \frac{\lambda^2}{4\pi} g_{F_g F_e} \frac{2J_e + 1}{2J_g + 1} \frac{A}{\gamma}, \quad (2.9)$$

где A – коэффициент Эйнштейна. В нашем случае $\gamma = A$. Индексу “2-2” соответствует переход на D_1 -линии с $F=2$ на 2 (рисунок 2.3 вверху). Этот переход мы использовали для измерения концентрации атомов в основном состоянии $F=2$. Для этого перехода можем записать

$$\sigma_{2-2}(\gamma) = \frac{\lambda^2}{4\pi} g_{FF'} \quad (2.10)$$

$$g_{FF'} = \frac{(2F + 1)(2F' + 1)}{2I + 1} \left\{ \begin{matrix} F & J & I \\ J' & F' & 1 \end{matrix} \right\}^2 = 0,31, \quad (2.11)$$

где $F = F' = 2$, $J = J' = \frac{1}{2}$, $I = \frac{3}{2}$. Используя формулу (2.1), можно определить n_{g_1} .

На рисунке 2.5 приведены результаты, полученные для концентраций атомов в основном состоянии из поглощения на D_1 .

В то же время концентрации атомов в основном состоянии можно определить в рамках предложенной модели из выражений (2.3)-(2.8), используя результаты измерения на D_2 . На рисунок 2.5 приведены и эти результаты. Наблюдается хорошее согласие полученных двумя способами результатов, что говорит о правильном выборе предложенной модели.

На рисунке 2.6 показаны зависимости концентраций атомов во всех состояниях и только возбужденных атомов от отстройки частоты охлаждающего лазера.

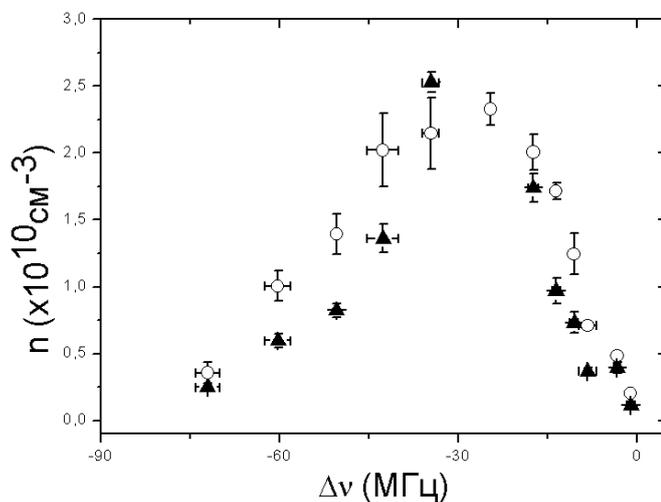


Рисунок 2.5: Треугольники – концентрации атомов в основном состоянии на $F=2$, полученные из поглощения на D_1 , кружки – расчет концентрации атомов в основном состоянии на $F=2$ по нашей модели через поглощение на D_2 .

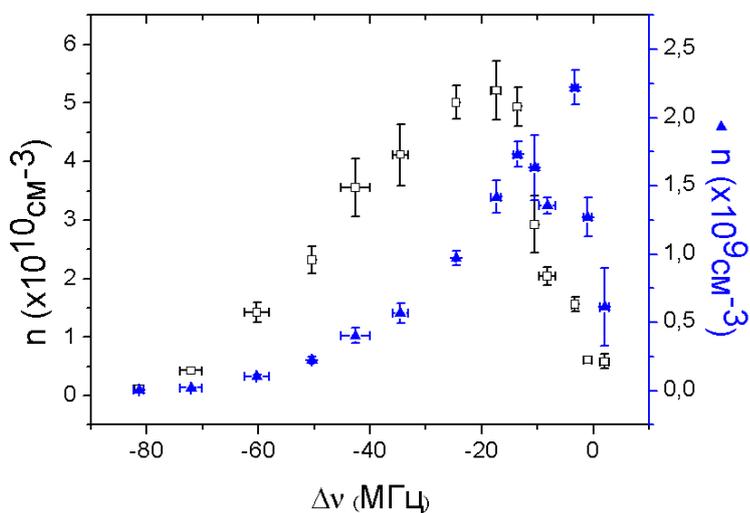


Рисунок 2.6: Кружки – полная концентрация холодных атомов (левая шкала), треугольники – полная концентрация возбужденных атомов (правая шкала).

Данные приведены для эксперимента на D_2 -линии.

Видно, что возбужденные атомы составляют единицы процентов от общего количества атомов. Максимум их плотности приходится на отстройку в 15 – 20 МГц. При этом максимальное количество возбужденных атомов составляет 6×10^7 для градиента магнитного поля 21 Гс/см [38]. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными из работы [32]. Вместе с тем в данной работе был использован отдельный диагностический резонансный лазер, который позволил впервые произвести независимое исследование населенностей состояний $F = 1$ и $F = 2$ для холодных атомов лития-7.

Следует отметить, что увеличение градиента магнитного поля существенно увеличивает плотность атомов. Однако данные по плотности невозможно получить представленным методом из-за слишком высокого коэффициента поглощения.

4. Реализация высокой концентрации газа атомов лития-7 в магнито-оптической ловушке

При помощи диагностического лазера была проведена независимая спектроскопия уровней поглощения ультрахолодного лития-7 в магнитооптической ловушке в зависимости от отстройки частоты охлаждающего лазера, а также от градиента магнитного поля. Интенсивность пробного излучения ослаблялась для обеспечения линейного режима поглощения (рисунок 2.7).

Для определения концентрации удобно воспользоваться законом линейного поглощения Бугера-Ламберта-Бера. Концентрацию n_{g1} и n_{g2} мы считали по поглощению на D_1 -линии по сверхтонким переходам 1-1 ($F = 1 - F' = 1$) и 2-2 ($F = 2 - F' = 2$):

$$n_{g1} = \frac{-\ln T}{\sigma_{11}l} \quad (2.12)$$

$$n_{g2} = \frac{-\ln T}{\sigma_{22}l}, \quad (2.13)$$

где σ_{11}, σ_{22} – сечение поглощения, l – эффективная длина поглощающей среды, n [см^{-3}] – концентрация, T – коэффициент пропускания. Сечение поглощения для компонент D_1 линии можно вычислить по формуле [31]:

$$\sigma_{11} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \times 0.31 \times 0.33 \quad (2.14)$$

$$\frac{\sigma_{11}}{\sigma_{22}} = 0.33. \quad (2.15)$$

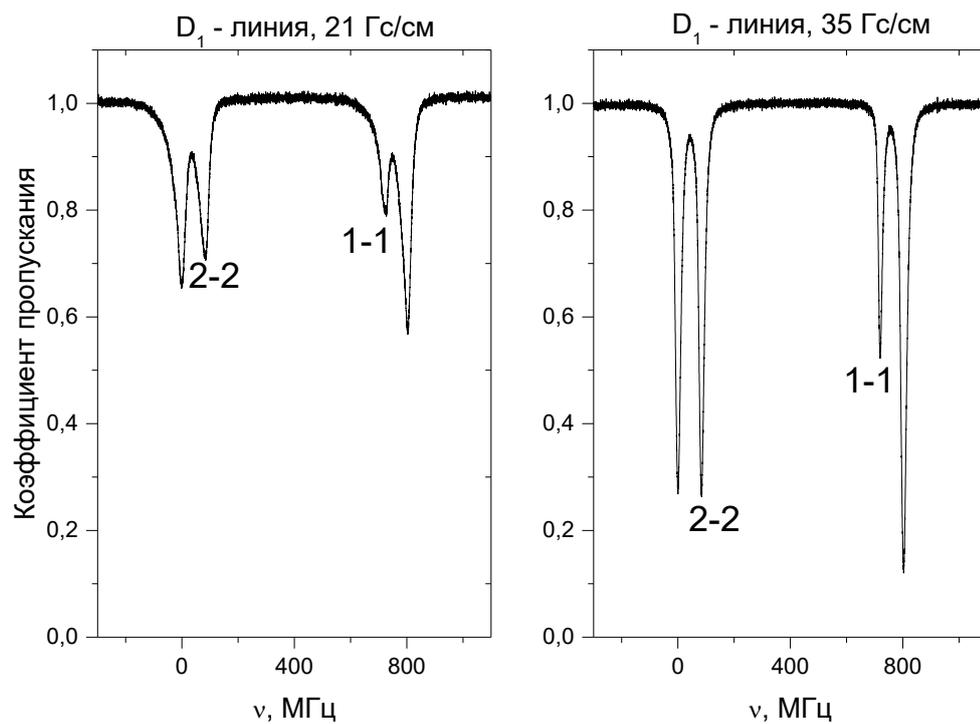


Рисунок 2.7: Спектр пропускания облака холодных атомов лития-7 на линии D_1 для токов в катушках и градиентов магнитного поля, равных 1.2 А и 21 Гс/см (слева), 2 А и 35 Гс/см (справа).

График зависимости концентрации ультрахолодных атомов от отстройки частоты охлаждающего лазера и двух различных градиентов магнитных полей на $F=1$ и $F=2$ приведены на рисунках 2.8 и 2.9.

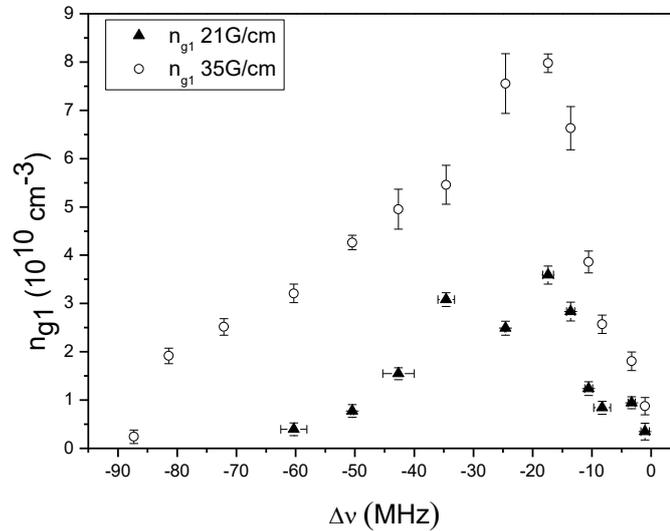


Рисунок 2.8: Зависимость концентрации атомов n_{g1} от отстройки для токов в катушках и градиентов магнитного поля, равных 1.2 А и 21 Гс/см (треугольники), 2 А и 35 Гс/см (кружки).

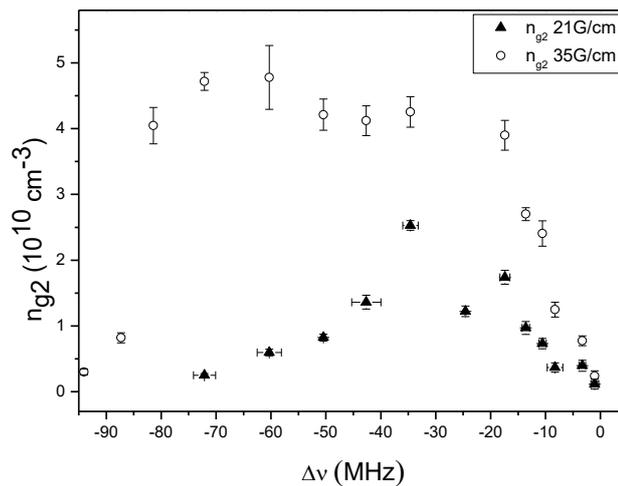


Рисунок 2.9: Зависимость концентрации атомов n_{g2} от отстройки для токов в катушках и градиентов магнитного поля, равных 1.2 А и 21 Гс/см (треугольники), 2 А и 35 Гс/см (кружки).

Из рисунков 2.8 и 2.9 видно, что концентрация существенно растет при увеличении градиента магнитного поля. Кроме того, максимумы концентраций для подуровней $^2S_{1/2}(F=1)$ и $^2S_{1/2}(F=2)$ основного состояния наблюдаются на разных частотах отстройки охлаждающего лазера. Это важно для приготовления облака атомов лития в оптимальном состоянии для дальнейшего процесса двухступенчатого возбуждения атомов в ридберговские состояния. Для расчета концентрации возбужденных атомов можно использовать простую модель:

$$\Delta n_1 = (n_{g_1} - n_{e_1}), \quad (2.16)$$

$$\Delta n_2 = (n_{g_2} - n_{e_2}), \quad (2.17)$$

где n_{g_1} и n_{g_2} – концентрации на нижних уровнях, n_{e_1} и n_{e_2} – концентрации на верхних уровнях. При этом

$$n_{e_1} = \frac{\sigma f_1(\Delta\nu_1) I_1 \Delta n_1}{2\pi\gamma\hbar\nu}, \quad (2.18)$$

$$n_{e_2} = \frac{\sigma f_2(\Delta\nu_2) I_2 \Delta n_2}{2\pi\gamma\hbar\nu}, \quad (2.19)$$

$$f_1(\Delta\nu) = \frac{\gamma^2}{4(\Delta\nu_1)^2 + \gamma^2}, \quad (2.20)$$

$$f_2(\Delta\nu) = \frac{\gamma^2}{4(\Delta\nu_2)^2 + \gamma^2}, \quad (2.21)$$

где $\sigma = \lambda^2/4\pi$, $I_1 = 3,6 \times 10^{-3} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ и $I_2 = 8,4 \times 10^{-3} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ – интенсивности лазера накачки и охлаждающего лазера соответственно, $2\pi\hbar\nu$ – энергия фотона на длине волны 671 нм, $\gamma = 6$ МГц – естественная ширина линии, $\Delta\nu_1$, $\Delta\nu_2$ – отстройки частот лазера оптической накачки и охлаждающего лазера. Напомним, что в $f_1(\Delta\nu_1)$ отстройка фиксирована ($\Delta\nu_1 = 20$ МГц). Предложенная модель позволяет нам определить концентрацию возбужденных атомов по результатам измерений (рисунок 2.10).

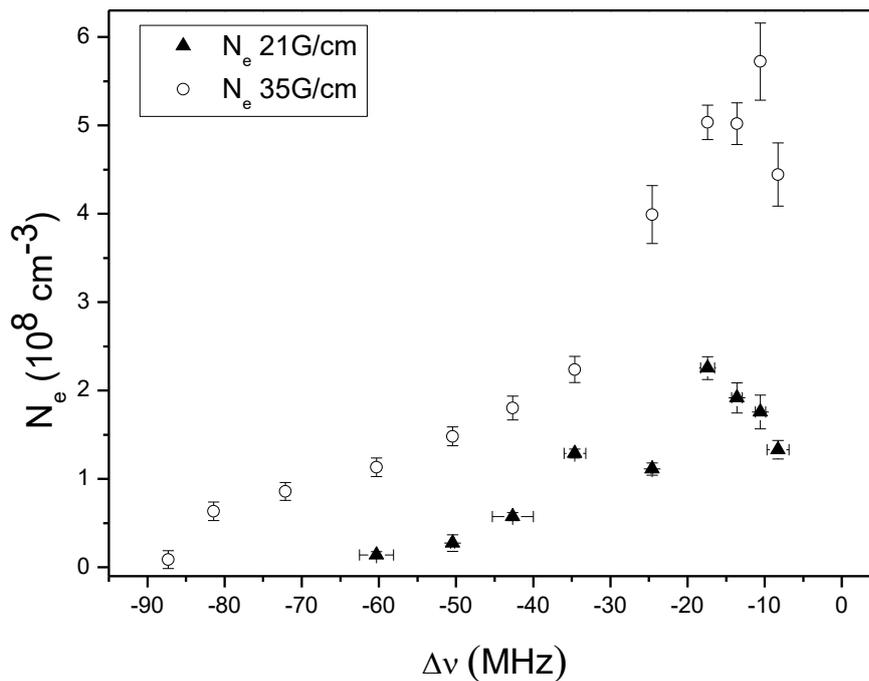


Рисунок 2.10: Зависимость суммарной концентрации возбужденных атомов N_e от отстройки для токов в катушках и градиентов магнитного поля, равных 1.2 А и 21 Гс/см (треугольники), 2 А и 35 Гс/см (кружки).

Зная диаметр облака атомов на полувысоте, можно оценить общее число возбужденных атомов. Максимальное число возбужденных атомов в нашем эксперименте не превышает 1% от общего числа атомов в ловушке. Исходя из общей концентрации ультрахолодных атомов лития в основном и возбужденном состояниях, а также зная диаметр облака атомов на полувысоте, можно оценить общее число атомов в облаке.

Полученная максимальная концентрация атомов слегка превышает 10^{11} cm^{-3} [45] (рисунок 2.11).

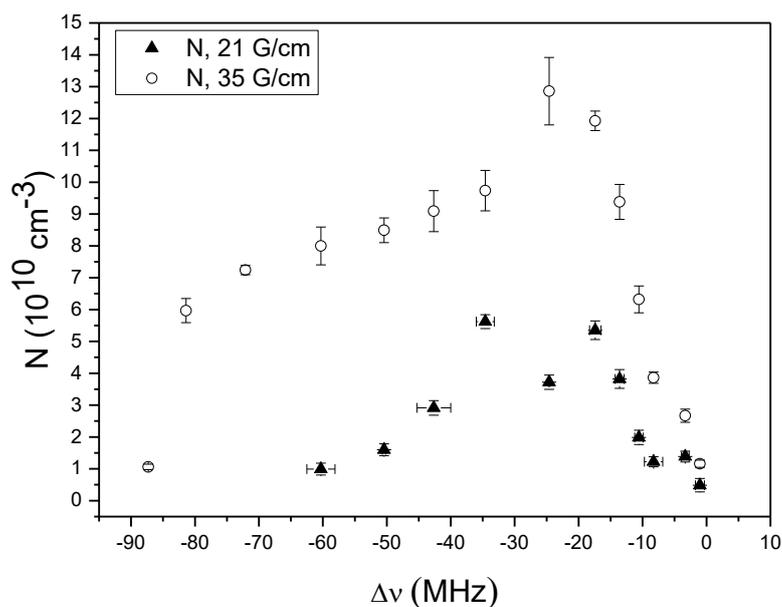


Рисунок 2.11: Зависимость суммарной концентрации атомов N от отстройки для токов в катушках и градиентов магнитного поля, равных 1.2 А и 21 Гс/см (треугольники), 2 А и 35 Гс/см (кружки).

Эти экспериментальные данные согласуются с экспериментальными данными работы [32].

Таким образом, была увеличена плотность за счет большого диаметра и интенсивности лазерных пучков плюс большого градиента магнитного поля в МОЛ. Возможны дополнительные методики увеличения концентрации ультрахолодных атомов, такие как методика темной магнитооптической ловушки [46].

5. Измерение распределения плотности атомов в МОЛ

Было проведено измерение пространственного распределения плотности облака атомов в МОЛ и сравнение его с профилем интенсивности флуоресценции атомов, полученного с помощью ПЗС-камеры.

Для того чтобы измерить пространственное распределение коэффициента поглощения, диаметр пробного лазерного пучка увеличивали при помощи телескопа до величины, значительно превышающей размеры атомного облака. Затем при помощи диафрагмы сканировали пространственное распределение поглощения. Для этого диафрагма устанавливалась на микрометрический подвижный столик. Сигнал приходил на фотоприемник. Коэффициент пропускания пробного излучения пересчитывался в концентрацию как описано в предыдущем пункте. На рисунке 2.12 видно прекрасное совпадение распределения интенсивности (сплошная кривая черного цвета) и коэффициента поглощения (квадраты).

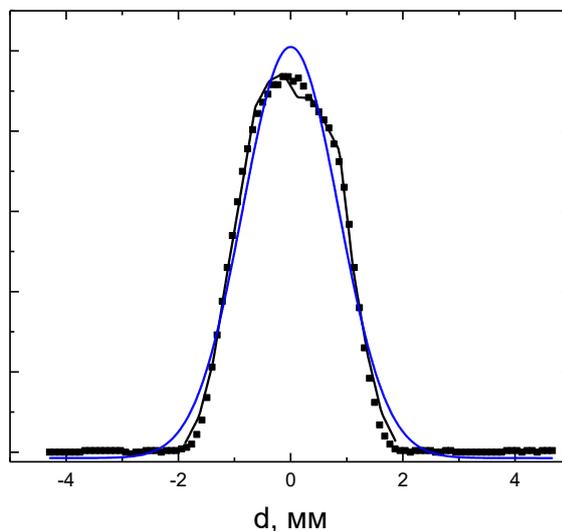


Рисунок 2.12: Сравнение пространственных распределений интенсивности флюоресценции (сплошная кривая) и коэффициента поглощения (квадраты) атомов лития в МОЛ. Синяя сплошная кривая – результат наилучшей подгонки (fitting) функции Гаусса к экспериментальным данным.

Подобное совпадение профилей сигналов флюоресценции и поглощения в облаке ультрахолодных атомов цезия в МОЛ было экспериментально получено в работе [47]. Таким образом, можно утверждать, что профиль интенсивности

флуоресценции совпадает с профилем распределением плотности атомов в МОЛ [45].

6. Измерение температуры газа ультрахолодных атомов лития 7

Одной из важнейших характеристик облака атомов в МОЛ является температура. Охлаждение в ловушке возможно в несколько этапов. Помимо обычного доплеровского охлаждения (предел которого для лития 140 мкК, см. Главу 1, п. 2.3), для многих элементов возможно реализовать охлаждение в градиенте поляризации [27,48] – это позволяет получить температуры на порядок меньшие. Для лития-7 достижение субдоплеровских температур возможно при охлаждении на D_1 -линии [49]. В данной работе охлаждение производилось на D_2 -линии и субдоплеровских температур не наблюдалось. Подробное исследование зависимости температуры от различных параметров МОЛ в данной работе не проводилось. В рамках данного исследования проводилась лишь грубая оценка температуры облака, т.к. точное измерение температуры для лития сопряжено с некоторыми экспериментальными проблемами. Атомы лития намного легче атомов рубидия или тулия (измерение температуры для них можно найти в работах [50,51]), характерное время разлёта тулия составляет десятки миллисекунд, тогда как характерное время разлёта лития – порядка единиц миллисекунд.

В данной работе оценка температуры облака проводилась методом баллистического разлета облака, с последующим фотографированием при помощи быстрой ПЗС-камеры [50,51]. Лучи, формирующие оптическую пачку, выключались при помощи шторки Uniblitz, модель LS672, которая полностью закрывается максимум за 700 мкс.

Для отключения магнитного поля были спроектированы и изготовлены два одинаковых ключа на IGBT-транзисторах, позволяющие полностью отключить градиент магнитного поля за 200 мкс. На рисунке 2.13 представлена схема,

обеспечивающая быстрое выключение катушки индуктивности с максимальным напряжением разрядки катушки не более 500 Вольт.

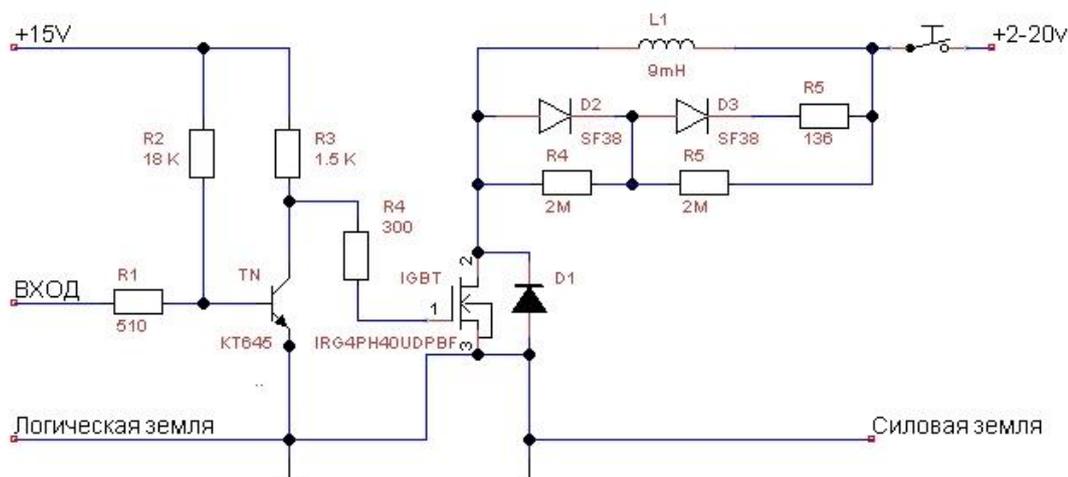


Рисунок 2.13: Электрическая схема ключа, предназначенного для выключения магнитного поля.

Включение-выключение катушки осуществляется с помощью комбинированного так называемого IGBT-транзистора. Для его управления в схеме предусмотрен предварительный каскад на маломощном n-p-n транзисторе. Напряжение питания предварительного каскада равно напряжению отсечки IGBT-транзистора плюс 0.5-1 Вольт, и зависит от марки этого силового транзистора. Шунтирующий диод D1 необходим только при отсутствии встроенного в силовой IGBT-транзистор защитного диода. При обрыве внешней цепи управления схема обеспечит поддержание катушки в выключенном состоянии. Для исправной работы схемы питание на катушку и силовой транзистор необходимо подавать первым.

Диоды D2, D3 желательно заменить одним диодом, рассчитанным на напряжение не менее 1000 Вольт и ток 10 Ампер. В этом случае необходимость в выравнивающих напряжение на диодах сопротивлениях R4, R5 отпадает.

Значение дополнительного сопротивления выбирается эмпирически. Оно несколько превосходит расчетное значение так, чтобы при разряде катушки возникал быстрозатухающий колебательный процесс. Этим сокращается длительность основного разряда тока катушки, а первая обратная полуволна напряжения колебательного процесса не пропускается диодами D2,D3 и не создает магнитное поле. Поэтому критерием выбора величины сопротивления служит относительная малость второй, прямой полуволны напряжения.

Одним из самых распространенных и точных методов измерения температуры атомов в МОЛ является метод баллистического разлета. Атомы набираются в ловушку, после чего выключается градиент магнитного поля и пучки, формирующие оптическую пачку. После этого атомы подсвечиваются коротким резонансным лазерным импульсом и одновременно фотографируются при помощи быстрой ПЗС-камеры. Резонансный импульс формировался при помощи АОМа и имел длительность 100 мкс. Управляющие TTL-импульсы формировались генератором Agilent 33220A, контроллером Arduino UNO и прибором цифрового ввода-вывода NI 6537. Для удобства все управление экспериментом было автоматизировано в среде в LabView. Внешний вид программного интерфейса представлен на рисунке 2.14.

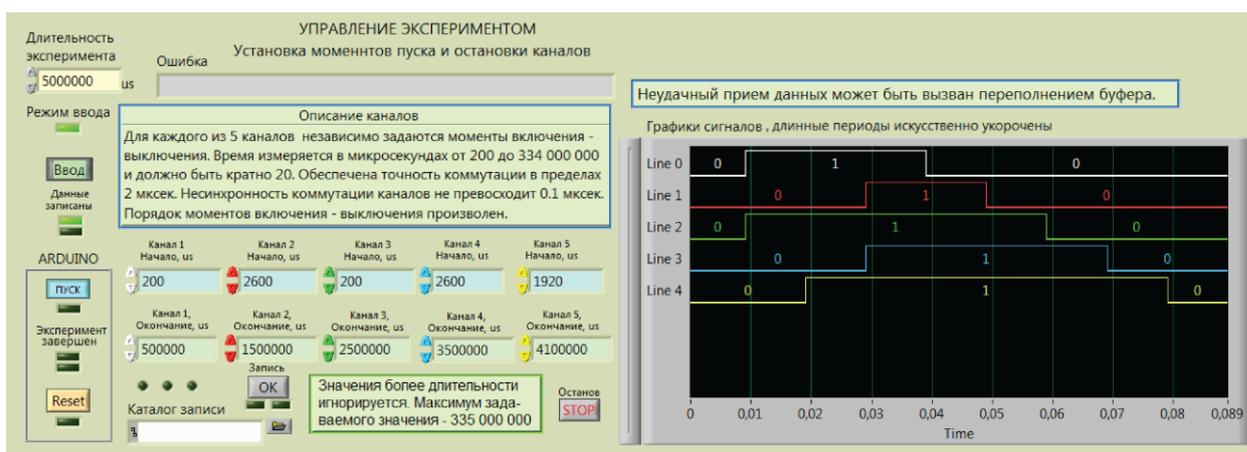


Рисунок 2.14: Внешний вид программного интерфейса управления экспериментом.

Как мы показали в предыдущем пункте, распределение плотности в облаке можно считать Гауссовым. Исходя из предположения, что в каждой точке облака скоростное распределение описывается максвелловским распределением, можно построить простую модель, которая позволит оценить температуру атомов в МОЛ по фотографиям их баллистического разлета.

Пусть $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ – плотность вероятности найти частицу в момент времени t в точке \mathbf{r} – и со скоростью \mathbf{v} . Для атома, находившегося в начальный момент в точке \mathbf{r}' со скоростью \mathbf{v}' эта функция равна $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \mathbf{v} - \mathbf{v}', t) = \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}')\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{v}'t)$. Начальное распределение дается соотношением:

$$\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2}d_x d_y d_z} \exp\left(-\frac{x^2}{2d_x^2} - \frac{y^2}{2d_y^2} - \frac{z^2}{2d_z^2}\right) \times \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2kT}\right), \quad (2.22)$$

где N – полное число атомов.

Для $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ имеем:

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \int d\mathbf{r}' d\mathbf{v}' \rho_0(\mathbf{r}', \mathbf{v}') G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \mathbf{v} - \mathbf{v}', t), \quad (2.23)$$

и для плотности частиц:

$$\begin{aligned} n(r, t) &= \int d\mathbf{v} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \int d\mathbf{r}' \rho_0\left(\mathbf{r}, \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{t}\right) = \\ &= \frac{N}{(2\pi)^3 d_x d_y d_z} \left(\frac{M}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} \int dx' dy' dz' \exp\left(-\frac{x^2}{2d_x^2} - \frac{y^2}{2d_y^2} - \frac{z^2}{2d_z^2} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{M((x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2)}{2kTt^2}\right). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Последний интеграл представляет собой произведение трех однотипных интегралов:

$$J_\xi = \frac{1}{2\pi d_\xi \delta} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi' \exp\left(-\frac{\xi'^2}{2d_\xi^2} - \frac{(\xi - \xi')^2}{2\delta^2}\right), \quad (2.25)$$

где $\xi = x, y, z$ и $\delta = t \sqrt{\frac{kT}{M}}$.

Выделив полный квадрат в показателе экспоненты, представим его в виде:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \left(\frac{\xi'^2}{d_\xi^2} + \frac{\xi'^2}{\delta^2} - \frac{2\xi'\xi}{\delta^2} + \frac{\xi^2}{\delta^2} \right) = \\ & = -\frac{1}{2} \left(\frac{\xi'^2(d_\xi^2 + \delta^2)}{\delta^2 d_\xi^2} - \frac{2\xi'\xi}{\delta^2} + \frac{\xi^2 d_\xi^2}{\delta^2(d_\xi^2 + \delta^2)} \right) + \\ & \quad + \frac{\frac{1}{2} \xi^2 d_\xi^2}{\delta^2(d_\xi^2 + \delta^2)} - \frac{1}{2} \frac{\xi^2}{\delta^2} = \\ & = -\frac{\frac{1}{2} (\xi' - \xi'')^2 (d_\xi^2 + \delta^2)}{\delta^2 d_\xi^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\xi^2}{(d_\xi^2 + \delta^2)} \right), \end{aligned} \quad (2.26)$$

где $\xi'' = \frac{\xi d_\xi}{\delta \sqrt{d_\xi^2 + \delta^2}}$.

После замены $\xi' \rightarrow \xi' - \xi''$ получим:

$$J_\xi = \frac{1}{\sqrt{2\pi(d_\xi^2 + \delta^2)}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2(d_\xi^2 + \delta^2)}\right). \quad (2.27)$$

Окончательно для $n(\mathbf{r}, t)$ получаем:

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sqrt{(d_x^2 + \delta^2)(d_y^2 + \delta^2)(d_z^2 + \delta^2)}} \times \quad (2.28)$$

$$\times \exp\left(-\frac{x^2}{2(d_x^2 + \delta^2)} - \frac{y^2}{2(d_y^2 + \delta^2)} - \frac{z^2}{2(d_z^2 + \delta^2)}\right).$$

Полуширина h_ξ распределения на уровне $1/e$ дается соотношением:

$$\exp\left(-\frac{h_\xi^2}{2(d_\xi^2 + \delta^2)}\right) = \frac{1}{e}, \quad (2.29)$$

$$h_\xi^2(t) = h_\xi^2(0) + 2\delta^2 = h_\xi^2(0) + \frac{2kTt^2}{M}. \quad (2.30)$$

Для диаметра облака на уровне $1/e$:

$$w_{1/e} = \sqrt{w_0^2 + \frac{8k_B T}{M} t^2}, \quad (2.31)$$

где $w_{1/e}$ – диаметр облака на уровне $1/e$, w_0 – диаметр облака в момент времени $t = 0$, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, t – время разлета.

На рисунке 2.15 представлена последовательность фотографий облака после выключения пучков оптической патоки и градиента магнитного поля. В данном эксперименте градиент магнитного поля равнялся 35 Гс/см, а интенсивность пучков формирующих оптическую патоку составляла 12×10^{-3} Вт/см².

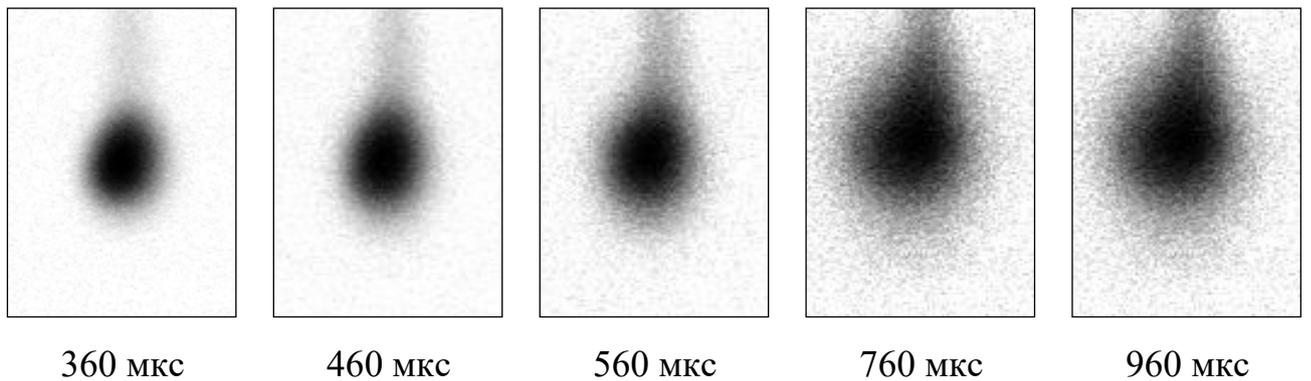


Рисунок 2.15: Последовательность фотографий облака после выключения градиента магнитного поля и излучения, формирующего оптическую патоку. Под каждым снимком написано время, прошедшее с момента начала баллистического разлета.

Аппроксимируя экспериментальные данные теоретической моделью, можно получить значение температуры облака. На рисунке 2.16 представлена экспериментальная зависимость ширины профиля интенсивности облака по уровню $1/e$ от времени, прошедшего с момента начала баллистического разлета, и её аппроксимация формулой (2.31).

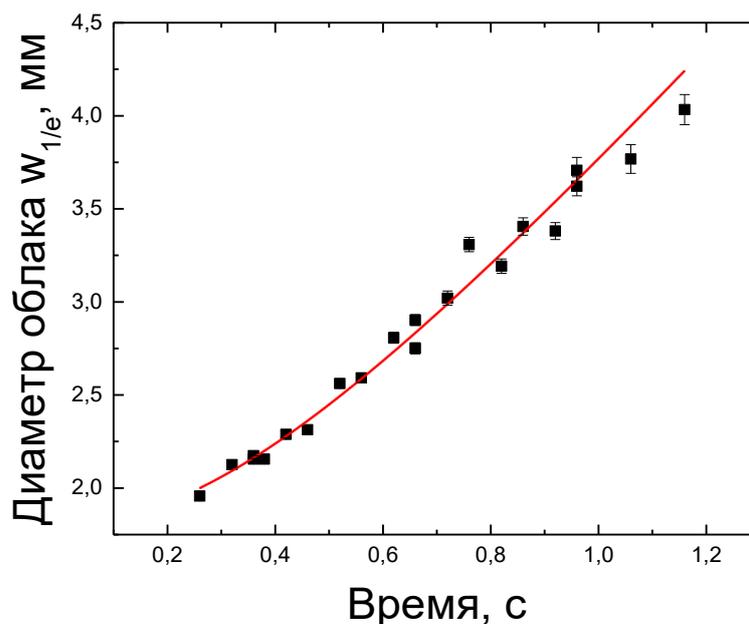


Рисунок 2.16: Зависимость горизонтальной ширины профиля интенсивности облака атомов лития-7 от времени, прошедшего с начала баллистического разлета. Точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – аппроксимация формулой (2.31).

По аппроксимации было получено значение температуры облака 1160 ± 40 мК.

В рамках данной работы не проводилось подробное исследование зависимости температуры от различных параметров МОЛ. Подробное исследование температуры в зависимости от отстройки охлаждающего излучения можно найти в работе [32]. Для сравнения полученных результатов с результатами работы [32] следует рассмотреть температуру облака при маленьком

градиенте магнитного поля и малой мощности излучения, формирующего оптическую патоку.

На рисунке 2.17 представлена последовательность фотографий облака после выключения пучков оптической патоки и градиента магнитного поля. В данном эксперименте градиент магнитного поля равнялся 21 Гс/см, а интенсивность пучков формирующих оптическую патоку составляла 4×10^{-3} Вт/см².

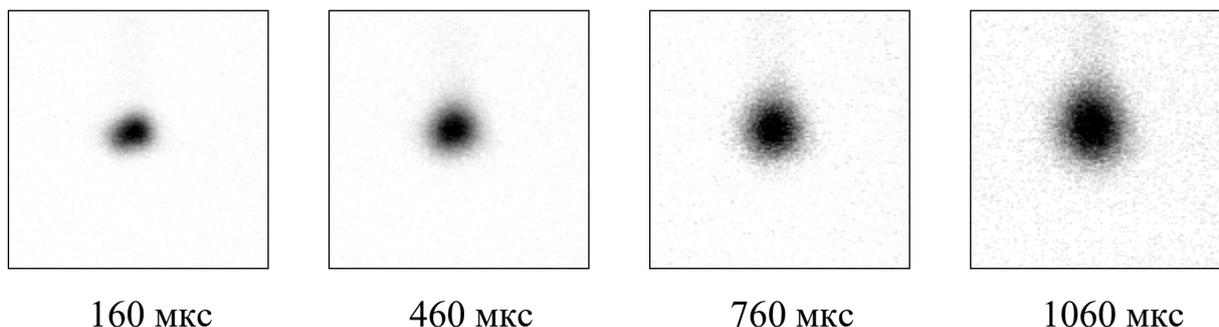


Рисунок 2.17: Последовательность фотографий облака после выключения градиента магнитного поля и излучения формирующего оптическую патоку для градиента магнитного поля 21 Гс/см и мощности пучков МОЛ 4×10^{-3} Вт/см².

Под каждым снимком написано время, прошедшее с момента начала баллистического разлета.

На рисунке 2.18 представлена зависимость ширины профиля интенсивности от времени, прошедшего с момента начала баллистического разлета, и его аппроксимация выражением (2.31).

По аппроксимации было получено значение температуры облака 380 ± 30 мкК, что согласуется с результатами, полученными в работе [32].

По нашим оценкам температуры, меньшие 10^{-2} К, достаточны для получения сильно взаимодействующей холодной плазмы и ридберговского вещества при $N > 10^{11}$ см⁻³ [52].

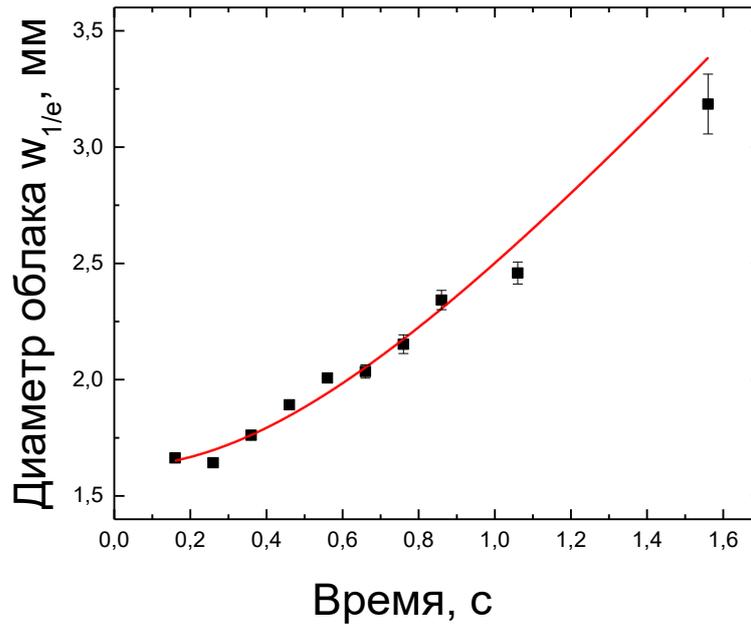


Рисунок 2.18: Зависимость горизонтальной ширины профиля интенсивности облака атомов лития-7 от времени, прошедшего с начала баллистического разлета. Точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – аппроксимация формулой (2.31).

7. Скорость загрузки и время жизни атомов в ловушке

Для измерения скорости загрузки и времени жизни атомов в ловушке флуоресценция облака атомов фокусировалась на фотоприемник (на рисунке 1.5, порт 10). После включения всех лазерных пучков измерялась скорость заполнения атомов в ловушку, после полного заполнения ловушки отключалось охлаждающее излучение, т.е. прекращалась подача новых медленных атомов в область МОЛ. После выключения охлаждающего атомный пучок излучения измерялось время жизни оставшихся в ловушке атомов.

На рисунке 2.19 показан результат измерения времени жизни атомов в МОЛ при градиенте магнитного поля 21 Гс/см и отстройке охлаждающего излучения 20 МГц.

Среднее время, которое атомы могут удерживаться в ловушке, ограничено различными механизмами потерь захваченных атомов. Временная эволюция числа атомов захваченных в МОЛ может быть описана дифференциальным уравнением [53]:

$$\frac{dN}{dt} = R - \xi N, \quad (2.32)$$

где R – число атомов, захватываемых в единицу времени, $\tau_{\text{МОЛ}}$ – время жизни атомов в МОЛ, ξ – коэффициент линейных потерь, N – число атомов, t – время.

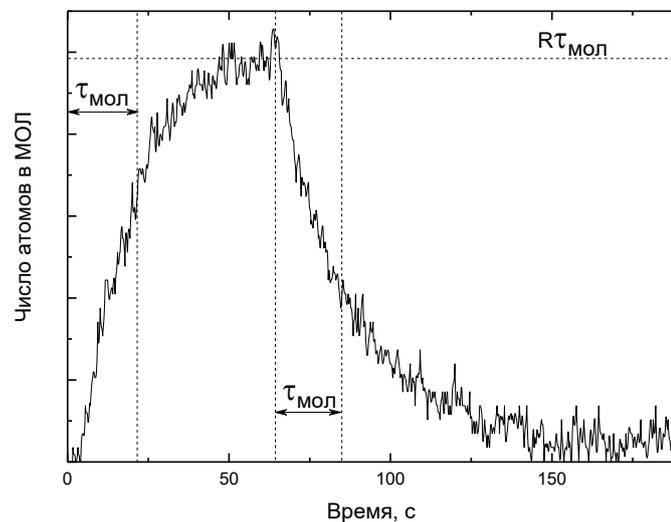


Рисунок 2.19: Скорость загрузки и время жизни атомов в ловушке. На рисунке показано время жизни атомов в МОЛ – $\tau_{\text{МОЛ}}$ и стационарное значение числа атомов $R\tau_{\text{МОЛ}}$.

Второй член уравнения отвечает за столкновения с парами остаточных газов. Здесь не учитываются потери, связанные с межатомными столкновениями. Подробный обзор работ, в которых изучается время жизни и все возможные пути потерь в МОЛ, в том числе для атомов лития, можно найти в обзоре [53].

Решение уравнения имеет простой вид:

$$N(t) = \frac{R}{\xi} (1 - e^{-\xi t}), \quad (2.33)$$

где $\xi = \frac{1}{\tau_{\text{МОЛ}}}$, тогда

$$N(t) = R\tau_{\text{МОЛ}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{МОЛ}}}} \right). \quad (2.34)$$

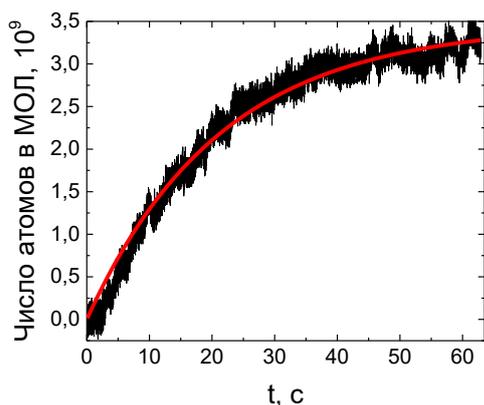
Здесь учитывается, что в момент времени $t = 0$ ловушка была пустой, т.е. $N(0) = 0$.

На рисунке 2.20 (а) представлен график загрузки МОЛ и его экстраполяция теоретической зависимостью. Экстраполируя зависимость выражением (2.34), можно получить число атомов, захватываемых в МОЛ в единицу времени и время жизни атомов в МОЛ. На рисунке 2.20 (б) представлена зависимость числа атомов в ловушке от времени. При измерении отключалось охлаждающее излучение, таким образом, прекращалась подача медленных атомов в ловушку.

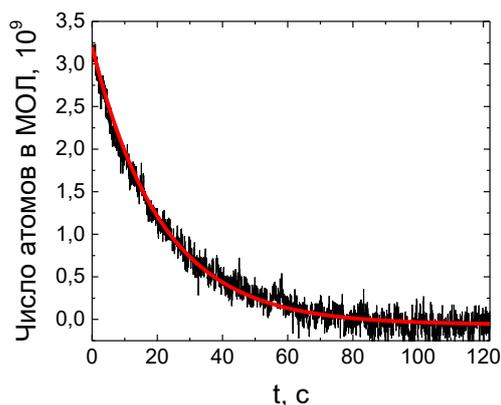
Время жизни атомов в ловушке $\tau_{\text{МОЛ}} = 21$ с [54], а число атомов, захватываемых в единицу времени, $R = 1.6 \times 10^8$ с⁻¹. Значения, вычисленные по экспериментам, представленным на рисунке 20 (а) и (б) совпадают в пределах погрешности друг с другом.

В данной модели учитывались только столкновения с остаточным газом в вакуумной камере и не учитывались столкновения с атомным пучком. В нашей вакуумной системе атомный пучок летит на 24 мм ниже области захвата МОЛ, и быстрые атомы из атомного пучка не выбивают атомы из ловушки.

Зная коэффициент линейных потерь, можно оценить давление остаточных паров в вакуумной камере и сравнить его с показаниями ионных насосов. Согласно работе [55] $\xi = P/(2 \times 10^{-8})$, где P – давление остаточного газа в торрах. Отсюда легко получить, что в нашей вакуумной камере давление составляет порядка 9×10^{-10} торр.



(а)



(б)

Рисунок 2.20: (а) График загрузки МОЛ. Зависимость числа частиц от времени и её экстраполяция теоретической кривой (сплошная красная линия). (б) График времени жизни МОЛ. Зависимость числа частиц от времени.

Во время данного эксперимента ионный насос показывал давление на уровне 4.8×10^{-10} торр. Модель из работы [55] хорошо описывает давления до 10^{-9} торр. Так же в работе отмечается что приближение может нарушаться для атомов лития в неглубоких ловушках (например дипольных) [56]. Разницу давлений легко объяснить, если посмотреть на конфигурацию вакуумной камеры на рисунке 1.5. Ионный насос подключен к фланцу номер 2, который достаточно далеко от области захвата МОЛ. Давление в области захвата несколько хуже, нежели давление непосредственно внутри насоса на некотором расстоянии от атомного пучка и окон вакуумной камеры.

8. Основные результаты главы 2

В главе 2 дано описание экспериментальных методик, при помощи которых исследовались характеристики облака атомов в магнито-оптической ловушке. Проведено экспериментальное исследование зависимости концентрации атомов от отстройки охлаждающего излучения. При помощи диагностического резонансного лазера для атомов лития-7 в МОЛ получена независимая информация о плотности и количестве атомов на разных подуровнях основного состояния. Максимальная суммарная концентрация атомов в ловушке 10^{11} см^{-3} при отстройке охлаждающего излучения 20 МГц и градиенте магнитного поля 35 Гс/см, а число атомов в МОЛ более 10^9 [45]. Проведено экспериментальное исследование распределения плотности атомов в МОЛ, показано, что распределение можно считать Гауссовым. Исследована скорость загрузки и время жизни атомов в МОЛ. Время жизни атомов в ловушке $\tau_{\text{МОЛ}} = 21 \text{ с}$, а число атомов, захватываемых в единицу времени, $R = 1.6 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$. Измерена температура облака атомов в МОЛ, наименьшая наблюдаемая температура $380 \pm 30 \text{ мК}$.

Глава 3. Эффективное детектирование ридберговских состояний атомов лития-7

1. Введение

Первые эксперименты с высоковозбужденными атомами были реализованы ещё в конце 19 века. Спектры высоковозбужденных атомов были получены в результате обобщения астрономических наблюдений. В 1890 году Ридберг опубликовал свою работу о структуре спектров химических элементов [57]. Одно из первых подробных измерений спектров высоковозбужденных ридберговских состояний для атомов лития можно найти в работе 1930 года [58], в которой исследовались ридберговские состояния в парах лития с главными квантовыми числами до $n = 31$.

Высоковозбужденные атомы имеют большое время жизни, огромный дипольный момент, и очень чувствительны к электрическим и магнитным полям. Благодаря своим уникальным особенностям Ридберговские состояния атомов представляют большой интерес для физики и химии. Отсутствие удобного экспериментального способа возбуждать атомы в заданное квантовое состояние мешало систематическому изучению ридберговских атомов. В 1950-х и 1960-х одним из распространенных способов получения ридберговских атомов было возбуждение электронным ударом [59]. Данный способ не позволял возбуждать атомы в определенном состоянии. Новым толчком к изучению ридберговских атомов стало появление в 70-х перестраиваемых лазеров на красителях. По мере развития методов диагностики и возбуждения ридберговских атомов интерес к ним все более возрастал. С появлением лазерного охлаждения и пленения атомов в МОЛ изучение высоковозбужденных атомов выделилось в отдельное направление, которое включает в себя широкий круг задач – от изучения ультрахолодной плазмы [3,4] до квантовой информатики [5,6,60].

Существует несколько различных путей получения ридберговских атомов в МОЛ. Чаще всего используется двух- или более фотонное импульсное возбуждение [16,61], которое позволяет перевести до 100% атомов в выбранное состояние. При помощи двух π -импульсов можно перевести населенность сначала на промежуточный уровень, а потом на высоколежащий ридберговский. Данный метод очень чувствителен к длительности и мощности импульсов, поэтому удобнее возбуждать атомы при помощи комбинационного адиабатического заселения (STIRAP – stimulated raman adiabatic passage) [62-64]. В данном методе два перекрывающихся возбуждающих импульса имеют порядок, обратный по сравнению с каскадным возбуждением.

Традиционным способом детектирования ридберговских атомов является их ионизация электрическим полем с последующим детектированием электронов и ионов [60]. В эксперименте [66] для диагностики ридберговских атомов использовались слабое пробное поле на резонансном переходе и сильное управляющее поле на переходах между возбужденными состояниями. Регистрировалась электромагнито-индуцированная прозрачность (EIT) в спектре поглощения пробного поля.

В данной работе реализовано возбуждение атомов лития-7 в ридберговские состояния с использованием непрерывного лазерного излучения. Для диагностики энергии высоковозбужденных состояний непосредственно регистрировалось изменение резонансной флюоресценции ультрахолодных атомов лития-7 в магнитооптической ловушке. Данный метод диагностики не разрушает ридберговские состояния.

2. Обзор импульсных методик возбуждения ридберговских атомов

Возбудить атом из основного состояния $|1\rangle$ в возбужденное $|3\rangle$ можно через заселение уровня $|2\rangle$. На рисунке 3.1 представлена схема трехуровневого атома. Возбуждение будет эффективным в том случае, если резонансное излучение действует на систему очень короткое, по сравнению со временем жизни уровней, время. В поле резонансного излучения населенность уровня $|2\rangle$ атома осциллирует с частотой Раби Ω_{12} :

$$\rho_{|2\rangle}^2 = \sin^2\left(\frac{\Omega_{12}t}{2}\right). \quad (3.1)$$

Если длительность импульса такая, что $\Omega_{12} \times t = \pi$, то атом перейдет из состояния $|1\rangle$ в $|2\rangle$. Приложив последовательно два π -импульса можно перевести 100% населенности в возбужденное состояние $|3\rangle$. Данный метод возбуждения очень чувствителен к длительности и амплитуде импульсов [67].

Одной из самых распространенных и простых методик возбуждения трехуровневой системы является вынужденное комбинационное адиабатическое заселение (STIRAP – Stimulated Raman Adiabatic Passage). STIRAP позволяет при помощи двух импульсов перевести населенность из основного состояния $|1\rangle$, в возбужденное $|3\rangle$ без заселения промежуточного состояния $|2\rangle$ (рисунок 3.1). Плюсом данного метода является независимость от времени жизни промежуточного возбужденного состояния атома $|2\rangle$.

Рассмотрим гамильтониан взаимодействия трехуровневой системы с излучением в приближении вращающейся волны [68]:

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & \Omega_{12}(t) & 0 \\ \Omega_{12}(t) & 2\Delta_{12} & \Omega_{32}(t) \\ 0 & \Omega_{32}(t) & 2(\Delta_{12} - \Delta_{32}) \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

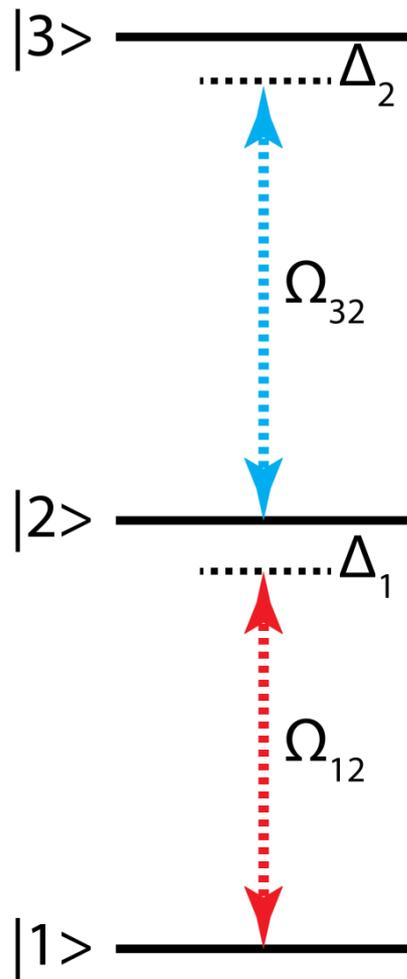


Рисунок 3.1: Трехуровневый атом. Ω_{12} и Ω_{32} – частоты Раби переходов, Δ_1 и Δ_2 – отстройки лазерного излучения от резонанса.

Собственные значения гамильтониана системы, в случае если $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ [69]:

$$|\psi_+\rangle = \sin \theta \sin \phi |1\rangle + \cos \phi |2\rangle + \cos \theta \sin \phi |3\rangle, \quad (3.3)$$

$$|\psi_0\rangle = \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |3\rangle, \quad (3.4)$$

$$|\psi_-\rangle = \sin \theta \sin \phi |1\rangle - \sin \phi |2\rangle + \cos \theta \sin \phi |3\rangle, \quad (3.5)$$

где

$$\tan \theta = \frac{\Omega_{12}}{\Omega_{32}}, \quad (3.6)$$

$$\tan \Phi = \frac{\sqrt{\Omega_{12}^2 + \Omega_{32}^2}}{\Delta_1 + \sqrt{\Delta_1^2 + \Omega_{12}^2 + \Omega_{32}^2}}. \quad (3.7)$$

При переводе населенности из состояния $|1\rangle$ в состояние $|3\rangle$ лучше всего не заселять состояние $|2\rangle$, которое имеет очень короткое время спонтанного распада в основное состояние. Из трех собственных значений гамильтониана особый интерес представляет $|\psi_0\rangle$, так как оно является суперпозицией только состояний $|1\rangle$ и $|3\rangle$. Таким образом, при помощи двух частично перекрывающихся импульсов гауссовой формы можно перевести атом в возбужденное состояние $|3\rangle$, при этом населенность уровня $|2\rangle$ в каждый момент времени будет равна нулю. Стоит отметить, что первым включается лазерный импульс, возбуждающий атом из состояния $|2\rangle$ в состояние $|3\rangle$. Последовательность импульсов оказывается инвертированной по сравнению с каскадным возбуждением при помощи π -импульсов [63].

3. Методики диагностики ридберговских атомов

Одно из замечательных свойств атомов в ридберговских состояниях – это их высокая чувствительность к внешним электрическим и магнитным полям. Данное обстоятельство лежит в основе самого распространенного способа их детектирования. Ридберговские состояния можно регистрировать по детектированию ионов и электронов, которые возникают при полевой ионизации, фотоионизации, столкновительной ионизации или автоионизации с ридберговских уровней [29]. Высокая чувствительность к внешним полям позволяет использовать ридберговские состояния атомов для прецизионных измерений электрических и магнитных полей [70,71].

Для ионизации атома в основном состоянии, или при маленьких значениях главного квантового числа n требуется очень большое электрическое поле, которое с ростом n сильно падает. Для атома в ридберговском состоянии для

ионизации достаточно поля всего в несколько сот вольт на сантиметр [72]. Значение критического поля, необходимого для ионизации уровня n в классическом приближении [73]:

$$E_c[\text{В/см}] \approx 3.2 \times 10^8 n^{-4}. \quad (3.8)$$

Получившийся при ионизации электрон или ион направляются в детектор, где регистрируются с эффективностью, близкой к 100%. Это дает возможность регистрировать одиночные ридберговские атомы [74]. Плавно меняя значение электрического поля, можно селективно ионизовывать и детектировать ридберговские состояния [75]. Недостатком данной методики диагностики является то, что ридберговские состояния разрушаются при детектировании.

После возбуждения ридберговских атомов возможно их селективное возбуждение на соседние $n \pm 1$ уровни при помощи микроволнового излучения [76]. Детектирование ридберговских атомов происходит при помощи селективной ионизации электрическим полем. Микроволновая спектроскопия является одной из самых точных методик, с использованием которой были получены самые точные значения квантового дефекта [77].

Существуют также чувствительные оптические методы диагностики ридберговских состояний. Метод четырехволнового смешения позволяет вынужденно “сбрасывать” электрон из возбужденного состояния на промежуточное [78]. Регистрируются фотоны, возникающие при распаде промежуточного состояния на основное [79]. В эксперименте [66] для диагностики ридберговских атомов использовались слабое пробное поле на резонансном переходе и сильное управляющее поле на переходах между возбужденными состояниями. Регистрировалась электромагнито-индуцированная прозрачность (ЕИТ) в спектре поглощения пробного поля.

4. Непрерывное возбуждение газа холодных атомов в ридберговские состояния

В данной работе для получения ридберговских атомов использовался непрерывный ультрафиолетовый (УФ) лазер компании Newport – Spectra Physics, работающий в свободном режиме генерации, с выходной мощностью до 100 мВт на длине волны 350 нм, с шириной спектра излучения порядка одного МГц. Излучение УФ-лазера направлялось на облако холодных атомов в ловушке и плавно перестраивалось по частоте. Принципиальная схема проведенного эксперимента представлена на рисунке 3.2.

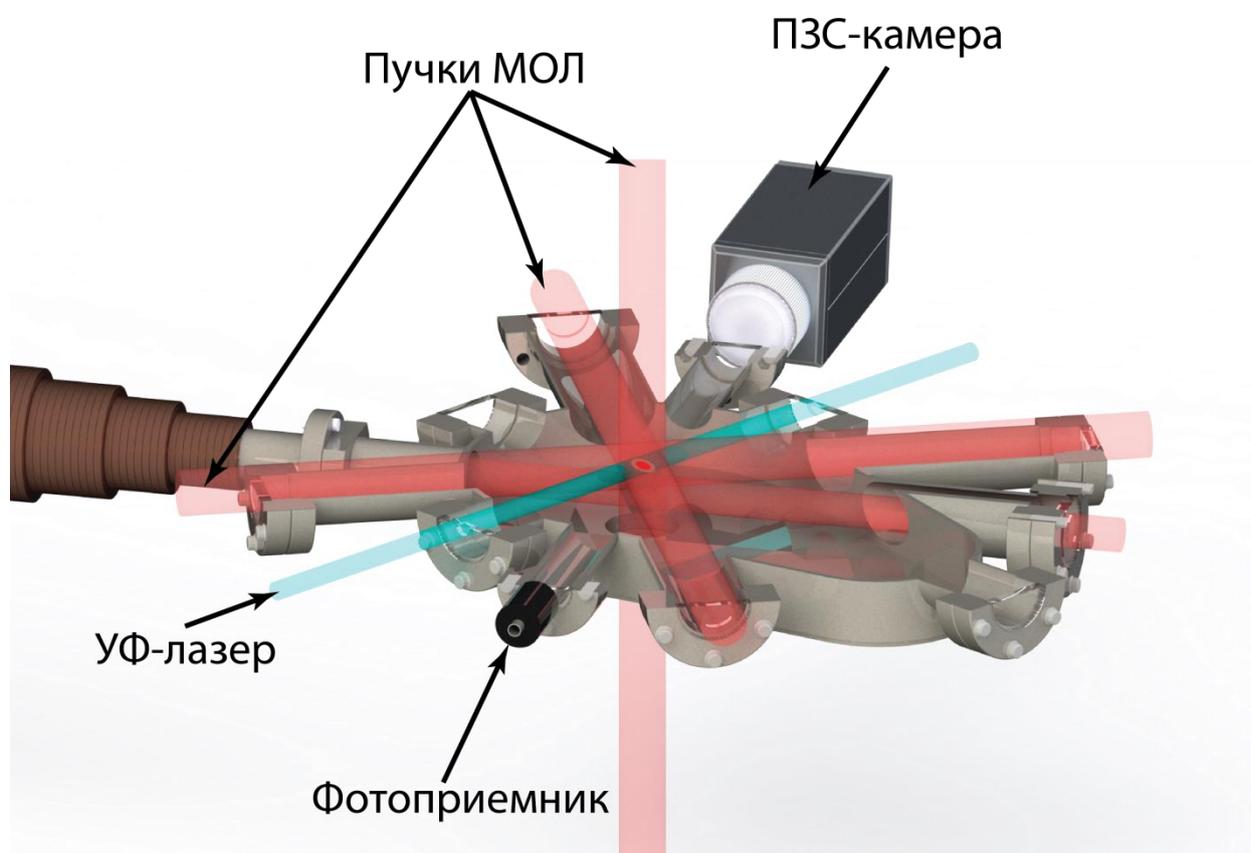


Рисунок 3.2: Принципиальная схема установки по созданию ридберговских атомов лития-7 в МОЛ.

При прохождении частоты УФ-лазера через резонанс с ридберговским переходом наблюдалось уменьшение флюоресценции облака атомов до ее частичного или полного исчезновения в зависимости от мощности УФ-лазера и

верхнего уровня перехода. После прохождения резонанса холодные атомы начинали заново набираться в магнито-оптическую ловушку. Для надежной регистрации и определения частоты перехода кроме регистрации на CCD-камере использовался фотоприемник, на который с помощью линзы собиралась часть флуоресценции. Частота УФ-лазера контролировалась при помощи высокоточного измерителя длины волны компании High Finesse-Angstrom WS-U. Схема уровней, соответствующая переходам в ридберговские состояния, приведена на рисунке 3.3.

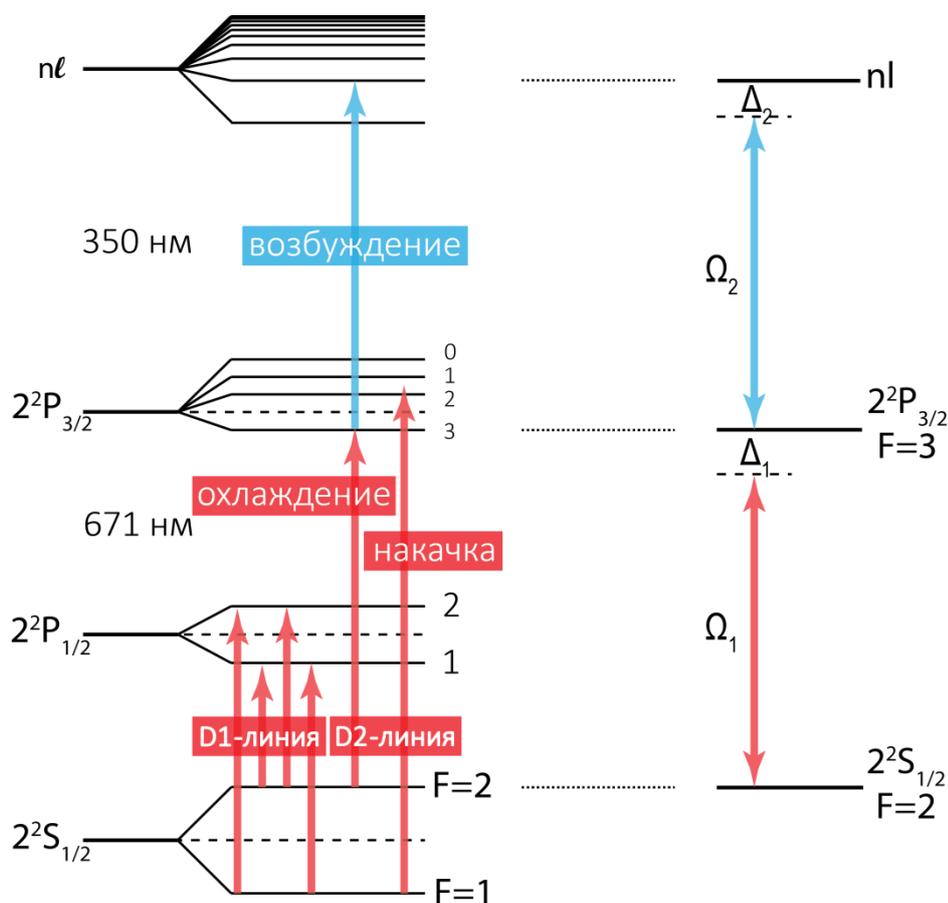


Рисунок 3.3: Схема уровней атома лития и эквивалентная трехуровневая схема возбуждения в ридберговские состояния.

В случае непрерывного возбуждения, уравнения для матрицы плотности принимают вид [80]:

$$\dot{\rho}_{11} = \frac{i}{2}\Omega_1(\rho_{21} - \rho_{12}) + 2\gamma_2\rho_{22} + l_{mot}(1 - \rho_{11}), \quad (3.9)$$

$$\dot{\rho}_{22} = \frac{i}{2}\Omega_1(\rho_{12} - \rho_{21}) - 2\gamma_2\rho_{22} + \frac{i}{2}\Omega_2(\rho_{32} - \rho_{23}), \quad (3.10)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \frac{i}{2}\Omega_2(\rho_{23} - \rho_{32}) - 2\gamma_3\rho_{33} - l_R\rho_{33}, \quad (3.11)$$

$$\dot{\rho}_{12} = i\Omega_1(\rho_{22} - \rho_{11}) - \rho_{12}(\gamma_2 + i\Delta_1) - \frac{i}{2}\Omega_2\rho_{13}, \quad (3.12)$$

$$\dot{\rho}_{23} = i\Omega_2(\rho_{33} - \rho_{22}) - \rho_{23}(\gamma_2 + \gamma_3 + i\Delta_2) + \frac{i}{2}\Omega_1\rho_{13}, \quad (3.13)$$

$$\dot{\rho}_{13} = \frac{i}{2}\Omega_1\rho_{23} + \frac{i}{2}(\Delta_1 + \Delta_2)\rho_{13} - \frac{i}{2}\Omega_2\rho_{12} - \gamma_3\rho_{13}. \quad (3.14)$$

В стационарном режиме:

$$\dot{\rho}_{ij} = 0. \quad (3.15)$$

Где γ_2 и γ_3 – ширина уровней $2^2P_{3/2}$ ($F = 3$) и nl соответственно, l_{mot} – скорость прихода новых атомов в МОЛ, l_R – скорость ухода ридберговских атомов из МОЛ за счет того, что ридберговские атомы после возбуждения перестают удерживаться в МОЛ, Ω_1 , Ω_2 – частоты Раби, Δ_1 и Δ_2 – отстройки охлаждающего и УФ-лазера от резонанса. Диагональные элементы ρ_{11} , ρ_{22} и ρ_{33} – безразмерные величины, пропорциональны населенности уровней.

На рисунке 3.4 приведена теоретическая зависимость флуоресценции облака от отстройки УФ-лазера. Флуоресценция пропорциональна ρ_{22} – населенности уровня $2^2P_{3/2}$.

На рисунке 3.5 показаны сигналы флуоресценции, полученные ПЗС-камерой при прохождении частот переходов $2P_{3/2} - 95S$ и $95D$. В начальный момент времени облако атомов для УФ излучения является прозрачным. При прохождении частоты ридберговского перехода наблюдается ослабление (вплоть до полного исчезновения) флуоресценции облака холодных атомов ^7Li .

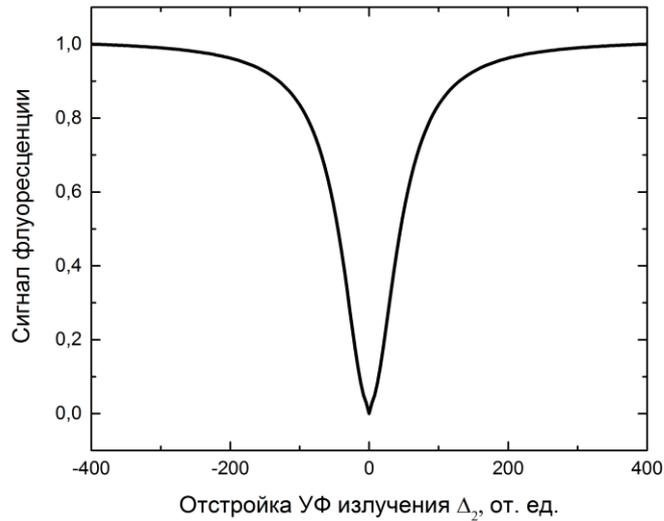


Рисунок 3.4: Сигнал флуоресценции, пропорциональный населенности уровня, $2^2P_{3/2}$ нормированный на единицу, в зависимости от отстройки УФ-лазера.

На левой части рисунка 3.5 видно изменение размеров и яркости облака, а на правой части облако полностью пропадает, так как вероятность перехода на уровень $95D$ выше, чем на уровень $95S$. Полное отсутствие флуоресценции соответствует переходу атомов из состояния $2^2P_{3/2}$ в состояние $95D$.

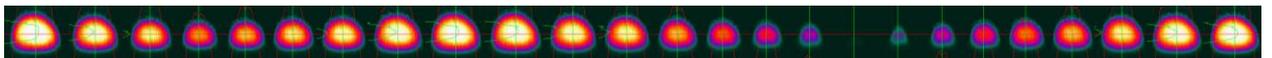


Рисунок 3.5: Регистрация изменения флуоресценции ПЗС-камерой при прохождении УФ лазером частот ридберговских переходов $2^2P_{3/2} - 95S$ и $95D$.

5. Калибровка и дрейф измерителя длины волны

Перед началом работы измеритель калибруется при помощи стабильного ИЛВР. На рисунке 3.6 представлена схема стабилизации частоты лазера, по излучению которого осуществлялась калибровка измерителя длины волны.

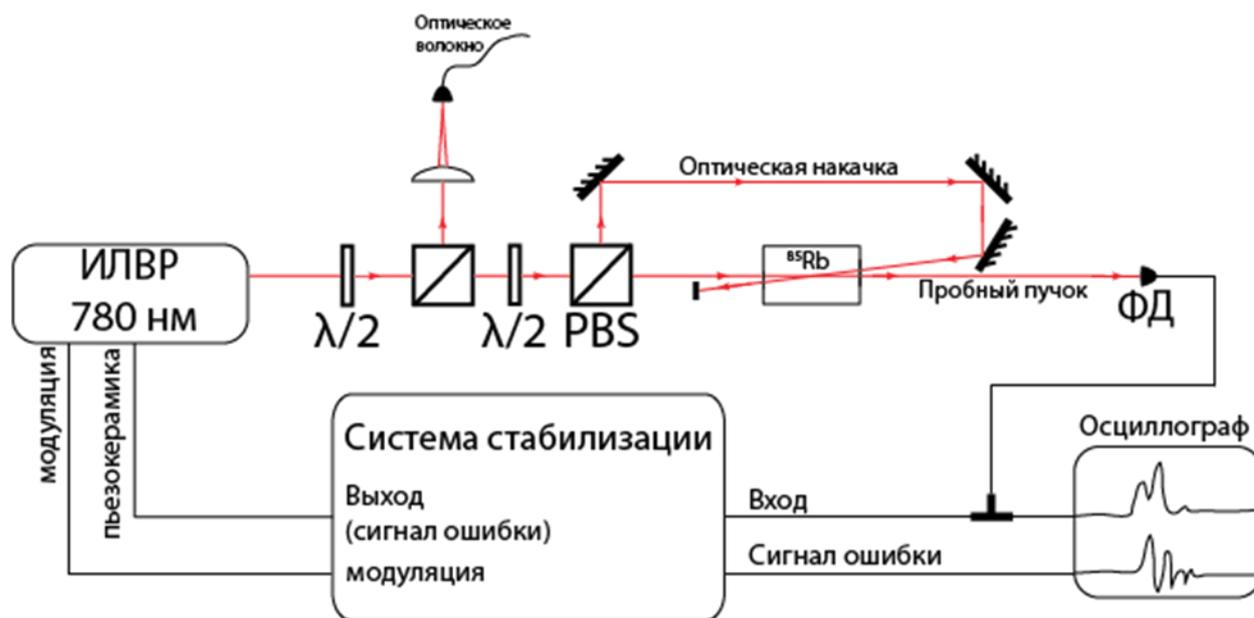


Рисунок 3.6: Схема стабилизации калибровочного лазера: ИЛВР – инжекционный лазер с внешним резонатором; ПК – поляризационный кубик; ФД – фотодиод.

После ИЛВР незначительная часть излучения при помощи полуволновой пластинки и делительного кубика фокусируется и заводится в оптическое волокно. Оставшаяся часть излучения делится на два пучка: мощный луч оптической накачки и слабый пробный пучок. Резонансы насыщенного поглощения формируются в атомной ячейке, а спектр насыщенного поглощения регистрируется фотоприемником.

Для получения сигнала ошибки частота излучения лазера модулировалась с частотой, равной 10 кГц. Система автоматического регулирования работала по нулю производной от контура линии поглощения. Полученный сигнал ошибки после синхронного детектирования, интегрирования и усиления поступал на пьезокерамику для автоматической подстройки частоты лазера к частоте нелинейного резонанса.

На рисунке 3.7 представлена осциллограмма насыщенного поглощения паров ^{85}Rb , стабилизация частоты осуществлялась на частоте перехода $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$ равной 384.229242 ТГц [81] (переход указан стрелкой).

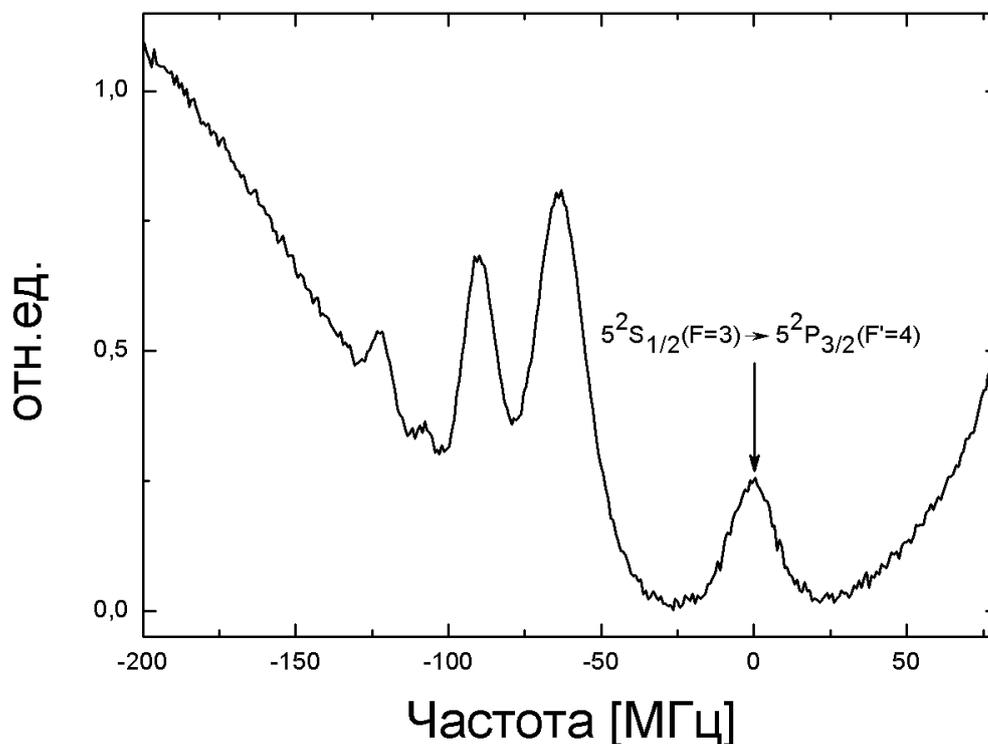


Рисунок 3.7: Внутридоплеровские резонансы насыщенного поглощения паров ^{85}Rb .

Введенное в оптическое волокно излучение поступает в многоканальный волоконно-оптический переключатель, позволяющий подавать излучение в лямбда-метр Angstrom WS-U и быстро переключать между собой сигналы до четырех независимых лазеров. Для измерения длины волны излучение коллимируется в параллельный пучок и направляется на твердотельный интерферометр Физо, после которого интерференционная картина с помощью цилиндрической линзы проецируется на ПЗС-линейку (рисунок 3.8) и записывается. Полученная интерференционная картина сравнивается с ранее записанной калибровочной. Отсутствие механических движущихся частей в

измерителе обеспечивает абсолютную точность измерения частоты до 2 МГц с разрешением 500 кГц.

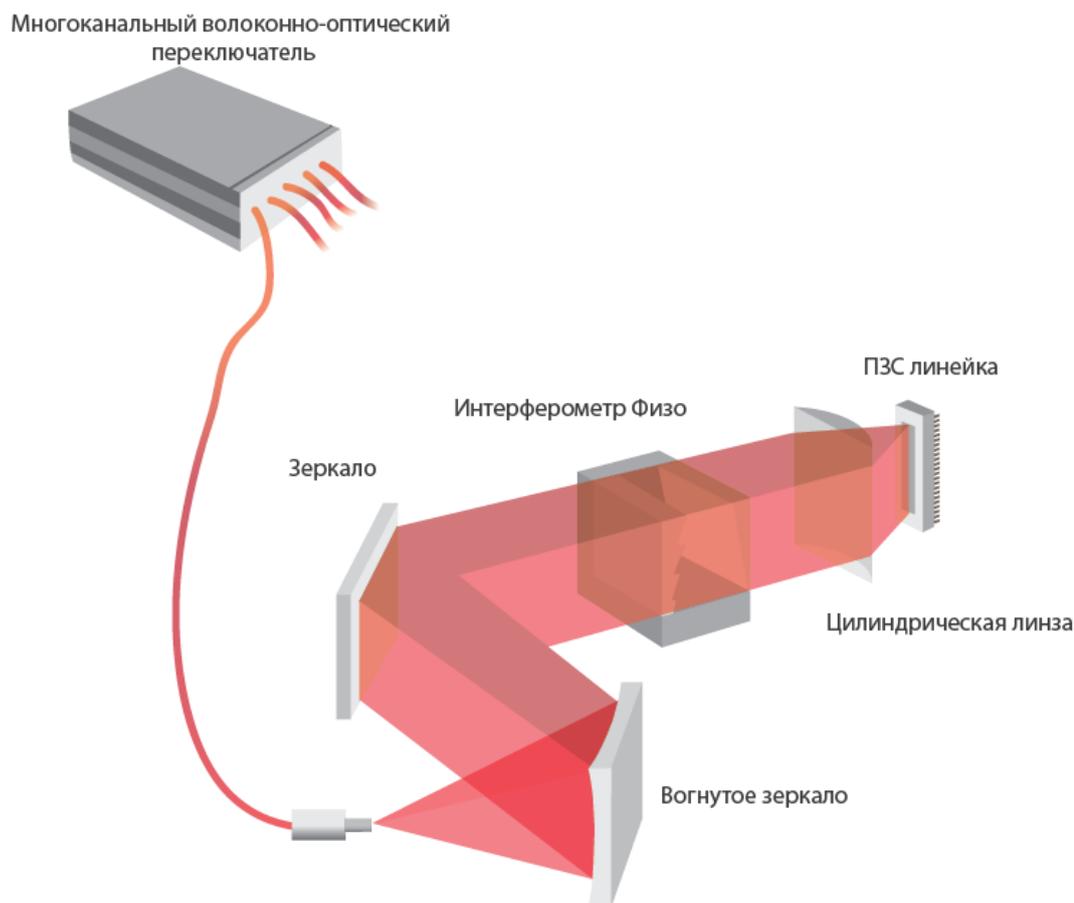


Рисунок 3.8: Принципиальная схема измерителя длины волны.

Тем не менее, незначительные изменения температуры и давления воздуха приводят к дрейфу измеряемой частоты. Для измерения дрейфа излучение стабильного лазера, используемого в начальный момент времени для калибровки, подается в лямбда-метр. Зависимость дрейфа измерителя длины волны от времени показана на рисунке 3.9. Так как стабилизированный по резонансам насыщенного поглощения ИЛВР имеет очень высокую относительную стабильность [82], то дрейф измерителя длины волны за 3.5 ч составил примерно 2 МГц [36].

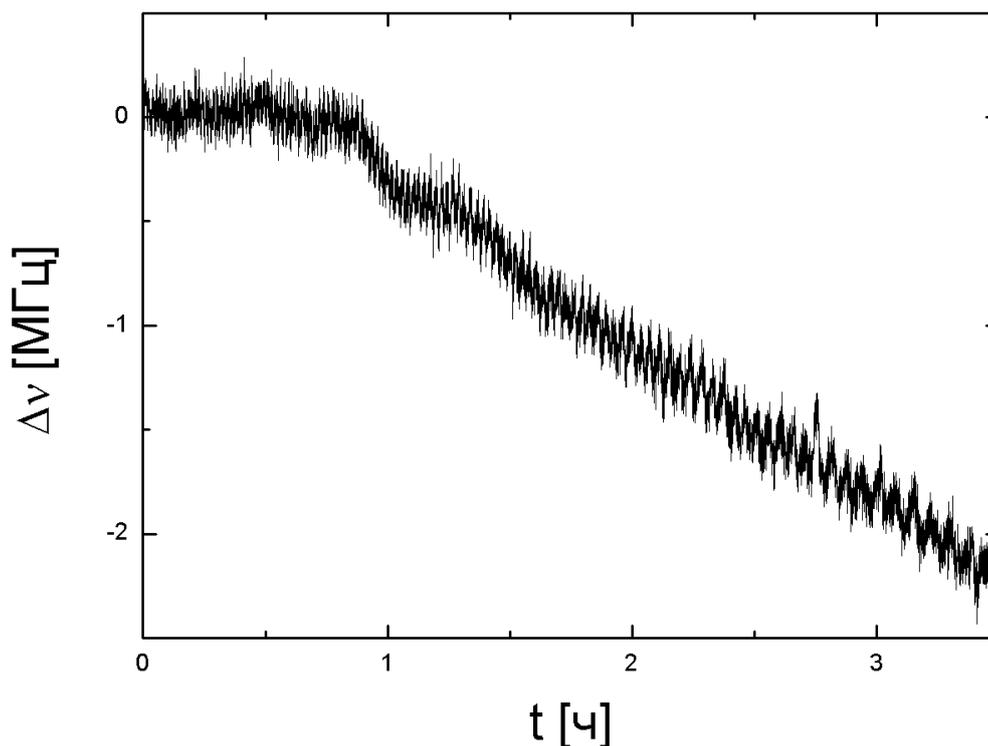


Рисунок 3.9: Зависимость дрейфа измерителя Angstrom WS-U от времени.

6. Измерение частоты ридберговских переходов

Для исследования энергетических спектров ридберговских переходов часть флуоресценции облака холодных атомов фокусировалась при помощи линзы в фотоприемник (рисунок 3.2). На рисунке 3.10 (а) показано изменение во времени флуоресценции облака, зарегистрированное фотоприемником. Нулевой сигнал соответствует полному отсутствию флуоресценции, а единица – ее максимуму. В область сканирования частоты УФ лазера попали частоты переходов $95S$, $95D$, $96S$, $96D$ и $97S$ [36]. На рисунке 3.10, (б) приведена зависимость длины волны УФ лазера от времени, которая непосредственно регистрировалась измерителем длины волны.

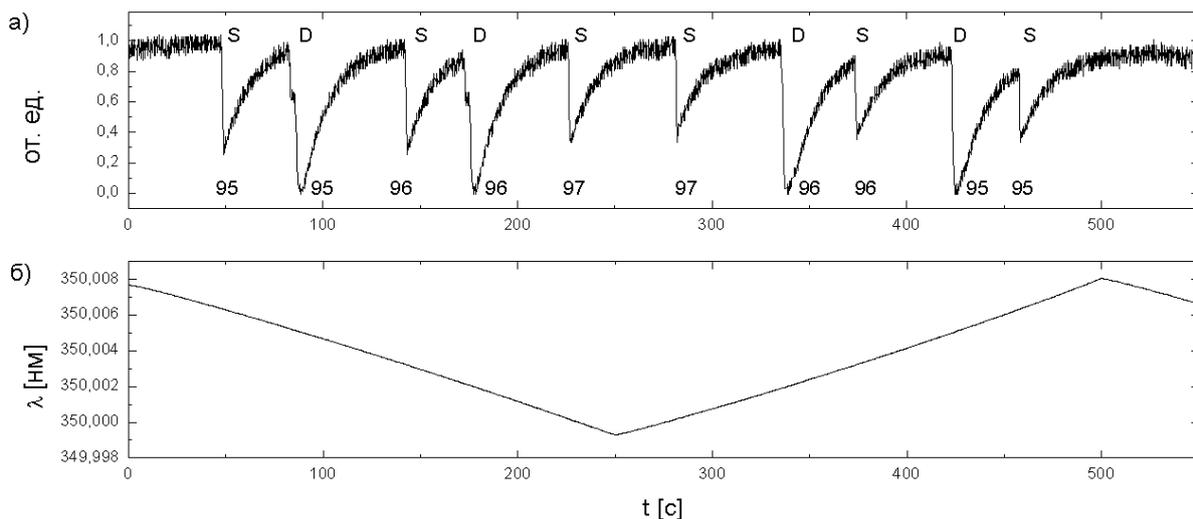


Рисунок 3.11: Регистрация изменения сигнала флуоресценции фотоприемником (а) и зависимость длины волны УФ лазера от времени (б) [36].

На рисунке 3.12 представлены результаты, полученные для переходов в 41S- и 41D-состояния.

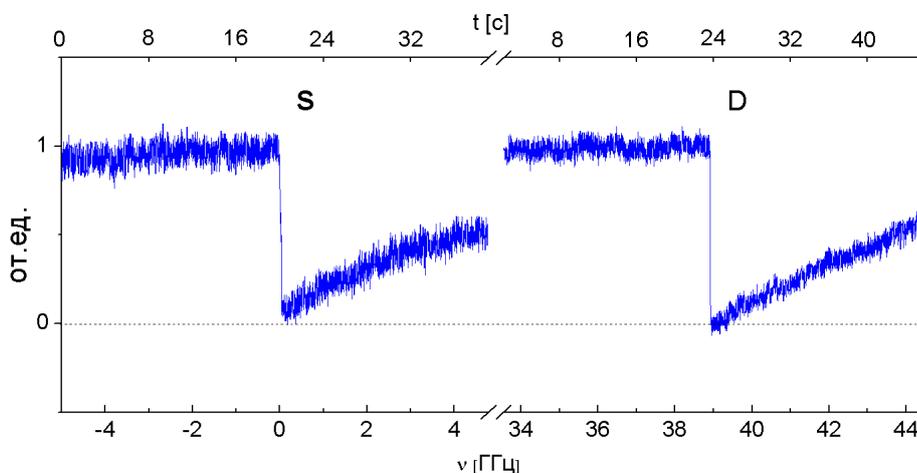


Рисунок 3.12: Изменение флуоресценции облака ультрахолодных атомов для уровня 41 в S- и D-состояниях при интенсивности УФ-излучения на входе в вакуумную камеру 8.5×10^{-3} Вт/см² [83].

Нуль по оси ординат соответствует полному отсутствию флуоресценции облака холодных атомов, а единица – максимальному сигналу флуоресценции от облака, когда оно является прозрачным для УФ-лазера. Область сканирования УФ-лазера не позволяет одновременно увидеть переходы в 41S- и 41D-состояния.

Поэтому на рисунке представлены результаты двух разнесенных по времени измерений. По оси абсцисс снизу представлено относительное расстояние между уровнями в ГГц, а сверху – время в секундах, за которое происходит изменение частоты лазера.

Энергия перехода из основного состояния в высоковозбужденное ридберговское:

$$E_n = E_{uv} + \frac{\nu_c - \Delta + \Delta_{c.g.}}{c}, \quad (3.16)$$

где E_{uv} – экспериментально измеренная частота УФ-лазера, $\nu_c = 446\,809\,874.988(27)$ МГц – значение частоты перехода $2^2S_{1/2}(F=2) - 2^2P_{3/2}(F=3)$ [84], $\Delta = 10$ МГц – отстройка охлаждающего лазера от резонанса, $\Delta_{c.g.} = 301.31$ МГц – учитывает, что потенциал ионизации отсчитывается от центра тяжести уровней основного состояния, находящегося ниже уровня $2^2S_{1/2}(F=2)$ [31].

На рисунке 3.13 представлены результаты эксперимента по переходу для 94-го уровня в S- и D-состояния для разных мощностей УФ-лазера.

Скорость возбуждения и амплитуда падения флуоресценции облака атомов на 94 уровне меньше, чем на 41-м. Это говорит о меньшей вероятности перехода на более высокие ридберговские уровни. Погрешность для 94 уровня в данном эксперименте выше, чем для 41 уровня. Также видна существенная разница между S и D уровнем по интенсивности. Посредством увеличения или уменьшения мощности УФ-лазера можно регулировать количество создаваемых ридберговских атомов.

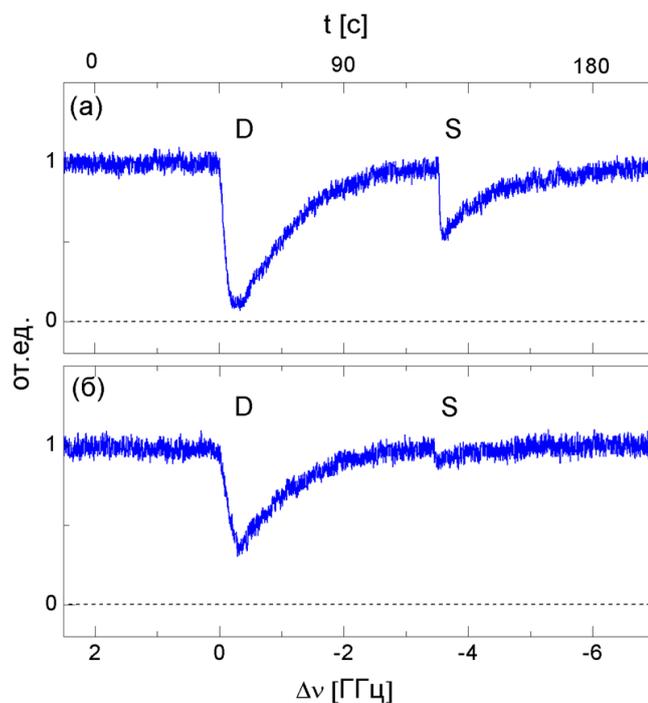


Рисунок 3.13: Изменение флуоресценции облака ультрахолодных атомов для уровня 94 в S- и D-состоянии при интенсивности УФ-излучения на входе в вакуумную камеру 6.1×10^{-3} Вт/см² (a) и 0.8×10^{-3} Вт/см² (b) [83].

Экспериментальные данные для уровней 41 и 94 приведены в таблице 3.1. Погрешность измерения частоты 41 уровня не более 10 МГц.

n	Измеряемая длина волны УФ-лазера, нм	Энергия E_n , см ⁻¹
41S	350.6728000	43420.5942
41D	350.6570536	43421.8751
94S	350.010(1)	43474.59
94D	350.008(1)	43474.76

Таблица 3.1: Экспериментальные данные для высоколежащих ридберговских уровней лития-7 [83].

7. Энергия nS состояний и порог ионизации атома лития-7

Используя развитую в данной работе методику диагностики спектров энергий высоковозбужденных атомов, были измерены энергии nS -конфигураций в широком диапазоне значений главного квантового числа n от 38 до 165. В первых экспериментах по непрерывному двухфотонному возбуждению ультрахолодных атомов лития-7 была высокая скорость сканирования частоты лазерного излучения. При такой высокой скорости сканирования спектральное разрешение было низким. При более медленном сканировании, когда время набора облака ультрахолодных атомов было меньше времени изменения частоты, удалось улучшить спектральное разрешение. Исследовались переходы с $2P_{3/2}$ на высоковозбужденные S и D состояния с n от 38 до 165 [85]. Сигнал флуоресценции при перестройке частоты УФ излучения в окрестности перехода в состояние $114S$ представлен на рисунке 3.14.

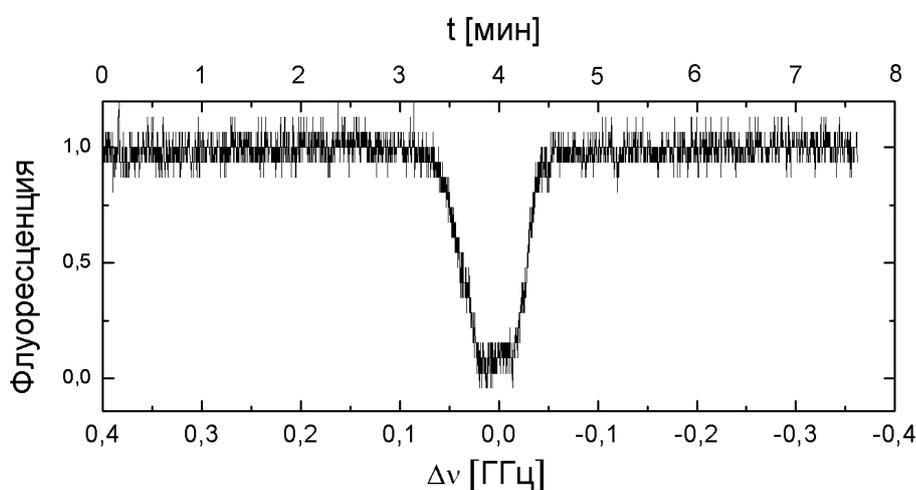


Рисунок 3.14: Сигнал флуоресценции в зависимости от частоты перестройки УФ излучения при интенсивности УФ излучения 10^{-2} Вт/см² на входе в вакуумную камеру [85].

На рисунках по оси ординат ноль соответствует полному отсутствию флуоресценции облака ультрахолодных атомов лития-7, а единица соответствует максимальному сигналу флуоресценции, когда облако холодных атомов для УФ

лазера становится прозрачным. По аналогии с моделью, описанной в пункте 4 данной главы, единица соответствует максимальной населенности состояния $2^2P_{3/2}$, и эта населенность убывает по мере изменения частотной отстройки Δ_2 УФ излучения. При этом в ловушку продолжают непрерывно поступать и захватываться атомы со скоростью $R = 1.6 \times 10^{-8}$ атомов/с. По оси абсцисс отложено относительное расстояние между уровнями в ГГц. Изолированный резонанс на рисунке 3.14 соответствует переходу $2P_{3/2} - 114S$. Ширина резонанса составляет приблизительно 0.1 ГГц.

Поляризуемость nD -состояний быстро увеличивается с квантовым числом. Растет и наблюдаемая ширина переходов $2^2P_{3/2} - nD$. На высоких ридберговских уровнях уширение D конфигурации настолько высоко, что сравнимо с расстояниями между соседними уровнями с главным квантовым числами n и $(n + 1)$ (рисунок 3.15).

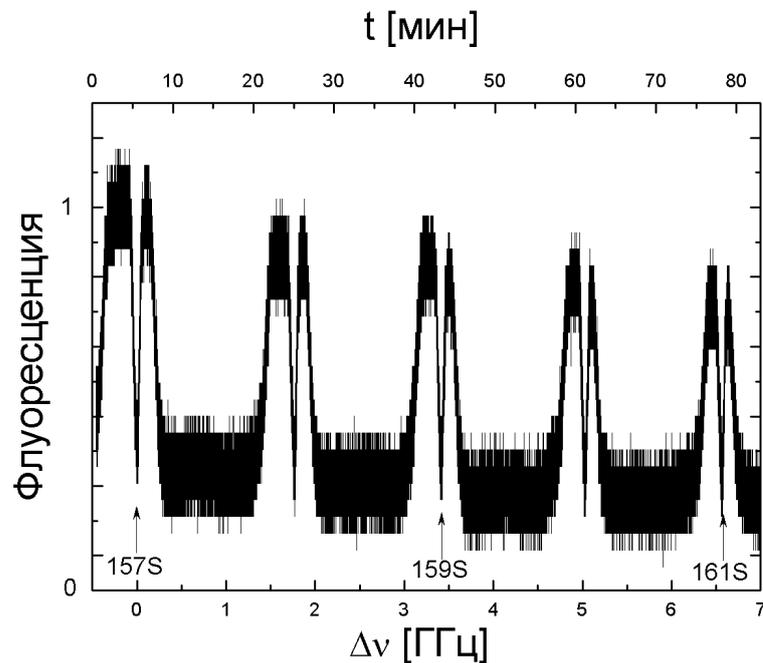


Рисунок 3.15: Изменение флуоресценции облака ультрахолодных атомов лития-7 для уровней 157 – 161, в S и D конфигурациях при интенсивности УФ излучения 3×10^{-2} Вт/см² на входе в вакуумную камеру [85].

При $n = 157-165$ резонансы, соответствующие переходам в состояния nS , уверенно разрешаются, тогда как nD состояния при больших n сильно уширены (плоские участки на рисунке 3.15). Выше по энергии все уровни сливаются, образуя непрерывный спектр.

Обратимся теперь к исследованию спектров для S-конфигурации. Энергия перехода из основного состояния в высоковозбужденное ридберговское:

$$E_n = E_{uv} + \frac{\nu_c - \Delta + \Delta_{c.g.}}{c}, \quad (3.16)$$

где E_{uv} – экспериментально измеренная частота УФ-лазера, $\nu_c = 446\,809\,874.988(27)$ МГц – значение частоты перехода $2^2S_{1/2}(F=2) - 2^2P_{3/2}(F=3)$ [84], $\Delta = 10$ МГц – отстройка охлаждающего лазера от резонанса, $\Delta_{c.g.} = 301.31$ МГц – учитывает, что потенциал ионизации отсчитывается от центра тяжести уровней основного состояния, находящегося ниже уровня $2^2S_{1/2}(F=2)$ [31].

Полученные значения энергий уровней E_n можно аппроксимировать выражением [16]:

$$E_n = E_I - \frac{R_m}{(n - \delta)^2} + c_s(n - \delta)^7, \quad (3.17)$$

где E_I – порог ионизации лития 7, $R_m = 109728,735348 \text{ см}^{-1}$ – постоянная Ридберга для лития 7 [16], δ – квантовый дефект, c_s – коэффициент, связанный с квадратичным эффектом Штарка. Экстраполяция производится методом наименьших квадратов (алгоритм Левенберга — Марквардта), где δ, c_s, E_I – свободные параметры. Экспериментальные точки и линия экстраполяции представлены на рисунке 3.16.

Свободные параметры, полученные из экстраполяции по формуле (3.17), приведены в таблице 3.2:

Параметр	Значения
$E_I[\text{см}^{-1}]$	43487,15739(53)
δ	0,39940(28)
$c_s[\text{см}^{-1}]$	$-1,69(24) \times 10^{-18}$

Таблица 3.2: Свободные параметры, полученные из эксперимента. Порог ионизации E_I , дефект nS – конфигурации δ , и коэффициент, связанный с квадратичным эффектом Штарка c_s [85].

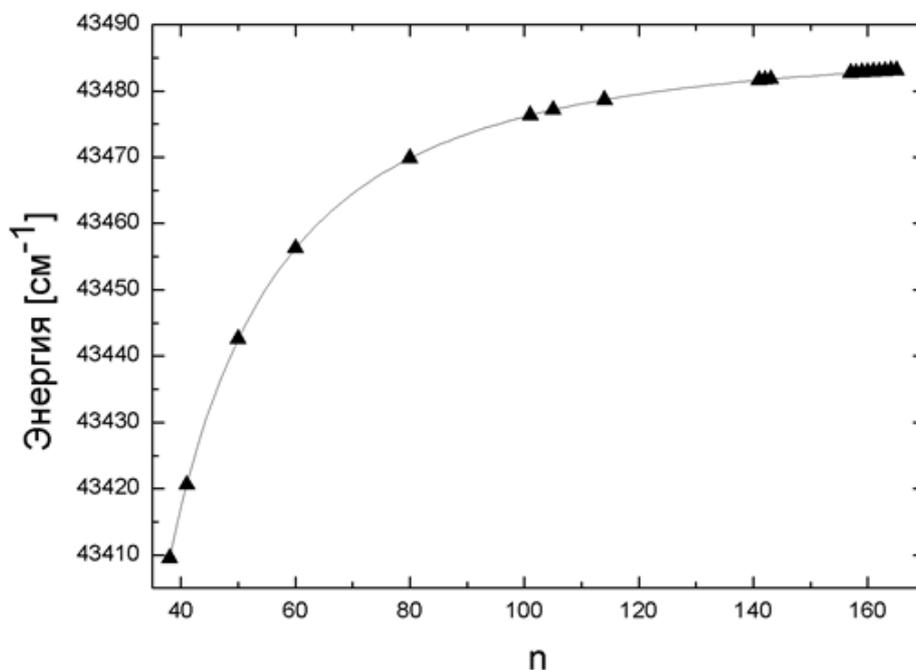


Рисунок 3.16: Экспериментальная зависимость энергии уровней от главного квантового числа (треугольники) и экстраполяция по формуле (3.17) (сплошная кривая).

Значение квантового дефекта в статье [77] для nS конфигурации лития-7 соответствует $\delta = 0.399510(2)$. Это значение хорошо согласуется с нашими данными. При слабом остаточном поле для квадратичного эффекта Штарка справедливо выражение для смещения уровня энергии:

$$\delta E_0 = c_s n^7 = -\alpha \frac{|E|^2 e^2 a_0^2}{R_m} n^7, \quad (3.18)$$

где e – заряд электрона, a_0 – радиус Бора, E – напряженность остаточного поля, α – безразмерный коэффициент порядка единицы.

n	Измеряемая		Расчетное значение E_{fit} , см^{-1}
	длина волны УФ лазера, нм	Энергия E_n , см^{-1}	
38	350,8087458	43409,54343	43409,54504
41	350,6728000	43420,59421	43420,59093
50	350,4029548	43442,55485	43442,55619
60	350,2346890	43456,26584	43456,2673
80	350,0682799	43469,83851	43469,83976
101	349,9889200	43476,31581	43476,31497
105	349,9789600	43477,12894	43477,12829
114	349,9602800	43478,65411	43478,65423
141	349,9241290	43481,60618	43481,60487
142	349,9231870	43481,68312	43481,6829
143	349,9222489	43481,75973	43481,75929
157	349,9110000	43482,67844	43482,67909
158	349,9102968	43482,73588	43482,73552
159	349,9096258	43482,79068	43482,79087
160	349,9089639	43482,84474	43482,84517
161	349,9083056	43482,89851	43482,89845
162	349,9076723	43482,95023	43482,95073
163	349,9070380	43483,00204	43483,00204
164	349,9064189	43483,0526	43483,0524
165	349,9058148	43483,10195	43483,10183

Таблица 3.3: Экспериментальные данные и энергии, рассчитанные с использованием параметров из таблицы 1 для nS уровней [85].

Из экспериментального значения c_s , используя выражение (3.18), можно оценить остаточное поле $E \approx 10^{-2}$ В/см. В таблице 3.3 приведены экспериментальные данные по энергиям nS уровней и расчетные данные, исходя

из поправки на квадратичный эффект Штарка и нашими измерениями порога ионизации и дефекта.

По результатам таблицы 3.3 можно построить график разности экспериментальных и расчетных значений в зависимости от номера уровня (рисунок 3.17). При $n < 80$ наблюдается систематическое отклонение измеренных величин от расчетных, а при $n > 100$ отклонения носят случайный характер.

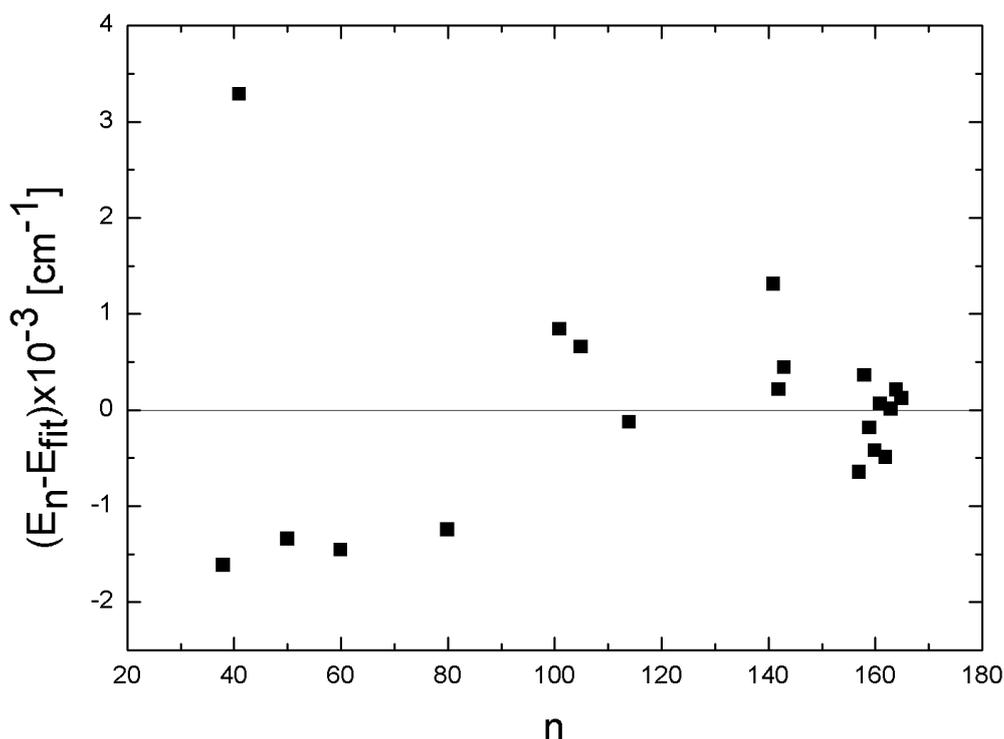


Рисунок 3.17: Точки представляют разность экспериментальных и расчетных значений для nS -конфигураций атомов лития 7.

На рисунке 3.18 приведено сравнение теоретических и экспериментальных данных с нашим порогом ионизации для атомов лития 7. Из рисунка видно хорошее согласие нашего эксперимента и теоретических данных. Полученный порог ионизации наиболее близок к самому точному экспериментальному измерению порога, полученному в работе [16].

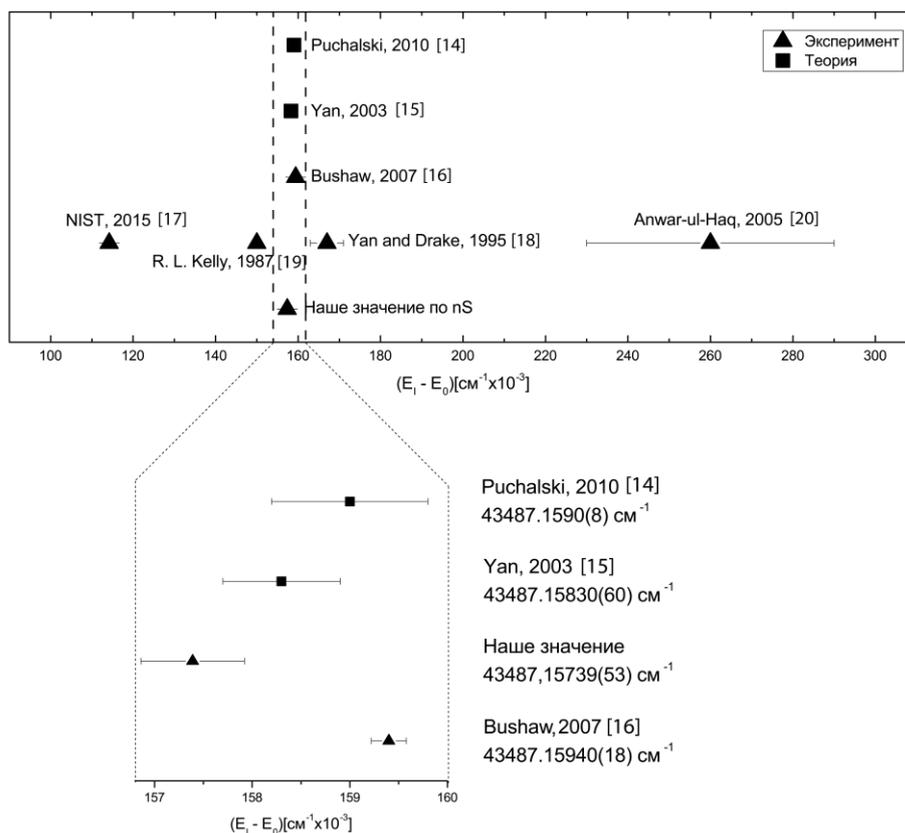


Рисунок 3.18: Порог ионизации для атомов лития-7. Сравнение результатов различных экспериментальных и теоретических работ. $E_0 = 43487 \text{ см}^{-1}$.

Стоит отметить, что методика определения порога ионизации в данной работе имеет принципиальные отличия от всех экспериментальных работ, представленных на рисунке 3.18. Во всех предыдущих работах высоковозбужденные состояния ионизировались электрическим полем, тогда как в данной работе измерялось резонансное падение флуоресценции. Существует возможность увеличить точность измерения порога ионизации за счет увеличения количества измерений, компенсации фоновых электрических полей и уменьшения мощности лазерного излучения.

8. Основные результаты главы 3

В главе 3 описана развитая в данной работе методика диагностики энергетических спектров ридберговских атомов на примере МОЛ с литием-7. Дан обзор экспериментальных методик возбуждения и детектирования ридберговских состояний. Приведена теоретическая модель непрерывного возбуждения ридберговских атомов в МОЛ. Описана техника регистрации энергетических спектров ридберговских переходов [83].

Впервые измерены энергии для различных nS -конфигураций в широком диапазоне значений главного квантового числа от $n = 38$ до $n = 165$ для холодных атомов лития-7 [85]. Из экспериментальных данных получены значения порога ионизации, квантового дефекта, и оценена величина остаточного электрического поля в области возбуждения.

Заключение

Данная работа посвящена экспериментальным исследованиям газа ультрахолодных высоковозбужденных и частично ионизованных атомов лития-7. Впервые в России создана установка по лазерному охлаждению и пленению в магнито-оптическую ловушку атомов лития-7. Разработана новая методика регистрации энергетических спектров высоковозбужденных состояний атомов. При помощи данной методики впервые измерены энергии для различных nS -конфигураций в широком диапазоне значений главного квантового числа от $n = 38$ до $n = 165$ для холодных атомов лития-7.

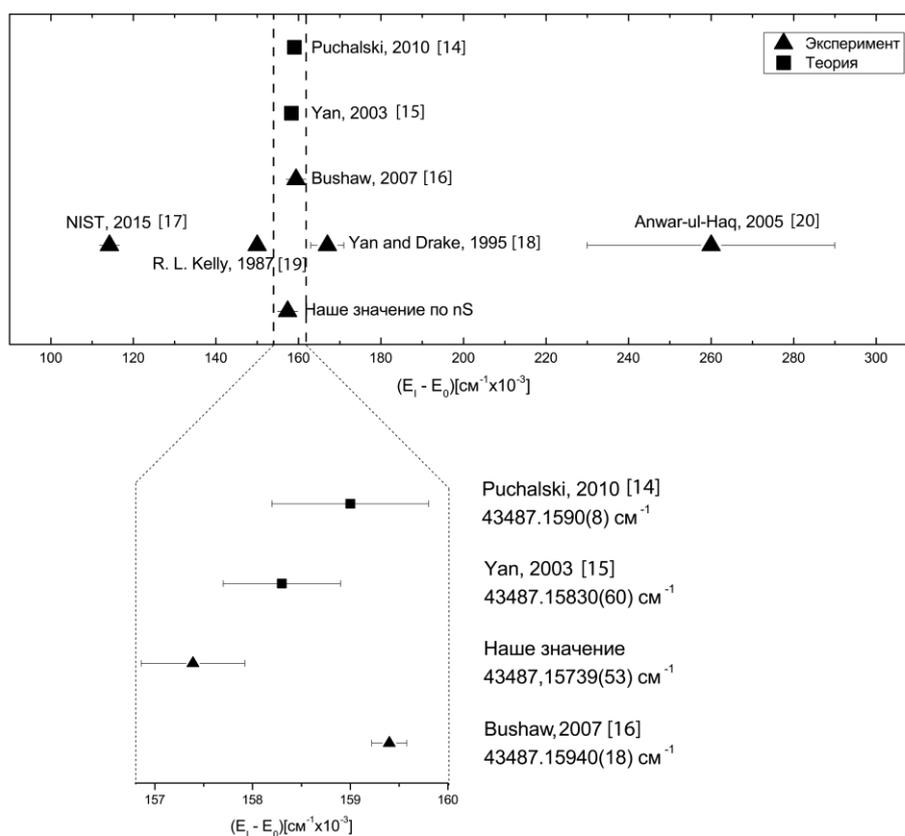


Рисунок 1: Порог ионизации для атомов лития-7. Сравнение результатов различных экспериментальных и теоретических работ. $E_0 = 43487 \text{ cm}^{-1}$.

Предложенная в данной работе методика регистрации энергетических спектров высоковозбужденных атомов универсальна для любого элемента, захваченного в МОЛ. По измеренным значениям энергий различных

конфигураций можно посчитать квантовый дефект и порог ионизации атома. При этом точность определения порога ионизации сравнима с самыми прецизионными измерениями методом селективной ионизации электрическим полем. На рисунке 1 представлено сравнение порога ионизации, полученного при помощи развитой в данной работе методики с результатами других экспериментальных и теоретических работ.

Основные результаты работы сводятся к следующему:

- Создана экспериментальная установка, на которой осуществлено лазерное охлаждение и захват более 10^9 атомов лития-7 в магнито-оптическую ловушку.
- При помощи дополнительного пробного лазера впервые получена независимая информация о концентрации и количестве холодных атомов лития-7 в МОЛ на разных подуровнях основного состояния в зависимости от отстройки охлаждающего излучения и градиента магнитного поля.
- Полученная максимальная суммарная концентрация атомов в ловушке 10^{11} см^{-3} при отстройке охлаждающего излучения 20 МГц и градиенте магнитного поля 35 Гс/см.
- Разработана новая неразрушающая методика исследования и диагностики энергетических спектров холодных высоковозбужденных атомов по регистрации изменения флуоресценции облака в МОЛ.
- Впервые измерены энергии для различных nS -конфигураций в широком диапазоне значений главного квантового числа от $n = 38$ до $n = 165$ для холодных атомов лития-7.

- С использованием развитой в работе методики получены значения порога ионизации, квантового дефекта S-состояния и оценена величина остаточного электрического поля в области возбуждения.

Благодарности

В заключение хотелось бы выразить благодарность моему научному руководителю Б. Б. Зеленеру благодаря которому удалось провести эту работу, а также В.А. Саутенкову, Б.В. Зеленеру, А.Б. Клярфельду, С.Я. Бронину, В.Н. Абросимову, В.И. Сизову, Е.В. Вильшанской, Д.А. Мурашкину, Л.Г. Дьячкову и А.М. Акульшину за помощь в осуществлении данной работы, рекомендации и наставления.

Список литературы

1. Killian T. C. et al. Creation of an ultracold neutral plasma //Physical Review Letters. – 1999. – Т. 83. – №. 23. – С. 4776.
2. Kulin S. et al. Plasma oscillations and expansion of an ultracold neutral plasma //Physical review letters. – 2000. – Т. 85. – №. 2. – С. 318.
3. Killian T. C. et al. Formation of Rydberg atoms in an expanding ultracold neutral plasma //Physical review letters. – 2001. – Т. 86. – №. 17. – С. 3759.
4. Robinson M. P. et al. Spontaneous evolution of Rydberg atoms into an ultracold plasma //Physical review letters. – 2000. – Т. 85. – №. 21. – С. 4466.
5. Jaksch D. et al. Fast quantum gates for neutral atoms //Physical Review Letters. – 2000. – Т. 85. – №. 10. – С. 2208.
6. Lukin M. D. et al. Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles //Physical Review Letters. – 2001. – Т. 87. – №. 3. – С. 037901.
7. Бобров А. А. и др. The collisional recombination coefficient in the ultracold plasma, the calculation by the molecular dynamics method //ЖЭТФ. – 2011. – Т. 139. – №. 3. – С. 605-612.
8. Бронин С. Я., Зеленер Б. Б., Зеленер Б. В. и др.// ЖЭТФ. – 2011. – Т. 139. – С. 822.
9. Зеленер Б. Б., Зеленер Б. В., Манькин Э. А. Коэффициент трехчастичной рекомбинации слабонеидеальной ультрахолодной плазмы в сильном магнитном поле //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2011. – Т. 94. – №. 7. – С. 565-569.
10. Зеленер Б. Б., Зеленер Б. В., Манькин Э. А. Эффект магнитной стабилизации ридберговских атомов и многочастичных комплексов в ультрахолодной плазме //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2012. – Т. 96. – №. 1. – С. 29-32.
11. Бобров А. А., Бронин С. Я., Зеленер Б. Б. и др.//ЖЭТФ. – 2013. – Т. 144. – С. 185.

12. Зеленер Б. Б., Зеленер Б. В., Манькин Э. А. // Письма в ЖЭТФ. – Т. 9. – С. 696.
13. Butlitsky M. A., Zelener B. B., Zelener B. V. Critical point of gas-liquid type phase transition and phase equilibrium functions in developed two-component plasma model // The Journal of chemical physics. – 2014. – Т. 141. – №. 2. – С. 024511.
14. Puchalski M., Kędziera D., Pachucki K. Ionization potential for excited S states of the lithium atom // Physical Review A. – 2010. – Т. 82. – №. 6. – С. 062509.
15. Yan Z. C., Drake G. W. F. Bethe logarithm and QED shift for Lithium // Physical review letters. – 2003. – Т. 91. – №. 11. – С. 113004.
16. Bushaw B. A. et al. Ionization energy of Li 6, 7 determined by triple-resonance laser spectroscopy // Physical Review A. – 2007. – Т. 75. – №. 5. – С. 052503.
17. Kramida, A., Ralchenko, Yu., Reader, J., and NIST ASD Team (2013). NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2014, July 17]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
18. Yan Z. C., Drake G. W. F. Eigenvalues and expectation values for the $1s2s2S$, $1s22p2P$, and $1s23d2D$ states of lithium // Physical Review A. – 1995. – Т. 52. – №. 5. – С. 3711.
19. Kelly R. L. Atomic and ionic spectrum lines below 2000 Angstroms. hydrogen through krypton // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1987. – Т. 16.
20. Anwar-ul-Haq M. et al. On the first ionization potential of lithium // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. – 2005. – Т. 38. – №. 2. – С. S77.
21. Филипс У. Д. Лазерное охлаждение и пленение нейтральных атомов // Успехи физических наук. – 1999. – Т. 169. – №. 3. – С. 305-322.
22. Hänsch T. W., Schawlow A. L. Cooling of gases by laser radiation // Optics Communications. – 1975. – Т. 13. – №. 1. – С. 68-69.

23. Raab E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure //Physical Review Letters. – 1987. – Т. 59. – №. 23. – С. 2631.
24. Hinkley N. et al. An atomic clock with 10⁻¹⁸ instability //Science. – 2013. – Т. 341. – №. 6151. – С. 1215-1218.
25. Jaksch D. et al. Fast quantum gates for neutral atoms //Physical Review Letters. – 2000. – Т. 85. – №. 10. – С. 2208.
26. Летохов В. С., Миногин В. Г., Павлик Б. Д. Охлаждение и пленение атомов резонансным световым полем // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1977. апр. Т. 72. С. 1328–1341.
27. Lett P. D. et al. Optical molasses //JOSA B. – 1989. – Т. 6. – №. 11. – С. 2084-2107.
28. Stenholm S. The semiclassical theory of laser cooling //Reviews of modern physics. – 1986. – Т. 58. – №. 3. – С. 699.
29. Демтрёдер В. Современная лазерная спектроскопия: пер. с англ //М.: Интеллект. – 2014.
30. Махалов В.Б. Приготовление и диагностика двумерного ферми-газа атомов //Нижний Новгород. – 2014.
31. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. – Рипол Классик, 2013.
32. Schünemann U. et al. Magneto-optic trapping of lithium using semiconductor lasers //Optics Communications. – 1998. – Т. 158. – №. 1. – С. 263-272.
33. Corwin K. L. et al. Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor //Applied Optics. – 1998. – Т. 37. – №. 15. – С. 3295-3298.
34. Häring R. et al. 670 nm semiconductor lasers for Lithium spectroscopy with 1 W //Integrated Optoelectronic Devices 2007. – International Society for Optics and Photonics, 2007. – С. 648516-648516-6.
35. Зибров А. С. и др. Стабилизация частоты инжекционного лазера с внешним резонатором //Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9. – №. 4. – С. 804-806.

36. Саакян С. А., Саутенков В. А., Вильшанская Е. В., Васильев В. В., Зеленер Б. Б., Зеленер Б. В. Контроль частоты перестраиваемых лазеров с помощью частотно-калиброванного лямбда-метра в эксперименте по приготовлению ридберговских атомов в магнитооптической ловушке //Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №. 9. – С. 828-832.
37. Бармашовой Т.В. Лазерное охлаждение и пленение ферми-атомов лития-6 //Нижний Новгород. –2008.
38. Зеленер Б. Б., Саакян С. А., Саутенков В. А. и др. Лазерное охлаждение атомов Li7 в магнитооптической ловушке //Письма в ЖЭТФ. – 2013. – Т. 98. – №. 11-12.
39. Манькин Э. А., Ожован М. И., Полуэктов П. П. О коллективном электронном состоянии в системе сильновозбужденных атомов //ДАН СССР. – 1981. – Т. 250. – №. 5. – С. 1096.
40. Манькин Э. А., Ожован М. И., Полуэктов П. П. //ЖЭТФ. – 1983. – Т. 84. – С. 442.
41. Манькин Э. А., Ожован М. И., Полуэктов П. П. //ЖЭТФ. – 1992. – Т. 102. – С. 804.
42. Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Y. N. Optical dipole traps for neutral atoms //Adv. At. Mol. Opt. Phys. – 2000. – Т. 42. – №. physics/9902072. – С. 170.
43. Barrett M. D., Sauer J. A., Chapman M. S. All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate //Physical Review Letters. – 2001. – Т. 87. – №. 1. – С. 010404.
44. Vuletić V. et al. Optical pumping saturation effect in selective reflection //Optics communications. – 1994. – Т. 108. – №. 1. – С. 77-83.
45. Зеленер Б. Б., Саакян С. А., Саутенков В. А. и др. О реализации высокой концентрации атомов лития-7 в магнитооптической ловушке //ЖЭТФ. – 2014. – Т. 146. – №. 5.
46. Ketterle W. et al. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap //Physical review letters. – 1993. – Т. 70. – №. 15. – С. 2253.

47. Grego S. et al. A cesium magneto-optical trap for cold collisions studies //Optics communications. – 1996. – Т. 132. – №. 5. – С. 519-526.
48. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models //JOSA B. – 1989. – Т. 6. – №. 11. – С. 2023-2045.
49. Grier A. T. et al. Λ -enhanced sub-Doppler cooling of lithium atoms in D 1 gray molasses //Physical Review A. – 2013. – Т. 87. – №. 6. – С. 063411.
50. Д.Д. Сукачев, А.В. Соколов, Н.Н. Колачевский, Е.С. Калганова, А.В. Акимов, В.Н. Сорокин // Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2010. – Т. 92, вып. 10. – С. 772-776.
51. D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov, A. Akimov, S. Kanorsky, N. Kolachevsky, and V. Sorokin // Physical Review A. – 2010. – Vol. 82. – P. 011405-011408 (R).
52. Маныкин Э. А., Зеленер Б. Б., Зеленер Б. В. Термодинамические и кинетические свойства неидеального ридберговского вещества //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2010. – Т. 92. – №. 9. – С. 696-712.
53. Weiner J. et al. Experiments and theory in cold and ultracold collisions //Reviews of Modern Physics. – 1999. – Т. 71. – №. 1. – С. 1.
54. Sautenkov V. A., Saakyan S.A., Vilshanskaya E.V., Zelener B.B. et al. Observation of Rydberg Transitions in Resonance Fluorescence of Ultracold Lithium-7 Atoms //Journal of Russian Laser Research. – 2015. – Т. 36. – №. 2. – С. 193-199.
55. Arpornthip T., Sackett C. A., Hughes K. J. Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap //Physical Review A. – 2012. – Т. 85. – №. 3. – С. 033420.
56. Bali S. et al. Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss //Physical Review A. – 1999. – Т. 60. – №. 1. – С. R29.

57. Rydberg J. R. On the structure of the line-spectra of the chemical elements //The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1890. – T. 29. – №. 179. – С. 331-337.
58. France R. W. The absorption spectrum of lithium vapour //Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. – 1930. – С. 354-360.
59. Moiseiwitsch B. L., Smith S. J. Electron impact excitation of atoms //Reviews of Modern Physics. – 1968. – Т. 40. – №. 2. – С. 238.
60. Gallagher T. F. Rydberg atoms. – Cambridge University Press, 2005. – Т. 3.
61. Deiglmayr J. et al. Coherent excitation of Rydberg atoms in an ultracold gas //Optics communications. – 2006. – Т. 264. – №. 2. – С. 293-298.
62. Kis Z., Stenholm S. Optimal control approach for a degenerate STIRAP //Journal of Modern Optics. – 2002. – Т. 49. – №. 1-2. – С. 111-124.
63. Snigirev S. A. et al. Coherent excitation of the 5D_{5/2} level of ultra-cold rubidium atoms with short laser pulses //Quantum Electronics. – 2012. – Т. 42. – №. 8. – С. 714.
64. Tregubov D. et al. Measurement of the 5D level polarizabilities in laser cooled Rb atoms //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2015. – Т. 635. – №. 9. – С. 092121.
65. Lu X., Sun Y., Metcalf H. Rydberg atom spectroscopy enabled by blackbody radiation ionization //Physical Review A. – 2011. – Т. 84. – №. 3. – С. 033402.
66. Mohapatra A. K., Jackson T. R., Adams C. S. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency //Physical review letters. – 2007. – Т. 98. – №. 11. – С. 113003.
67. Снигирев С. А. Спектроскопия 5D уровней рубидия в магнитооптической ловушке //Москва. – 2014.
68. Shore B. W. The theory of coherent atomic excitation, volume 2, Multilevel atoms and incoherence //The Theory of Coherent Atomic Excitation,

- Volume 2, Multilevel Atoms and Incoherence, by Bruce W. Shore, pp. 1736. ISBN 0-471-52416-6. Wiley-VCH, July 1990. – 1990. – С. 1736.
69. Fewell M. P., Shore B. W., Bergmann K. Coherent population transfer among three states: Full algebraic solutions and the relevance of non adiabatic processes to transfer by delayed pulses //Australian journal of physics. – 1997. – Т. 50. – №. 2. – С. 281-308.
 70. Frey M. T. et al. Use of the Stark effect to minimize residual electric fields in an experimental volume //Review of scientific instruments. – 1993. – Т. 64. – №. 12. – С. 3649-3650.
 71. Osterwalder A., Merkt F. Using high Rydberg states as electric field sensors //Physical review letters. – 1999. – Т. 82. – №. 9. – С. 1831.
 72. Клеппнер Д., Литтман М., Циммерман М. Сильно возбужденные атомы //Успехи физических наук. – 1982. – Т. 137. – №. 6. – С. 339-360.
 73. Бетеров И. И. и др. Ионизация ридберговских nS-, nP- и nD- атомов лития, калия и цезия тепловым излучением //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2008. – Т. 134. – №. 1.
 74. Bekov G. I. et al. Single-atom detection of ytterbium by selective laser excitation and field ionization from Rydberg states //Optics letters. – 1978. – Т. 3. – №. 5. – С. 159-161.
 75. Gallagher T. F. et al. Field ionization of highly excited states of sodium //Physical Review A. – 1977. – Т. 16. – №. 3. – С. 1098.
 76. Afrousheh K. et al. Spectroscopic observation of resonant electric dipole-dipole interactions between cold Rydberg atoms //Physical review letters. – 2004. – Т. 93. – №. 23. – С. 233001.
 77. Goy P. et al. Quantum defects and specific-isotopic-shift measurements in ns and np highly excited states of lithium: Exchange effects between Rydberg and core electrons //Physical Review A. – 1986. – Т. 34. – №. 4. – С. 2889.
 78. Day J. O., Brekke E., Walker T. G. Dynamics of low-density ultracold Rydberg gases //Physical Review A. – 2008. – Т. 77. – №. 5. – С. 052712.

79. Brekke E., Day J. O., Walker T. G. Four-wave mixing in ultracold atoms using intermediate Rydberg states //Physical Review A. – 2008. – Т. 78. – №. 6. – С. 063830.
80. Стенхольм С. Основы лазерной спектроскопии: Пер. с англ. – Мир, 1987.
81. Steck D.A. Rubidium 85 D Line Data (available online at <http://steck.us/alkalidata>, revision 2.1.6, 20 September 2013).
82. Vassiliev V. V., Zibrov S. A., Velichansky V. L. Compact extended-cavity diode laser for atomic spectroscopy and metrology //Review of scientific instruments. – 2006. – Т. 77. – №. 1. – С. 013102.
83. Зеленер Б. Б., Саакян С. А., Саутенков В. А. и др. Эффективное возбуждение ридберговских состояний ультрахолодных атомов лития-7 //Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 100. – №. 5-6.
84. Sansonetti C. J. et al. Absolute Transition Frequencies and Quantum Interference in a Frequency Comb Based Measurement of the Li 6, 7 D Lines //Physical review letters. – 2011. – Т. 107. – №. 2. – С. 023001.
85. Зеленер Б. Б., Саакян С. А., Саутенков В. А. и др. Лазерная диагностика спектра энергии ридберговских состояний атома лития-7 //ЖЭТФ - 2015. - Т. 148. -№. 6.