На правах рукописи

Зеленер Борис Борисович

СВОЙСТВА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ РИДБЕРГОВСКОГО ГАЗА И ПЛАЗМЫ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ПОМОЩИ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

Специальность 01.04.21 – Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

2 6 ИЮЛ 2017

Автор

Москва – 2017



Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Объединённом институте высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН) и Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

Официальные оппоненты:

Каган Юрий Монссевич, доктор физикоматематических PAH, наук, академик профессор, главный научный сотрудник отдела конденсированного состояния НИЦ «Курчатовский институт»

Крайнов Владимир Павлович, доктор физикоматематических наук. профессор кафедры теоретической физики ФГОУВПО «Московский физико-технический институт (государственный университет)»

Турланов Андрей Вадимович, доктор физикоматематических член.-корр. PAH, наук, профессор, ведущий научный сотрудник теории СВЧ разряда фгбну сектора «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН»

Ведущая организация: ФГБУН Институт лазерной физики СО РАН

11 октября 2017 г. в 15 час. ОО мин. на заседании Защита состоится диссертационного совета Д 212.130.05 на базе НИЯУ МИФИ по адресу: Москва, Каширское ш., д.31, тел. 8(499)324-84-98

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ и на сайте http://ods.mephi.ru Автореферат разослан 12 у и л. 2017 г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в двух экземплярах, заверенный печатью организации.

Ученый секретарь диссертационного совета, доктор физико-математических наук

C/

Р.С. Стариков

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Открытие в 20 веке таких новых направлений физики, как квантовая механика, физика лазеров, твердого тела, плазмы, вакуума, взаимодействия излучения с веществом позволили в 21 веке, уже на новом уровне, перейти к более подробному теоретическому и экспериментальному изучению фундаментальных основ строения различных видов материи. С появлением лазерного охлаждения и пленения атомов в магнитооптической, дипольной или магнитной ловушках, открылась возможность изучения взаимодействия в газе нейтральных и высоковозбужденных атомов различных элементов, а также плазмы в условиях глубокого вакуума при температурах ниже 10 мК при наличии или отсутствии квантового вырождения. Появление лабораторий в CERN позволило приступить к созданию атомов антиводорода при помоши торможения антипротонов в магнитном поле и столкновительного охлаждения с электронным и позитронным газом с последующим захватом в квадрупольную магнитную ловушку. В то же время бурно развивалась вычислительная техника, а вместе с ней методы численного эксперимента. Например, симуляция физического эксперимента при помощи метода молекулярной динамики (ММД) позволяет из первых принципов рассчитать кинетические свойства невырожденных систем, состоящих из высоковозбужденных атомов и частично ионизованной плазмы при наличии или в отсутствии внешнего магнитного поля. Эти численные расчеты позволяют выбрать физические параметры эксперимента и выбрать направление развития методик. В тоже время очень актуальны реальные эксперименты на ультрахолодных ридберговских атомах, которые позволяют смоделировать процесс захвата антиводорода или манипуляции кубитами в квантовых компьютерах.

Целями данной работы являлись

- 1. Экспериментальное изучение ультрахолодного газа высоковозбужденных атомов. Для достижения этой цели была создана установка по лазерному охлаждению и захвату в магнитооптическую ловушку (МОЛ) атомов лития-7, реализовано возбуждение захваченных в МОЛ атомов в ридберговские состояния при помощи непрерывного ультрафиолетового лазера, предложена методика диагностики энергетических новая спектров ридберговских состояний по спаду флюоресценции облака атомов в МОЛ.
- Теоретическое изучение кинетических свойств ультрахолодных газов высоковозбужденных атомов и плазмы. Для достижения этой цели реализована расчетная модель, использовавшая для исследования кинетики неидеальной плазмы метод молекулярной

динамики и метод решения кинетических уравнений баланса, развиты методы расчета, рассмотрены погрешности и предложены методы их оценки.

Научная новизна

Впервые создана установка по лазерному охлаждению и пленению в магнитооптическую ловушку атомов лития-7 с последующим созданием ультрахолодных ридберговских атомов. Разработана новая методика регистрации энергетических спектров высоковозбужденных состояний атомов. При помощи данной методики впервые измерены энергии для различных nS, nP, nD, nF - конфигураций в широком диапазоне значений главного квантового числа от n = 38 до n = 165 для холодных атомов лития-7. При когерентном возбуждении ридберговских состояний получены узкие линии поглощения. Проведена оценка влияния температуры и электромагнитного поля на ширину резонанса.

ридберговских Предсказана магнитная стабилизация атомов н многочастичных комплексов в ультрахолодной плазме. Внервые методом молекулярной динамики рассчитана функция распределения, коэффициенты диффузии и рекомбинации электрона в пространстве энергий для ультрахолодной плазмы В магнитном поле. При помощи метола молекулярной динамики из первых принципов промоделированы условия торможения и захвата антипротонов в газе позитронов с последующим образованием атомов антиводорода в эксперименте лаборатории ALPHA CERN

Практическая значимость работы

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 понизации сравнима с самыми прецизионными измерениями методом селективной ионизации электрическим полем. Изучение высоковозбужденных атомов важно также в астрофизике при исследовании спектров излучения звезд и газовых скоплений.

Полученные в данной работе результаты расчетов ММД представляют интерес при анализе экспериментов, связанных с получением антиводорода как в электромагнитных ловушках (лаборатории в CERN и в будущих экспериментах лабораторий NICA, FAIR), так и в рамках пучковых экспериментов.

На созданной установке в дальнейшем на основе полученных теоретических данных будут проведены эксперименты по симуляции

процесса создания антиводорода в сильном магнитном поле. Также будут исследованы эффект замедления рекомбинации в магнитном поле и образование пространственных самоорганизующихся структур в плотном газе ридберговских атомов и ультрахолодной ридберговской плазме.

Кроме того, экспериментальное и теоретическое исследование ридберговского вещества и ультрахолодной плазмы в магнитном поле дает возможность сформулировать новые направления в области создания квантовых компьютеров, датчиков микроволнового излучения и нанотехнологиях.

Научные положения, выносимые на защиту

- Впервые измеренные энергии для различных nS, nP, nD, nF конфигураций в широком диапазоне значений главного квантового числа от n = 38 до n = 165 атомов лития-7 при помощи новой методики на впервые созданной экспериментальной установке с использованием магнитооптической ловушки и резонансного двухступенчатого возбуждения.
- Полученный коэффициент рекомбинации, рассчитанный при помощи системы кинетических уравнений баланса. Совпадение коэффициентов рекомбинации, полученных разными способами в пределах расчетной погрешности, подтверждает достоверность предложенного нами метода и показывает область перехода от дискретного спектра в квазинепрерывный спектр.
- 3. Предсказанная магнитная стабилизация ридберговских атомов и многочастичных комплексов в ультрахолодной плазме.
- 4. Впервые методом молекулярной динамики рассчитанная функция распределения, коэффициент диффузии электрона в пространстве энергий, а также коэффициент рекомбинации для ультрахолодной плазмы в магнитном поле.
- 5. Рассчитанные при помощи метода молекулярной динамики из первых принципов условия торможения и захвата антипротонов в газе позитронов с последующим образованием атомов антиводорода в эксперименте лаборатории ALPHA CERN.

Апробация работы

Приглашенные доклады: New theoretical and experimental methods for Rydberg Matter and Ultracold Plasma study, 8th International Conference On The Frontiers Of Plasma Physics And Technology (FPPT-8), Vina del Mar, Chile, 2017, Theory And Experiment Of Rydberg Matter And Ultracold Plasma, 7th International Conference On The Frontiers Of Plasma Physics And Technology (FPPT-7), Kochi, India, 2015, Ultracold Plasma and Rydberg atoms in a Magnetic

ICPP2014, Lisbon, Portugal, 2014г., Ультрахолодная плазма и Field. ловушке. вещество в магнитооптической Теория пилберговское н эксперимент. XLI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород. Россия, 2014 г., Study of ultracold Rydberg matter. Current situation and frontiers., Seminar for Young Scientists "Physics of high energy density in matter" 2012. Секционные: «Equations of State for Matter». Elbrus, 2016, 2014, 2012, 42nd European Physical Society Conference on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 2015, Interaction of intense energy fluxes with matter, Elbrus, 2017, 2015, 2013, Новосибирск, Академгородок, 2015, SCCS2014, Santa Fe, USA, 2014, International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2013), 2013, Moscow, Russia, Strongly coupled ultracold and quantum plasma». Португалия, Лиссабон, 2011 г., «Оптические методы исследования потоков» Москва, 2011 г.

Публикации

Основные результаты работы изложены в 26 рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК.

Личный вклад

Все все выносимые на защиту экспериментальные и теоретические результаты и положения получены автором лично, либо при его непосредственном участии и под его руководством. Автор принимал участие в постановке, проведении и обработке результатов всех представленных в работе экспериментов. Также автор участвовал в создании теории кинетики ультрахолодной сильновзаимодействующей плазмы и ридберговского вещества в магнитном поле, постановке задач и обработке результатов численных экспериментов.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации 265 страницы текста с 110 рисунками и 7 таблицами. Список литературы содержит 252 наименования. Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулированы её цели и задачи, кратко изложены разделы и полученные в диссертации результаты.

В Главе 1 «Обзор литературы» описаны самые современные экспериментальные методы создания, регистрации и манипулирования ридберговскими атомами в условиях низких и ультранизких температур, в том числе в экспериментах по созданию антиводорода, а также различные теоретические подходы для аналитического и численного расчета свойств физических систем частиц с сильным взаимодействием.

В п.п.1.1. «Лазерное охлаждение газов в магнитооптической ловушке» рассматривается, каким образом свет может воздействовать на импульс и положение атома в пространстве [1-4].

В п.п.1.1.1. «Оптическое охлаждение за счет фотонной отдачи» рассматривается атомный пучок, движущийся в определенном направлении и лазерный луч, который распространяется ему навстречу. Пусть частота лазерного излучения отстроена от частоты атомного перехода в красную сторону. При этом за счет эффекта Доплера для некоторых атомов пучка частота излучения сравнивается с резонансной. Взаимодействие лазерного излучения происходит с той скоростной группой атомов, резонансная частота которых наиболее близка к частоте лазерного излучения.

В п.п.1.1.2. «Оптическая патока» рассмотрен двухуровневый атом в поле двух встречных бегущих волн. 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.

В п.п.1.1.3. «Доплеровский предел» описывается 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.

В п.п.1.1.4. «Локализация облака холодных атомов» описана локализация холодных атомов в небольшой области пространства. Идея локализации облака холодных атомов основывается на использовании комбинации оптической патоки и неоднородного квадрупольного магнитного поля.

В п.п.1.2. «Методы создания и диагностики ридберговских атомов и плазмы» описаны эксперименты с высоковозбужденными атомами [5]. 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 [6]. Данный способ не позволял возбуждать атомы в определенном состоянии. По мере развития методов днагностики и возбуждения ридберговских атомов интерес к ним все более возрастал. Лазерное охлаждение и захват атомов в МОЛ дало толчок в изучении высоковозбужденных атомов при ультранизких температурах [7]. Описано несколько различных путей получения и диагностики ридберговских атомов в МОЛ.

п.п.1.2.1. «Обзор импульсных методик возбуждения B ридберговских атомов» представлены методики возбуждения при помощи π-импульсов STIRAP [9]. когла [8]. а также метода лазерных последовательность импульсов оказывается инвертированной по сравнению с каскадным возбуждением при помощи π-импульсов.

В п.п.1.2.2. «Регистрация ридберговских атомов» описаны методы регистрации ридберговских атомов. Ридберговские состояния можно регистрировать по детектированию ионов и электронов, которые возникают при полевой ионизации, фотононизации, столкновительной ионизации или автононизации с ридберговских уровней [10]. Высокая чувствительность к внешним полям позволяет использовать ридберговские состояния атомов для прецизионных измерений электрических и магнитных полей. Существуют также чувствительные оптические методы диагностики ридберговских состояний. Метод четырехволнового смешения позволяет выпужденно "сбрасывать" электрон из возбужденного состояния на промежуточное [11]. Могут также регистрироваться фотоны, возникающие при распаде промежуточного состояния на основное [12]. В экспериментах также для диагностики ридберговских атомов использовались слабое пробное поле на резонансном переходе и сильное управляющее поле на переходах между возбужденными состояниями. В [13] регистрировалась электромагнитоиндуцированная прозрачность (ЕГТ) в спектре поглощения пробного поля.

В п.п.1.2.3. «Ридберговские атомы в электрическом поле» описывается поведение ридберговских атомов во внешнем слабом электрическом поле, когда полный момент атомного уровня перестает сохраняться. Происходит смешивание атомных уровней противоположной четности. Поэтому в слабом электрическом поле в спектре атомов могут появиться переходы между уровнями одинаковой четности, запрещенные в электро-дипольном приближении [14].

В п.п.1.2.4. «Управление взаимодействием и пространственные манинуляции в газе ультрахолодных ридберговских атомов» представлен обзор полувсковой научно-исследовательской деятельности в области ридберговских атомов [15]. В нем сосредоточено внимание на гигантском взаимодействии между ридберговскими атомами и атомами в основном и первом возбужденном состоянии. Эти взаимодействия являются источником многих эффектов, таких как сдвиги давления, передачи дипольдипольного взаимодействия и лавинная ионизация. Эти эффекты приводят как доказательство новых связанных химических состояний, таких как трилобиты. В работах исследуются эффекты взаимодействия многих тел в замороженных ридберговских газах, а также спонтанное образование ультрахолодной плазмы.

В п.п.1.2.5. «Днагностика ультрахолодной плазмы» обсуждается такой объект как ультрахолодная плазма [16-17]. Это неравновесная плазма, полученная различными способами из ультрахолодного газа при начальных температурах электронов $T_e=0,1\div100K$, $T_i=10^{-4}\div10K$ и начальных концентрациях электронов $n_e=10^8\div10^{12}$ см⁻³. В этих системах сверхнизкая температура приводит к большому значению параметра неидеальности как для ионов, так и для электронов. При этом электроны образуют высоковозбужденные состояния, либо являются свободными с малой кинетической энергией. Газ свободных электронов в этих системах невырожден, т.к. длина волны де-Бройля много меньше среднего расстояния между частицами. Кроме того, отсутствует термическое равновесие температура электронов сильно отличается от температуры ионов, а распределение электронов по энергии отличается от равновесного. Экспериментальные исследования ультрахолодной плазмы выявили ряд особенностей, среди которых наиболее важными являются аномальный ход заселения связанных состояний и замедление рекомбинации. При этом остаются неясными физические процессы, приводящие к этим явлениям.

В п.п.1.3. «Эксперименты с антиводородом» приводятся работы по изучению ультрахолодного антиводорода в лабораториях CERN [18-21]. Получение антиводорода происходит в электромагнитных ловушках при значениях магнитной индукции В порядка нескольких тесла путем смешения холодных позитронов (T~ 4÷40K) и антипротонов. В этих экспериментах разработаны методы поштучного определения числа атомов антиводорода

 \overline{H} . Основной проблемой экспериментов с антиводородом является малое количество полученных антиатомов в основном состоянии, что не позволяет на данном этапе проводить изучение влияния гравитации на антивещество, а так же обнаружить отличие в лэмбовском сдвиге. Так же на измерение влияет относительно высокая температура полученных антиатомов.

В п.п.1.4. «Теоретические исследования ультрахолодной плазмы» обсуждается целый ряд теоретических работ пытающихся объяснить экспериментальный факт аномального замедления рекомбинации в ультрахолодной плазме по сравнению со слабовзаимодействующей плазмой. Анализ работ показывает, что последовательной теории для неидеальной плазмы в настоящее время не существует, а имеющиеся аналитические и расчетные модели строятся на экстраполяции асимптотических выражений, пригодных в слабонеидельном случае, с различными поправками.

В п.п.1.5. «Рекомбинация в ультрахолодной неравновесной ридберговской илазме» обсуждаются работы, посвященные исследованию рекомбинации в ультрахолодной неравновесной ридберговской плазме. Показано что, существующие аналитические оценки плотности и кинетики заселения высоковозбужденных электронных состояний в условнях сильной неидеальности носят качественный характер, а численные расчеты проведены для высоких температур или используют приближения, требующие дополнительной проверки.

В Главе 2 «Экспериментальное исследование ридберговского газа исследования Li7» обсуждается экспериментальная установка для лития-7. в которой высоковозбужденного ультрахолодного газа ультрахолодный газ получают при помощи лазерного охлаждения в магнитооптической ловушке и двухфотонного возбуждения. Рассмотрены также методы оптической диагностики облака нейтральных и ридберговских атомов, схема и результаты эксперимента. Выбор атомов лития-7 связан с тем, что этот атом близок по своим спектроскопическим свойствам к атомам водорода и антиводорода и при этом атомы захватываются в магнитооптическую ловушку. На настоящий момент времени не существует достаточно мощных лазеров для захвата водорода и антиводорода в магнитооптическую ловушку, поэтому для моделирования эксперимента по захвату нейтральных атомов антиводорода в лаборатории ALPHA CERN, предполагается в будущем использовать созданную установку. Методы, использованные в настоящей работе, позволят изучать экзотические ридберговские молекулы, а также помогут в создании кубитов из рилберговских атомов.

В п.п.2.1. «Экспериментальная установка для исследования ультрахолодного газа лития-7 в магнитооптической ловушке» приводится детальное описание всех частей установки для исследования ультрахолодного газа лития-7 в магнитооптической ловушке, включая вакуумный стенд, системы стабилизации и оптические схемы.

В п.п.2.1.1. «Свойства атома лития-7» дана характеристика атомов лития-7.

В п.п.2.1.2. «Вакуумная система» описаны методы получения вакуума и схема вакуумной части установки. Для реализации магнитооптической ловушки с приемлемым для экспериментов количеством атомов и временем жизни необходим вакуум на уровне $10^{-9} - 10^{-10}$ торр. На рис. 1 представлена схема вакуумной части установки.

10



Рисунок 1. 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.

В п.п.2.1.3. «Стабилизация частот источников лазерного излучения» описаны источники лазерного излучения, применяемые для лазерного охлаждения и захвата лития-7 в МОЛ, и методы их стабилизации, используемые в данной работе.

В п.п.2.1.3.1. «Стабилизация частоты охлаждающего лазера по резонансам пропускания термостабилизированного интерферометра Фабри-Перо (ИФП)» рассмотрена система стабилизации, позволяющая в режиме реального времени отстраивать частоту охлаждающего ИЛВР излучения относительно резонансов пропускания поглощающей ячейки с атомами лития в очень широком диапазоне (более 100 МГц). При этом система стабилизации обеспечивает стабильность частоты порядка долей естественной ширины $\Gamma/2\pi = 5.9$ МГц.

В п.п.2.1.3.2. «Дрейф термостабилизированного интерферометра дрейф Фабри-Перо» описан перестраиваемого конфокального интерферометра. Частотное вырождение пространственных мод интерферометра существенно упрощает его согласование с лазерным пучком, а наличие подвижного зеркала, укрепленного на пьезоэлементе, позволяет перестраивать резонансную частоту интерферометра. последовательно прописывая все генерируемые моды лазера. С учетом дрейфа самого измерителя длины волны дрейф ИФП составляет менее 2 МГц/ч.

В п.п.2.1.3.3. «Стабилизация частоты лазера оптической накачки по резонансам насыщенного поглощения в парах лития-7» рассмотрена стабилизация полупроводникового лазера с длиной волны 671 нм и выходной мощностью 300 мВт по резонансам насыщенного поглощения в кювете с парами лития-7.

В п.п.2.1.4. «Калибровка и дрейф измерителя длины волны» представлена схема стабилизации частоты лазера, по излучению которого осуществлялась калибровка измерителя длины волны.

11

В п.п.2.1.5. «Замедление пучка атомов лития-7» описан этап формирования и замедления атомного пучка. Для захвата большого количества атомов в магнитооптическую ловушку, необходимо уменьшить скорость атомного пучка с 1500 м/с до 30 м/с.

В п.п.2.1.5.1. «Источник атомного пучка» в качестве источника атомного пучка использовалась печка, в которой металлический литий нагревался до температуры 400°С. Подробное описание печки можно найти в работах [22, 23].

В п.п.2.1.5.2. «Зеемановский замедлитель» описывается 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 излучением на всей длине зеемановского лазерным замедлителя. Замедлитель представляет собой трубу переменного внутреннего диаметра, осуществляется неоднородная намотка на которую изолированного прямоугольного провода.

В п.п.2.1.6. «Магнитооптическая ловушка для атомов лития-7» представлена схема магнитооптической ловушки для атомов лития-7 рисунок 2.



Рисунок 2. Схема магнитооптической ловушки.

Градиент магнитного поля создавался двумя катушками R антигельмгольцевой 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. 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 излучение

двух лазеров сводится при помощи поляризационного делительного кубика. После сведения двух лазеров в один пучок на поляризационном кубике часть излучения идет на формирование 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. После включения всех пучков в центре вакуумной камеры локализуется облако атомов лития-7.

П.п.2.2. «Характеристики облака газа холодных атомов» посвящен 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.

В п.п.2.2.1. «Контроль размера и профиля интенсивности облака газа холодных атомов» описана диагностика при помощи ПЗС-камеры размера и профиля интенсивности облака.

В п.п.2.2.2. «Измерение плотности и количества атомов на разных подуровнях основного состояния» при помощи диагностического лазера была проведена независимая спектроскопия уровней поглощения ультрахолодного ⁷Li в магнитооптической ловушке в зависимости от отстройки частоты охлаждающего лазера. Интенсивность пробного излучения ослаблялась для обеспечения линейного режима поглощения. Кроме того, при помощи ССD-камеры был измерен профиль интенсивности флюоресценции облака холодных атомов.

В п.п.2.2.3. «Реализация высокой концентрации газа атомов лития-7 в магнитооптической 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. Следует отметить, что увеличение градиента магнитного поля существенно увеличивает плотность атомов. Полученная максимальная концентрация атомов слегка превышает 10^{11} см⁻³. Эти данные согласуются с экспериментальными данными работы [24]. Таким образом, была увеличена плотность за счет большого диаметра и увеличения интенсивности лазерных пучков, а также увеличения градиента магнитного поля в МОЛ. Существуют дополнительные методики увеличения концентрации ультрахолодных атомов, такие как методика темной магнитооптической ловушки [25].

В п.п.2.2.4. «Измерение распределения плотности атомов в МОЛ» было проведено измерение пространственного распределения плотности облака атомов в МОЛ и сравнение его с профилем интенсивности флюоресценции 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 днафрагма устанавливалась на микромстрический подвижный столик. Сигнал приходил на фотоприемник. Можно утверждать, что профиль интенсивности флюоресценции совпадает с профилем распределением плотности атомов в МОЛ.

В п.п.2.2.5. «Измерение температуры газа ультрахолодных атомов лития-7» оценка температуры облака проводилась методом баллистического разлета облака, с последующим фотографированием при помощи быстрой ПЗС-камеры. Лучи, формирующие оптическую патоку, полностью закрывались 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. Температура облака атомов лития-7 варьировалась от 300 мкК до 1 мК, при температуре доплеровского предела для лития-7 - 140 мкК.

В п.п.2.2.6. «Скорость загрузки и время жизни атомов в ловушке» для измерения скорости загрузки и времени жизни атомов в ловушке флюоресценция облака атомов фокусировалась на фотоприемник. 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.

В п.п.2.3. «Эффективное детектирование ридберговских состояний атомов лития-7» описан метод регистрации ультрахолодных ридберговских атомов при помощи метода падения флюоресценции в магнитооптической ловушке при двухфотонном возбуждении. Данный метод не разрушает ридберговские состояния в отличие от метода вырывания электронов при помощи электрического поля. Также впервые измерсны абсолютные значения энергий высоколежащих ридберговских уровней, начиная с главного квантового числа 38 до 165 для различных орбитальных квантовых чисел S, P, D, F. Исходя из полученных данных, проведена оценка порога ионизации лития-7. Приведены оценки уширения ридберговских переходов за счет эффекта доплера, электрического и магнитного поля.

В п.п.2.3.1. «Непрерывное возбуждение газа холодных атомов в ридберговские состояния» 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. 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 магнитооптическую ловушку. Для надежной регистрации и определения частоты перехода кроме регистрации на ССDкамере использовался фотоприемник, на который с помощью линзы собиралась часть флюоресценции. Частота УФ-лазера контролировалась при помощи высокоточного измерителя длины волны компании High Finesse-Angstrom WS-U.

В п.п.2.3.2. «Измерение частоты ридберговских переходов» для исследования энергетических спектров ридберговских переходов часть флюоресценции облака холодных атомов фокусировалось при помощи линзы в фотоприемник.

В п.п.2.3.3. «Энергия nS состояний и порог ионизации атома лития-7» используя развитую в данной работе методику диагностики спектров энергий высоковозбужденных атомов, были измерены энергии nSконфигураций в широком диапазоне значений главного квантового числа nот 38 до 165. Исследовались переходы с $2P_{3/2}$ на высоковозбужденные S и Dсостояния с n от 38 до 165. 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 квантовыми числами n и (n + 1). Полученные значения энергий уровней E_n можно аппроксимировать выражением [26]:

$$E_n = E_I - \frac{R_m}{(n-\delta)^2} + c_s(n-\delta)^7,$$
 (1)

где E_I – порог ионизации лития-7, $R_m = 109728,735348 \text{ см}^{-1}$ – постоянная Ридберга для лития-7 [26], δ – квантовый дефект, c_s – коэффициент, связанный с квадратичным эффектом Штарка. Интерполяция производится методом наименьших квадратов (алгоритм Левенберга — Марквардта), где δ, c_s, E_I – свободные параметры.

На рис. 3 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 [26].



Рисунок 3. Порог ионизации для атомов лития-7. Сравнение результатов различных экспериментальных и теоретических работ. E₀ = 43487 см⁻¹.а)[27], б)[28], в)[26], г)[29], д)[30], е)[31], ж)[32], з) наш результат.

Стоит отметить, что методика определения порога ионизации в данной работе имеет принципиальные отличия от всех экспериментальных работ, представленных предыдущих работах на рис. 3. Bo всех высоковозбужденные состояния ионизировались электрическим полем, тогда как в данной работе измерялось резонансное падение флюоресценции. Существует возможность увеличить точность измерения порога ионизации за измерений, компенсации фоновых счет увеличения количества электрических полей и уменьшения мощности лазерного излучения.

В п.п.2.3.4. «Запрещенные переходы 2P-nP и 2P-nF в спектре энергий ультрахолодных ридберговских атомов лития-7» используя развитую в данной работе методику диагностики спектров энергий ультрахолодных высоковозбужденных атомов лития-7, были измерены энергии запрещенных переходов 2P-nF при n=38-48. Поскольку наведенное электрическое поле смешивает различные квантовые состояния, проявление запрещенных переходов связано с их близостью по частоте к разрешенным переходам. Также мы исследовали переходы с 2P_{3/2} на высоковозбужденные P состояния с n от 42 до 114.

В п.п.2.3.5. «Двухфотонные ридберговские резонансы в литии-7 полученные методом падения резонансной флюоресценции» проведены исследования двухфотонных ридберговских резонансов, полученных методом наблюдения изменения флюоресценции при отстройке 593 МГц от промежуточного резонанса $2P_{3/2}$ в геометрии встречных лазерных лучей на основе развитого нами метода оптического детектирования энергетических спектров высоковозбужденных атомов. Процесс детектирования происходит в непрерывном режиме. Схема экспериментальной установки подробно описана в предыдущих главах. В работе была оптимизирована схема стабилизации охлаждающих лазеров. Вместо модуляции частоты излучения лазеров, для получения сигнала ошибки, мы использовали модуляцию частоты при помощи двухпроходных акусто-оптических модуляторов. Оба охлаждающих красных полупроводниковых лазера имеют ширину линии менее 300 кГц. Следует отметить, что ширина резонанса nS во всех случаях одинакова в пределах погрешности измерений для разных главных квантовых чисел n. На рис. 4 представлен резонанс для перехода $2S_{1/2}$ -38D. Для этого эксперимента мы оптимизировали наши параметры с целью получения максимально узкого резонанса.



Рисунок 4. Резонансы в nD конфигурации, пунктирная линия - контур Гаусса, отстройка охлаждающего лазера 13 МГц. 38D – интенсивность МОЛ

12,6 мВт/см², поле 0.6 Гс, $I_{uv} = 116$ мВт/см², $I_{red} = 2,54$ мВт/см², ширина

 δ = 4.4 МГц; **82D** – интенсивность МОЛ 50.4 мВт/см², поле 0.7 Гс, I_{uv} = 119 мВт/см², I_{red} = 28 мВт/см², ширина δ = 212 МГц.

При таких параметрах МОЛ, количество флюоресцирующих атомов настолько мало, что мы не могли уверенно детектировать их фотодиодом. Для повышения чувствительности метода использовалась CCD-камера. Основные вклады в минимально полученную ширину 4.4 МГц вносит температура атомов - 2.5 МГц и интенсивность охлаждающих пучков МОЛ -1.4 МГц, магнитное поле дает вклад до 0.6 МГц. В случае различных nD переходов ширина линии стремительно растет с ростом n. Поляризуемость состояний существенно больше как следствие. nD И больше чувствительность к электрическим полям. На рис. 4 также представлен резонанс для перехода 2S_{1/2}-82D. При ширине линии в 212 МГц вклад интенсивности пучков МОЛ в ширину линии составляет лишь 5.5 МГц, а температура около 4 МГц. Такое сильное уширение происходит за счет ионизации высоколежащих nD состояний излучением абсолютно черного тела [33], автоионизационных процессов и наличия не скомпенсированного электрического поля. Так же стоит учесть, что между спектрально

перекрывающимися состояниями 82D и 82F расстояние всего 22 МГц и рилберговских более образование атомов С высокими возможно орбитальными моментами. Настоящий метод измерения ширины линии является весьма перспективным при изучении малых электрических и магнитных полей, а также температуры и коллективных эффектов в газе ультрахолодных ридберговских атомов. На основе созданной в настоящей установки планируется проведение новых более сложных работе экспериментов. Предполагается в дальнейшем перейти на импульсный режим возбуждения ридберговских атомов, что позволит существенно увеличить их плотность с возможностью изучения коллективных эффектов и исследования образования ридберговских молекул. Также предполагается использовать в экспериментах дипольную ловушку для последующего охлаждения газа лития-7 и, в конечном итоге, создания бозс-эйнштейновской конденсации. Такие экзотические формы материи интересны в комбинации с возбуждением отдельных ридберговских атомов при исследовании эффектов ридберговской блокады для создания кубитов. Для диагностики эволюции ультрахолодного газа ридберговских атомов предполагается использовать технику четырехволнового смешении в сочетании со сверхчувствительной ССД-камерой ANDOR. Использование на установке сверхпроводящих магнитов позволит моделировать процессы захвата и рекомбинации антиводорода в полях до 5 Тл, а также изучать эффект замедления рекомбинации в ультрахолодной ридберговской плазме.

В Главе 3 «Расчет функции распределения, коэффициентов диффузии в пространстве энергии и рекомбинации методом решения системы кинетических уравнений баланса в ультрахолодной плазме» для теоретического изучения эволюции коллектива частиц состоящего из ультрахолодной сильновзаимодействующей плазмы. a также высоковозбужденных ридберговских атомов использовались численные методы, поскольку аналитические оценки работают только в области параметров слабо взаимодействующей плазмы. Важно отметить, что наша сильновзаимодействующая система далека от вырождения, что позволяет нам использовать классические численные методы. Полезно также знать, где происходит переход от дискретного спектра в квазинепрерывный спектр. Переход от квантовой механики к классической можно обнаружить при сравнении коэффициентов рекомбинации в сильновзаимодействующей системе, полученных при помощи решения системы кинетических уравнений баланса и классического метода молекулярной динамики.

В п.п.3.1. «Расчеты методом молекулярной динамики» рассмотрена физическая модель ультрахолодной плазмы [34], позволяющая в простой постановке исследовать из первых принципов кинстические процессы в нонизованном ультрахолодном ридберговском ненлеальном частично плотность электронных состояний вешестве н рассчитать н рекомбинационный поток вблизи границы непрерывного и дискретного спектра.

В п.п.3.2. «Описание алгоритма» описан алгоритм reversible RESPA. Параметр п брался в пределах 100-200. Кроме того, что этот алгоритм позволяет сократить время расчета, по сравнению со стандартным алгоритмом Верле, он дает лучшую устойчивость по отклонению полной энергии.

В п.п.3.3. «Погрешности при расчете методом молекулярной динамики» определены различные погрешности вычислений.

В п.п.3.4. «Расчеты методом решения системы кинетических уравнений баланса» показано, что для описания дальнейшего движения электронов вниз по связанным состояниям и расчета полной функции распределения с помощью системы кинетических уравнений баланса [35] необходимо знать концентрацию свободных электронов. Однако метод молекулярной динамики не позволяет непосредственно определить этот параметр в произвольный момент времени. Тем не менее, зная населенность ридберговских состояний вблизи границы с непрерывным спектром, можно и таким образом корректно перейти от метода косвенно рассчитать пе молекулярной динамики к решению системы кинетических уравнений баланса. На основании полученных данных был рассчитан коэффициент рекомбинации для начальной концентрации $n_e^0 = 10^{10}$ см⁻³ при различных температурах. Коэффициенты рекомбинации, рассчитанные нами методом молекулярной динамики и при помощи системы кинетических уравнений баланса, совпадают в пределах расчетной погрешности рис. 5.



Рисунок 5. Результаты расчетов коэффициента рекомбинации: 1 — по формуле Гуревича - Питаевского [36]; 2 — в приближении ближайшего соседа [37]; 3 — методом Ланкина - Нормана [38]; 4 — методом молекулярной динамики [34]; 5 — методом решения системы кинетических уравнений баланса.

Там же приведены аналитические зависимости для слабонендеальной плазмы, полученные по формуле Гуревича - Питаевского [36], и из работ [37, 38].

Этот факт подтверждает достоверность предложенных нами методов и показывает область перехода от дискретного спектра в квазинепрерывный спектр.

В п.п.3.5. «Влияние нендеальности на скорость столкновительной рекомбинации в плазме» проведен анализ имсющихся в литературе аналитических выражений и численных расчетов различных моделей. Коэффициент столкновительной рекомбинации в модели Томсона определяется как произведение частоты межэлектронных столкновений ν на вероятность обнаружения электрона на расстоянии $r_T = e^2 / T_e$ от иона (е – заряд электрона, T_e - температура электронов) и описывается следующей формулой [39]

$$\alpha = 2,07 \frac{e^{10}}{m^{1/2} T_c^{9/2}},$$
(2)

где т - масса электрона.

Результаты расчетов [40] в области слабой нендеальности описываются выражением

$$\alpha = 1.62 \frac{e^{10}}{m^{1/2} T_e^{9/2}}$$
(3)

в случае сильной неидеальности при $\gamma_{e} >> 1$

$$\alpha n_c^2 = 0.03 \sqrt{\frac{4\pi c^2 n_c}{m}} = 0.03 \omega_p \tag{4}$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m}$ - плазменная частота.

Результаты расчета по формулам (2 и 4), а также результаты численных расчетов из работ [34, 38, 40] представлены на рис.6 в виде зависимости con_e^2 / ω_p от параметра неидеальности γ_e .



Рисунок 6. Зависимость скорости рекомбинации от параметра неидеальности. Закрашенные квадраты наши работы. Полые квадраты работа [40], треугольники - работа [38]. Пунктирная линия 1 – формула (2), сплошная линия 2 – формула (4).

Этот анализ дает основание утверждать, что процесс столкновительной рекомбинации в ультрахолодной классической плазме с увеличением параметра неидеальности начинает замедляться.

Подводя итог Главы 3, стоит отметить, что в ней представлено сравнение расчетов методом классической молекулярной динамики и методом решения кинетических уравнений баланса. Определена область перехода (область "узкого места") между дискретным спектром и квазиклассическими уровнями. Оба этих метода позволяют определить коэффициент рекомбинации в ультрахолодной ридбергорвской плазме и при сравнении результатов мы получили одинаковые значения. Во-первых, это дает основание полагать, что оба предложенных метода верны, а во-вторых дает возможность получить надежный способ определения коэффициента рекомбинации в случае сильновзаимодействующей ультрахолодной плазмы. Полученные коэффициенты рекомбинации существенно меньше по величине. коэффициенты чем рекомбинации, рассчитанные по аналитическим формулам для слабонеидеальной плазмы. Этот факт подтверждается в экспериментах по созданию ультрахолодной плазмы [16].

В Главе 4 «Особенности столкновительных и излучательных процессов в ультрахолодных системах заряженных частиц в присутствии магнитного поля» представлены результаты изучения влияния магнитного поля на свойства ультрахолодной ридберговской плазмы. Вначале предложены аналитические выражения для коэффициента рекомбинации слабонеидеальной ультрахолодной плазмы, учитывающие влияние магнитного поля. Получено хорошее согласие с экспериментом. Также впервые рассмотрен эффект замедления рекомбинации неравновесных

21

носителей заряда в полупроводнике в магнитном поле. Обсуждается эффект магнитной стабилизации ридберговских атомов и многочастичных комплексов в ультрахолодной плазме. Затем предложены модель и алгоритм расчета свойств ультрахолодной плазмы в широкой области неидеальности мстодом молекулярной динамики с учетом магнитного поля. Рассмотрены результаты расчета функции распределения электронов и коэффициента столкновительной рекомбинации при различных значениях параметра неидеальности и индукции магнитного поля. Особое место занимает исследование методом молекулярной динамики релаксации энергии тяжелых заряженных частиц в облаке электронов и позитронов и рекомбинация в заряженной плазме в приложении к эксперименту по созданию газа антиводорода.

В п.п.4.1. «Коэффициент трехчастичной рекомбинации слабонендеальной ультрахолодной плазмы в сильном магнитном поле» предложено аналитическое выражение (по аналогии с формулой Томпсона) для коэффициента рекомбинации α_B в слабонендеальной ультрахолодной плазме в сильном магнитном поле. Магнитное поле с индукцией В начинает влиять на столкновительные процессы заряженных частиц в плазме, когда ларморовский радиус электрона оказывается меньше

раднуса Дебая: $r_B < r_D$, где (см. например [35, 39])

$$r_{B} = \left[\frac{2E}{m_{e}\omega_{B}^{2}}\right]^{1/2}, r_{D} = \left[\frac{k_{h}T_{e}}{4\pi n_{e}c^{2}}\right]^{1/2},$$
(5)

здесь

$$\omega_B = \frac{cB}{m_e c} \tag{6}$$

- циклотронная частота электрона в магнитном поле, с – скорость света, m_e -масса электрона, n_e - концентрация электронов. В случае столкновения электрон-электрон-ион рекомбинирующие частицы должны сблизиться на расстояние, при котором их потенциальная энергия порядка кинетической. Для электрона и иона это расстояние - r_T . Кроме того, r_T также минимальное расстояние при столкновении между электронами. Формула для коэффициента трехчастичной рекомбинации α_B в сильном магнитном поле при условии $r_B << r_T$ выглядит следующим образом

$$\alpha_{B} = 17.2 \bar{v}_{e} r_{T}^{5} (r_{B} / r_{T})^{2}, \qquad (7)$$

где $v_e = \sqrt{2T_e/m_e}$. Полученная зависимость подтверждается при сравнении расчетных значений с экспериментальными результатами, в том числе с

самыми последними результатами из экспериментов по рекомбинации в антиводороде [18, 19].

В п.п.4.2. «Эффект замедления рекомбинации неравновесных иосителей заряда в полупроводнике в магнитном поле» рассматривается рекомбинация электронов и дырок в полупроводнике при наличии . магнитного поля в области параметров, когда преобладает каскадный захват на изолированные притягивающие центры за счет межэлектронного взаимодействия. На примере германия определены области концентраций и температур электронов, где основным механизмом захвата является межэлектронное взаимодействие. Также определена область значений индукции магнитного поля (будем называть эту область «сильным» магнитным полем), при которых существенно его влияние на процессы рекомбинации и в то же время сохраняется возможность классического . описания движения электронов. Для германия эта область значений В находится в интервале 300 до 30000 Гс. Это означает, что при достаточно небольших значениях В в Ge можно увеличить время жизни неравновесных более чем в 100 раз. Эффект замедления рекомбинации в носителей магнитном поле может быть использован для регистрации источников излучения по току проводимости в полупроводнике.

В п.п.4.3. «Эффект магнитной стабилизации ридберговских атомов и многочастичных комплексов в ультрахолодной плазме» предсказана стабилизация ридберговских магнитная атомов и многочастичных комплексов в ультрахолодной плазме, находящейся в магнитном поле, за счет диамагнитного сдвига по аналогии с диамагнитным сдвигом в полупроводниках. Результаты, полученные для электронно-дырочной плазмы в сильных магнитных полях, дают основание полагать, что похожие эффекты будут наблюдаться в невырожденной ультрахолодной плазме при больших параметрах неидеальности в сильном магнитном поле. Можно ожидать, что при увеличении плотности плазмы в сильных магнитных полях удастся получить вырожденное конденсированное ридберговское вещество, свойства которого были рассмотрены в [41].

В п.п.4.4. «Функция распределения электронов и коэффициент рекомбинации в ультрахолодной плазме в магнитном поле. Метод молекулярной динамики» впервые рассчитана функция распределения и диффузии коэффициент электрона В пространстве энергий лля слабонеидеальной ультрахолодной плазмы в магнитном поле в области значений индукции магнитного поля В =100-50000 Гс для различных температур. Проведен анализ зависимости этих характеристик от величины напряженности магнитного поля и показано, что они определяются сдвигом энергии электрона в магнитном поле. Обнаружено, что с увеличением магнитного поля происходит смещение положения «узкого горла» функции распределения отрицательных в сторону энергий. Рассчитаны автокорреляторы скорости электрона в зависимости от магнитного поля, поведение которых свидетельствует о существенном уменьшении частоты

столкновений между электронами с ростом индукции магнитного поля. В диффузионном приближении вычислен коэффициент столкновительной рекомбинации α_{R} для слабонеидеальной ультрахолодной плазмы B магнитном поле. В [42] было показано, что для ультрахолодной плазмы справедливо приближение диффузии электрона в пространстве энергии, и был предложен способ расчета коэффициента рекомбинации в неидеальной плазме на основе диффузионного приближения. Диффузионное приближение предполагает малое изменение энергии слабосвязанного электрона под действием столкновений со свободными электронами. В этом случае движение электрона по оси энергии носит диффузионный характер. В приближении скорость рекомбинации определяется диффузионном выражением

$$\alpha_{B} = \left[\frac{n_{e}^{0}}{\lambda_{e}^{3}}\int_{0}^{E_{0}/k_{B}T_{e}}\frac{dE/k_{B}T_{e}}{f(E/k_{B}T_{e})D(E/k_{B}T_{e})}\right]^{-1}, \quad (8)$$

где E₀ - значение энергии «узкого места». Значение энергии «узкого места» отделяет связанные электроны, находящиеся в термодинамическом равновесии со свободными электронами, от остальных связанных электронов (подробнее см. например, [35]).

Значение коэффициента рекомбинации, определенные по формуле (8), в случае сильных полей хорошо описываются асимптотическим выражением (7) (рис.7).



Рисунок 7 Коэффициент рекомбинации в зависимости от магнитного поля при T=8K(1), T=13K(2), T=29K(3). Точками показаны значения коэффициента рекомбинации, рассчитанные методом молекулярной динамики по формуле (8). Линиями нанесены результаты, полученные с помощью интерполяционной формулы (9).

Необходимо что пояснить. низкие значения коэффициента рекомбинации при больших значениях В связаны со сдвигом положения «узкого места» в область больших отрицательных энергий электрона, причем, чем больше поле, тем больше сдвиг. При этом, как было сказано выше, коэффициент диффузии несколько возрастает, но в этой области функция распределения чрезвычайно мала и ее значение уменьшается по мере увеличения сдвига, что при расчете по формуле (8) приводит к значительному уменьшению коэффициента рекомбинации. Расчеты коэффициента рекомбинации в зависимости от магнитного поля хорошо описываются интерполяционной формулой

$$\alpha_{_{B}} = [1 - \exp(-r_{B}^{2}/r_{T}^{2})]\alpha_{_{0}}, \qquad (9)$$

где α_0 — коэффициент рекомбинации без поля. Видно, что увеличение индукции магнитного поля приводит к уменьшению α_B и это уменьшение может составлять несколько порядков величины.

В п.п.4.5. «Некоторые особенности процесса охлаждения протонов и антипротонов в ультрахолодном электронном газе» рассматривается процесс релаксации кинетической энергии тяжелых заряженных частиц при их взаимодействии с электронным газом. Методом молекулярной динамики проведено моделирование процесса релаксации кинетической энергии протона в ультрахолодном электронном газе (температура электронов T_e < 50 K) для случая, когда энергия протона меняется в интервале 100 -300 000 К. При этом скорость протона может быть значительно меньше или больше скорости электрона. Исследована релаксация кинетической энергии в области сильных магнитных полей, для которой отсутствуют аналитические времени релаксации. Результаты показывают, выражения для что охлаждение тяжелых заряженных частиц газом легких заряженных частиц другого знака является более продуктивным, чем газом частиц того же знака в случае, когда скорости тяжелых частиц меньше тепловой скорости легких. На рис. 8 приведен пример расчета корреляторов кинетической энергии протона и антипротона при В=0. Как видно из рис. 8 для одних и тех же условий при отсутствии магнитного поля время релаксации энергии протона в несколько раз меньше времени релаксации энергии антипротона.



Рисунок 8. Затухание кинетической энергии тяжелых частиц, $n_e = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ K}$, $E_p(0) = 100 \text{ K}$. Сплошные линии – расчет для p^+ и р^{*}. Штриховой линией для протона обозначена зависимость exp(-t/(1.8×10⁻⁵)), для антипротона - exp(-t/(5×10⁻⁵)).

С ростом параметра взаимодействия существенно меняется время охлаждения протона по сравнению с антипротоном. По аналогии с эффектом Баркаша [43], результаты расчетов показывают, что релаксация кинетической энергии в газе свободных электронов для протонов протекает быстрее, чем для антипротонов, что не согласуется с имеющимися в литературе результатами. Полученное различие можно качественно объяснить, если учесть поляризующее действие тяжелых частиц на электронную подсистему. При наличии магнитного поля наблюдалась зависимость времени релаксации от знака заряда тяжелой частицы, как и при отсутствии поля. Полученные результаты представляют интерес при анализе экспериментов, связанных с получением антиводорода как в электромагнитных ловушках (лаборатории в ЦЕРН), так и в рамках пучковых экспериментов.

В Заключении обобщены основные результаты, полученные в диссертации.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Основные результаты работы сводятся к следующему:

- 1. Создана экспериментальная установка, на которой осуществлено лазерное охлажление захват 109 атомов И лития-7 R магнитооптическую ловушку последующим С созданием ультрахолодных ридберговских атомов в широком диапазоне главных и орбитальных квантовых чисел.
- Разработана новая методика исследования и диагностики энергетических спектров холодных высоковозбужденных атомов по регистрации изменения флюоресценции облака в МОЛ.
- 3. Впервые измерены энергии для различных nS, nP, nD, nF конфигураций в широком диапазоне значений главного квантового числа от n = 38 до n = 165 для холодных атомов лития-7.
- 4. Получен коэффициент рекомбинации, рассчитанный при помощи системы кинетических уравнений баланса. Совпадение коэффициентов рекомбинации, полученных разными способами в пределах расчетной погрешности, подтверждает достоверность предложенного нами метода и определяет область перехода от дискретного спектра в квазинепрерывный спектр.
- 5. Предсказана стабилизация ридберговских атомов и многочастичных комплексов в ультрахолодной плазме.
- 6. Впервые методом молекулярной динамики рассчитана функция распределения, коэффициент диффузии электрона в пространстве энергий, а также коэффициент рекомбинации для ультрахолодной плазмы в магнитном поле.
- Методом молекулярной динамики из первых принципов промоделированы условия торможения и захвата антипротонов в газе позитронов с последующим образованием атомов антиводорода в эксперименте лаборатории ALPHA CERN.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ В СЛЕДУЮЩИХ РАБОТАХ:

- Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Маныкин Э.А., Хихлуха Д.Р. "Функция распределения и диффузия в пространстве энергии ридберговских состояний электрона в неидеальной ультрахолодной плазме // ЖЭТФ, -2011. – Т. 139, – №. 4, – С. 822.
- Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Маныкин 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.
- 3. Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Маныкин 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.
- 4. Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Маныкин Э.А. Эффект замедления рекомбинации неравновесных посителей заряда в полупроводнике в магнитном поле //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 95. №. 3. С. 164-167.
- 5. Бутлицкий М.А., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Хихлуха Д.Р. Функция распределения и кинетические процессы в ультрахолодном ридберговском веществе, //Ядерная физика и инжиниринг, 2012. Т. 3. №. 2. С.151.
- 6. Бобров А.А., Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Маныкин Э.А., Хихлуха Д.Р. Функция распределения электронов и коэффициент рекомбинации в ультрахолодной плазме в магнитном поле //ЖЭТФ. – 2013. – Т. 144.. – №. 1. – С. 185.
- 7. Бобров А.А., Зеленер Б.Б., Хихлуха Д.Р., Зеленер Б.В. Влияние неидеальности на скорость столкновительной рекомбинации в неидеальной плазме //ТВТ, – 2013. – Т. 51. – №. 5. – С.685.
- Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А., Акульшин А.М., Маныкин Э.А., Зеленер Б.В., Фортов В.Е. Лазерное охлаждение атомов Li7 в магнитооптической ловушке //Письма в ЖЭТФ. – 2013. – Т. 98. – №. 11-12. – С. 1096.
- 9. Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А., Маныкин Э.А., Зеленер Б.В., Фортов В.Е. О реализации высокой концентрации атомов лития-7 в магнитооптической ловушке //ЖЭТФ. 2014. Т. 146. №. 5. С. 11.
- 10.Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А., Маныкин Э.А., Зеленер Б.В., Фортов В.Е. Эффективное возбуждение ридберговских состояний ультрахолодных атомов лития-7 //Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. №. 5-6. С. 408.
- 11.Sautenkov V. A., Saakyan S.A., Vilshanskaya E.V., Zelener B.B., Zelener B.V. Observation of Rydberg Transitions in Resonance Fluorescence of

Ultracold Lithium-7 Atoms //Journal of Russian Laser Research. -2015. - T. $36. - N_{\odot}. 2. - C. 193-199.$

- 12.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.
- 13.Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А., Маныкин Э.А., Зеленер Б.В., Фортов В.Е. Лазерная диагностика спектра энергии ридберговских состояний атома лития-7 //ЖЭТФ 2015. Т. 148. №. 5. С. 11.
- 14.Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Vilshanskaya E.V., Murashkin D.A., Zelener B.B., Zelener B.V. Quantum defects in Rydberg nD states of optically cooled 7Li atoms //Laser Physics. – 2016. – T. 26. – №. 11. – C. 115701.
- 15.Бобров А.А., Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Маныкин Э.А., Хихлуха Д.Р. Некоторые особенности процесса охлаждения протонов и антипротонов в ультрахолодном электронном газе //ДАН. – 2016. – Т. 470. – №. 3. – С. 271.
- 16.Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А., Фортов В.Е. // Когерентные и некогерентные компоненты двухступенчатого возбуждения ридберговских состояний ультрахолодных атомов лития-7 // ДАН. – 2016. – Т. 467. – №. 5. – С. 526.
- 17.Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А., Маныкин Э. ., Зеленер Б.В., Фортов В.Е. Запрещенные переходы 2P-nP и 2P-nF в спектре энергий ультрахолодных ридберговских атомов лития-7 // ЖЭТФ. – 2016. – Т. 149. – №. 4. – С. 750.
- 18.Saakyan S. A., Sautenkov V.A., Vilshanskaya E.V., Zelener B.B., Zelener B.V. Two-photon excitation of ultracold atoms to Rydberg states //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2015. – T. 653. – № 1. – C. 012123.
- 19.Bobrov A.A., Bronin S.Y., Manykin E.A., Zelener B.B., Zelener B.V., Khikhlukha D.R. Proton cooling in ultracold low-density electron gas //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2015. – T. 653. – № 1. – C. 012122.
- 20.Bobrov A.A., Bronin S.Y., Manykin E.A., Zelener B.B., Zelener B.V. On the temperature of antihydrogen formed in magnetic trap //Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2016. T. 774. №. 1. C. 012160.
- 21.Zelener B.B., Zelener B.V., Manykin E.A., Bronin S.Y., Bobrov A.A. On electron-proton energy exchange in strong magnetic field //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – T. 774. – №. 1. – C. 012161.

- 22. Vilshanskaya E.V., Murashkin D.A., Saakyan S.A., Sautenkov V.A., Zelener B.B. Preparation of Rydberg states in ultracold Li-7 atoms by using coherent or non-coherent optical excitation //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – T. 774. – №. 1. – C. 012164.
- 23.Saakyan S.A., Sautenkov V.A., Zelener B.B. Energy intervals between Rydberg states nD and nF in lithium-7 //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – T. 774. – №. 1. – C. 012165.
- 24.Murashkin D.A., Saakyan S.A., Sautenkov V.A., Zelener B.B. Measurements of quantum defect in Rydberg D-states for lithium atoms //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – T. 774. – №. 1. – C. 012166.
- 25.Зсленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А., Фортов В.Е. -Двухфотонные ридберговские резонансы в литии-7, полученные методом падения резонансной флюоресценции // ДАН. – 2017. – Т. 473. – №. 1. – С. 24-27.
- 26.Бобров А.А., Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Маныкин Э.А., Хихлуха Д.Р. Релаксация энергии протонов в электронном газе в однородном магнитном поле // Физика плазмы. – 2017. – Т. 43. – №. 5. – С. 455.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ В АВТОРЕФЕРАТЕ ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Филипе У. Д. Лазерное охлаждение и пленение нейтральных атомов //Успехи физических наук. – 1999. – Т. 169. – №. 3. – С. 305-322.
- 2. Летохов В. С., Миногин В. Г., Павлик Б. Д. Охлаждение и пленение атомов и молекул резонансным световым полем //Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1977. Т. 72. №. 4. С. 1328.
- 3. Lett P. D. et al. Optical molasses //JOSA B. 1989. T. 6. №. 11. C. 2084-2107.
- 4. Stenholm S. The semiclassical theory of laser cooling //Reviews of modern physics. 1986. T. 58. №. 3. C. 699.
- 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. - C. 331-337.
- 6. Moiseiwitsch B. L., Smith S. J. Electron impact excitation of atoms //Reviews of Modern Physics. - 1968. - T. 40. - №. 2. - C. 238.
- 7. Gallagher T. F. Rydberg atoms. Cambridge University Press, 2005. T. 3.
- 8. Снигирев С. А. Спектроскопия 5D уровней рубидия в магнитооптической ловушке //Москва. 2014.
- 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. – T. 50. – №. 2. – C. 281-308.

- 10. Демтрёдер В. Современная лазерная спектроскопия: пер. с англ. //М.: Интеллект. 2014.
- 11.Brekke E., Day J. O., Walker T. G. Four-wave mixing in ultracold atoms using intermediate Rydberg states //Physical Review A. - 2008. - T. 78. -№ 6. - C. 063830.
- 12.Day J. O., Brekke E., Walker T. G. Dynamics of low-density ultracold Rydberg gases //Physical Review A. 2008. T. 77. №. 5. C. 052712.
- 13.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. - T. 98. - №. 11. - C. 113003.
- 14.Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория. – Наука, Глав. ред. физико-математической лит-ры, 1968. – Т. 4.
- 15.Pillet P., Gallagher T. F. Rydberg atom interactions from 300 K to 300 K
 //Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2016. T.
 49. №. 17. C. 174003.
- 16.Killian T. C. et al. Creation of an ultracold neutral plasma //Physical Review Letters. 1999. T. 83. №. 23. C. 4776.
- 17.Dunning F.B. et al., Recent advances in Rydberg physics using alkalineearth atoms //Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, -2016, -T. 49., -№ 11. C 112003
- 18.Amoretti M. et al. High rate production of antihydrogen //Physics Letters B. - 2004. - T. 578. - №. 1. - C. 23-32.
- 19.Gabrielse G. et al. Trapped antihydrogen in its ground state //Physical review letters. 2012. T. 108. №. 11. C. 113002.
- 20.Alpha Collaboration et al. Confinement of antihydrogen for 1,000 seconds //Nature Physics. $-2011. T. 7. N_{2}. 7. C. 558-564.$
- 21.Ahmadi M. et al. Observation of the 1S-2S transition in trapped antihydrogen //Nature. 2016.
- 22. Махалов В.Б. Приготовление и диагностика двумерного ферми-газа атомов //Нижний Новгород. 2014.
- 23.Бармашова Т.В. Лазерное охлаждение и пленение ферми-атомов лития-6 //Нижний Новгород. –2008.
- 24.Schünemann U. et al. Magneto-optic trapping of lithium using semiconductor lasers //Optics Communications. 1998. T. 158. №. 1. C. 263-272.
- 25.Ketterle W. et al. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap //Physical review letters. 1993. T. 70. №. 15. C. 2253.
- 26.Bushaw B. A. et al. Ionization energy of Li 6, 7 determined by tripleresonance laser spectroscopy //Physical Review A. – 2007. – T. 75. – №. 5. – C. 052503.

- 27.Puchalski M., Kędziera D., Pachucki K. Ionization potential for excited S states of the lithium atom //Physical Review A. 2010. T. 82. №. 6. C. 062509.
- 28.Yan Z. C., Drake G. W. F. Bethe logarithm and QED shift for Lithium //Physical review letters. 2003. T. 91. №. 11. C. 113004.
- 29.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.
- 30.Yan Z. C., Drake G. W. F. Eigenvalues and expectation values for the 1 s 2 2s 2 S, 1 s 2 2p 2 P, and 1 s 2 3d 2 D states of lithium //Physical Review A. 1995. T. 52. № 5. C. 3711.
- 31.Kelly R. L. Atomic and ionic spectrum lines below 2000 Angstroms. hydrogen through krypton //Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1987. – T. 16.
- 32.Anwar-ul-Haq M. et al. On the first ionization potential of lithium //Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2005. T. 38. №. 2. C. S77.
- 33.Beterov I. I. et al. Quasiclassical calculations of blackbody-radiationinduced depopulation rates and effective lifetimes of Rydberg n S, n P, and n D alkali-metal atoms with n≤ 80 //Physical Review A. - 2009. - T. 79. - №. 5. - C. 052504.
- 34.Бобров А.А., Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Маныкин Э.А., Хихлуха Д.Р., Коэффициент столкновительной рекомбинации в ультрахолодной плазме. Расчет методом молекулярной динамики, // ЖЭТФ, – 2011. – Т. 139, – №. 3, – С. 605.
- 35.Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. 1982.
- 36.Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика //Наука, Глав. ред. физико-математической лит-ры. –1979. – Т. 10.
- 37.Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Коэффициенты рекомбинации в неидеальной плазме // ДАН. 1987. Т. 296. С. 577.
- 38.Lankin A. V., Norman G. E. Crossover from bound to free states in plasmas //Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. $-2009. - T. 42. - N_{\odot}$. 21. - C. 214032.
- 39.Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных воли //М.: Наука. 1966. – С. 656.
- 40.Bannasch G., Pohl T. Rydberg-atom formation in strongly correlated ultracold plasmas //Physical Review A. 2011. T. 84. №. 5. C. 052710.
- 41. Маныкин Э. А., Ожован М. И., Полуэктов П. П. О коллективном электронном состоянии в системе сильновозбужденных атомов //ДАН СССР. 1981. Т. 250. №. 5. С. 1096.

- 42.Бобров А. А. и др. Электронная плотность состояний и коэффициент диффузии электронов в пространстве энергий в неидеальной неравновесной плазме //ЖЭТФ. 2008. Т. 134. №. 1. С. 179-188.
- 43. Ashley J. C., Ritchie R. H., Brandt W. Z 1 3 effect in the stopping power of matter for charged particles //Physical Review B. 1972. T. 5. №. 7. C. 2393.

Зеленер Борис Борисович ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ РИДБЕРГОВСКОГО ГАЗА И ПЛАЗМЫ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ПОМОЩИ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ Автореферат

Подписано в печать 2	2.07.2017	Формат 60х84/16
Печать офсетная	Учизд.л. 1,5	Услпеч.л. 1,37
Тираж 100 экз.	Заказ 143	Бесплатно
OUDT DALL 106410	N/ 11	12 0

ОИВТ РАН. 125412, Москва, Ижорская ул., 13, стр. 2