

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

На правах рукописи

**Афанасьев Антон Евгеньевич**

**СОЗДАНИЕ АТОМНЫХ МИКРОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ  
ТВЕРДОГО ТЕЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
КВАЗИРЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.**

Специальность: 01.04.05 – Оптика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Научный руководитель: доктор физико–математических наук,  
профессор, Балыкин Виктор Иванович

**Москва – 2010**

# Оглавление

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>4</b>
1.1	Обзор литературы . . . . .	4
1.2	Постановка задачи . . . . .	14
1.3	Содержание диссертации . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Динамика атомов вблизи и на поверхности твердого тела при формировании атомных структур</b>	<b>16</b>
2.1	Сила ван дер Ваальса взаимодействия атома с поверхностью твердого тела	16
2.2	Физическая адсорбция атома . . . . .	21
2.3	Влияние динамики атомов на поверхности твердого тела на формирование атомных структур заданной геометрии . . . . .	27
2.4	Методы характеристики поверхности . . . . .	29
2.5	Выводы . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Фокусировка атомного пучка для применения в литографическом процессе</b>	<b>33</b>
3.1	Динамика атома в поле квазирезонансного излучения . . . . .	33
3.2	Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке . . .	37
3.3	Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой . . . . .	50
3.3.1	Вакуумная камера . . . . .	50
3.3.2	Атомная пушка . . . . .	52
3.3.3	Источники лазерного излучения . . . . .	55
3.3.4	Система регистрации пространственного распределения атомного пучка . . . . .	64
3.4	Исследование фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой . . . . .	65
3.5	Использование фокусировки атомного пучка при создании атомных структур на поверхности твердого тела . . . . .	71
3.6	Основные результаты главы . . . . .	72

<b>4</b>	<b>Создание атомных микроструктур при квантовой адсорбции атомов, индуцированной лазерным излучением</b>	<b>73</b>
4.1	Динамика атома Rb вблизи поверхности твердого тела . . . . .	73
4.2	Ассоциация атомов с поверхностью твердого тела . . . . .	78
4.3	Неупругие столкновения возбужденных атомов с переходом возбуждения на вышележащие уровни . . . . .	82
4.4	Общая схема эксперимента . . . . .	87
4.4.1	Вакуумная ячейка с парами атомов рубидия . . . . .	88
4.4.2	Лазерные системы . . . . .	89
4.4.3	Система детектирования . . . . .	90
4.5	Квантовая адсорбция атомов, индуцированная лазерным излучением . .	91
4.6	Создание атомных микроструктур на поверхности твердого тела с использованием квантовой адсорбции атомов . . . . .	96
4.7	Основные результаты главы . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Заключение</b>	<b>99</b>

# Глава 1

## Введение

В основе современных тенденций повышения пропускной способности каналов связи и увеличения энергоэффективности используемых приборов лежит разработка и использование электронных компонентов меньшего размера. Успех в данной области, в первую очередь, обусловлен бурным развитием кремниевой технологии, что привело к появлению широкого научного и технологического направления как нанотехнология [1, 2, 3].

Развитие микро и нанотехнологий, происходит в трех основных направлениях: разработка новых электронных компонентов; управление единичными атомами и молекулами; разработка и изготовление наномашин, т. е. механизмов и роботов размером с молекулу. Наибольшее развитие и применение методы микро и нанотехнологии получили в электронной технике. В частности, уже в 90-х годах XX века были получены первые результаты по перемещению единичных атомов и сборки из них определенных конструкций, разработаны и изготовлены первые нанoeлектронные элементы.

### 1.1 Обзор литературы

Процесс изготовления интегральных микросхем включает такие технологические этапы как литография, ионная имплантация, диффузия и окисление, осаждение, травление, очистка, планаризация и измерения. Важнейшие научные и инженерные разработки направлены на усовершенствование литографии, поскольку данный процесс реализуется на пределе существующей технологической базы.

Первым этапом производства микросхемы является создание подложки, материалом для которой служат кремниевые пластины с окисленной поверхностью. Тонкая диэлектрическая поверхностная плёнка  $\text{SiO}_2$  защищает кремний от дальнейшего окисления и служит непроницаемым барьером для большинства примесей. Достоинством системы  $\text{Si-SiO}_2$  является возможность селективного травления при использовании химических соединений, действующих только на один из этих двух материалов.

Важным этапом кремниевой технологии является разработка последовательности роста на поверхности кремниевой пластины требуемых объектов. А именно, разработ-

## 1.1. Обзор литературы

---

ка маски, задающей требуемую морфологию, масштабирование маски до необходимых размеров и перенос ее изображения на кремниевую подложку. После чего производится создание требуемых слоев металлического покрытия, изоляторов и полупроводников в соответствии с маской.

Массовое производство микроэлектронной аппаратуры с элементами достаточно малых размеров стало возможно во второй половине XX века благодаря применению и развитию фотолитографии [4]. Первым шагом фотолитографического процесса является химическая очистка поверхности подложки от следов различных примесей. После очистки на поверхность подложки создается защитный слой  $\text{SiO}_2$ . Этот слой должен быть селективно удален с тех участков кремния, куда должны быть введены атомы легирующих примесей, т.е. в слое  $\text{SiO}_2$  необходимо создать окна. Для этого на поверхности окисленной подложки создают тонкую плёнку из фоточувствительного материала (фоторезиста), а затем экспонируют (облучают) её через маску.

Фотолитография обычно включает в себя следующие стадии: 1) нанесение фоторезиста на металл, диэлектрик или полупроводник; 2) сушку фоторезиста при 90-110 °С для улучшения его адгезии к подложке; 3) экспонирование фоторезиста видимым или УФ излучением через маску; 4) проявление скрытого изображения; 5) термическая обработка полученного рельефного покрытия при 100-200 °С для увеличения его стойкости при травлении; 6) травление участков свободной поверхности; 7) очистка поверхности от резиста. Масштаб передачи рисунка маски обычно 1:1, 5:1 и 10:1. При изготовлении интегральных схем процесс повторяют многократно на различных технологических слоях материала, при этом каждый последующий рисунок должен быть совмещен с предыдущим.

Изготовление требуемой маски является одним из основных этапов фотолитографии. Для фотолитографии, как правило, используются фотомаски на основе кварца, покрытого в необходимых местах поглощающим слоем хрома толщиной 80 нм. Процесс создания такой маски аналогичен процессу фотолитографии. Слой хрома нанесенный на кварц покрывают резистом, который экспонируется электронным пучком, который дает более высокое пространственное разрешение, чем обычная фотолитография. Далее неэкспонированная часть резиста вымывается, после чего происходит химическое травление незащищенных участков хрома. После удаления оставшегося резиста производится измерение полученной маски и сопоставление с ожидаемыми величинами. Исследование полученной маски выявляют неточности и дефекты, которые устраняются. После чистки поверхности, которая удаляет мельчайшие частички загрязнений, маска покрывается защитным слоем, который защищает тонкие слои хрома от внешних воздействий и загрязнения [5].

Описанные фотомаски используются при экспонировании фоторезиста светом. В фотолитографии длины волн излучения, используемого при экспонировании, варьируются от дальнего ультрафиолета (10-14 нм) до ближнего ультрафиолета (350-500 нм). При использовании ближнего ультрафиолета в качестве источников излучения применяются излучение ртутной лампы на длине волны 435 нм или 365 нм. Яркость большинства источников более коротковолнового излучения падает по сравнению с ртут-

ной лампой, а использование дополнительных линз уменьшает эффективность системы экспонирования. Однако, с середины 80-х годов в фотолитографии используется ультрафиолетовое излучение с длиной волны 248 нм, получаемое с помощью KrF лазера ("глубокий ультрафиолет" — deep ultra violet (DUV)). Такая технология позволяет применять фотомаски с минимальной шириной элементов порядка 100 нм. В последнее время использование излучения лазера ArF на длине волны 193 нм, с использованием технологии иммерсионной литографии, позволяет создавать структуры с разрешением 50 нм.

Выделяют три типа фотолитографии, основанной на использовании, описанных масок и источниках излучения: 1) контактная фотолитография; 2) проекционная фотолитография; 3) литография с использованием массива микролинз.

Контактная фотолитография широко используется как в промышленности, так и в исследовательских лабораториях. Технология контактной фотолитографии основана на освещении излучением фотомаски приведенной в физический контакт с поверхностью экспонируемого образца. При таком подходе на поверхности создаются структуры с такими же пространственными размерами, которые присутствовали в морфологии маски. Основные трудности, которые возникают при использовании данного метода, связаны с повреждением маски и слоя резиста из-за механического контакта, а так же загрязнение маски.

Проекционная литография позволяет создавать структуры меньшего размера за счет создания уменьшенного изображения фотомаски на поверхности фоторезиста. Как правило используются уменьшение 5:1 и 10:1. Одним из недостатков данного метода литографии является меньшая обрабатываемая площадь ( $\sim 4 \times 10^4$  мкм).

Проекционная литография с использованием массива микролинз используется для создания периодического набора структур на поверхности площадью около одного квадратного сантиметра. Каждая линза из набора создает изображение маски уменьшенное в 1000 раз, что позволяет создавать структуры с минимальными размерами порядка 500 нм.

Минимальный размер структур, который может быть получен с использованием методов традиционной фотолитографии, ограничен дифракционными эффектами. В настоящее время, использование традиционных методов литографии позволяет создавать структуры с пространственным разрешением 180 нм. Это почти максимальное разрешение для "глубокого ультрафиолета".

В последние годы интенсивно ведутся работы по изучению возможности применения в литографии жёсткого ультрафиолетового излучения (EUV) с длиной волны около 13,5 нм. Это примерно в 18 раз короче, чем длина волны 248 нм "глубокого ультрафиолета" (DUV), используемая в DUV-литографии. Переход с DUV- на EUV-литографию обеспечивает более чем 10-кратное уменьшение длины волны и переход в диапазон, где она сопоставима с размерами нескольких десятков атомов. Однако, существует ряд ограничений применения данного типа литографии. Одно из которых - высокая стоимость источников излучения дальнего ультрафиолета. Другой особенностью использования более коротковолнового диапазона является поиск подходящих методов создания

## 1.1. Обзор литературы

---

масок. Поскольку при уменьшении длины волны у металлов есть тенденция к увеличению пропускания, то имеется ограничение при использовании технологии, основанной на пропускающих излучение масках. Выходом в данной ситуации служит использование отражающих масок.

Одной из разновидностей оптических методов литографии является использование рентгеновского излучения в области длин волн 0,5-4,0 нм при экспонировании фоторезиста. Рентгенолитография, как и оптическая литография, осуществляется путем одновременного экспонирования большого числа деталей рисунка, но более коротковолновое рентгеновское излучение позволяет создавать рисунок с более тонкими деталями, с более высоким разрешением [6].

Развитием фотолитографии является метод фазового сдвига, в котором при экспонировании фоторезиста используется ближнее поле излучения. Использование метода фазового сдвига предполагает физический контакт маски с поверхностью резиста. В связи с этим, в изготовление масок происходит из полимерных соединений таких как полидиметилсилоксан, который благодаря своей эластичности не разрушает слой резиста. Используя данную технологию, была продемонстрирована возможность создания структур с размерами  $\sim 100$  нм на площади более одного сантиметра [7, 8], а также продемонстрированы структуры с размером  $\sim 30$  нм [9]. Данная технология успешно применяется при создании транзисторов [10].

В настоящее время активно исследуются и широко применяются альтернативные методы литографии:

1. литография пучком заряженных частиц;
2. наноимпринт;
3. самосборка;
4. мягкая литография;
5. напыление через маски.

В методах литографии с помощью заряженных частиц в качестве рабочего инструмента выступает пучок электронов или ионов высоких энергий. Преимущества такого метода перед обычной фотолитографией заключаются в малой длине волны де Бройля для ускоренных частиц, что позволяет избежать ограничений, связанных с эффектами дифракции. Среди этих методов наибольших успехов достигла электронно-лучевая литография.

Как уже отмечалось выше, литография электронным лучом в первую очередь широко используется при создании фотомасок для применений традиционной фотолитографии. Взаимодействие ускоренных электронов ( $>10$  кВ) с резистом вызывает химические реакции за счет которых на поверхности образца формируется заданная морфология. Существует два вида электронно-лучевой литографии — сканирующая и проекционная. В случае сканирующей электронно-лучевой литографии резист экспонируется

фокусированным потоком электронов, который перемещается в плоскости рисунка производя его последовательное экспонирование. Информация для управления электронным лучом хранится в памяти управляющего компьютера, что позволяет избежать использования масок в процессе литографии. Однако последовательное сканирование всего рисунка приводит к увеличению времени экспонирования. Точность фокусировки электронного луча составляет  $\sim 10$  нм и определяется кулоновским расталкиванием электронов, что делает электронно-лучевую фотолитографию одной из самых точных [11]. Отсутствие возможности параллельной обработки образца сужает области применения данной технологии.

В проекционной электронно-лучевой литографии широкий нефокусированный поток электронов можно использовать для получения всего рисунка в течение одной экспозиции. Соответствующая электронная проекционная система описана в [12]. В этой системе фотокатод расположен на поверхности оптической маски с заданным рисунком. Ультрафиолетовые лучи облучают фотокатодный слой через маску, что вызывает эмиссию электронов с фотокатода в облучённых местах рисунка. Эти электроны проецируются на поверхность резиста с помощью однородных электростатических и магнитных полей. В результате на всей площади подложки рисунок создается за одну экспозицию.

Ионно-лучевые методы литографии обеспечивают разрешение до 10 нм. и являются развитием концепции создания микро и наноструктур на поверхности твердого тела с использованием пучков заряженных частиц. Для экспонирования полимерных резистов обычно используют легкие ионы — протоны, ионы гелия. Использование более тяжелых ионов дает возможность проводить легирование подложки или создавать на ней тонкие слои новых химических соединений. Различия между электронной и ионной литографией обусловлены большей массой иона по сравнению с массой электрона и тем, что ион является многоэлектронной системой. Потери энергии ионного пучка в полимерных резистах примерно в 100 раз выше, чем потери энергии электронного пучка [6], поэтому чувствительность резистов к ионному пучку тоже выше, что делает процесс экспонирования более быстрым.

Другим способом изменения морфологии поверхности является механическое воздействие высокоэнергетических ионов на поверхность подложки, которое является вариантом сухого анизотропного травления (ионно-лучевое травление) [13]. В отличие от реактивного ионного травления, сочетающего физический и химический механизмы, ионно-лучевое травление определяется только физическим процессом передачи импульса. Этот метод является универсальным и обладает наивысшей среди всех методов травления разрешающей способностью порядка 10 нм. Данное механическое воздействие основано на передаче части кинетической энергии иона атому поверхности. При этом, за счет полученной энергии атом покидает свое положение. При пространственном сканировании вдоль поверхности образца сфокусированным ионным лучом производится создание требуемого рельефа поверхности.

Импринт-литография [14] основана на использовании штампа с рельефом, играющего ту же роль, что и маска в контактной оптической литографии. Штмп изготавлива-

ется методом электронной литографии и анизотропного плазмохимического травления. Импринт-литография состоит из двух основных этапов. На первом этапе штамп прижимается к тонкому слою резиста, покрывающего подложку. Поверхность штампа имеет структурированный рельеф, требуемой морфологии. За счет приложенного давления структура рельефа поверхности штампа переносится на резист. Другими словами, на первом этапе импринт-литографии на поверхности подложки создаются вариации в толщине слоя резиста, что позволяет применить на втором этапе литографии анизотропное травление, удаляя остаточный материал резиста из областей, подвергавшихся сжатию [15]. Развитием метода импринт-литографии является использование нагрева резиста выше температуры стеклования. При этом термопластичный резист становится вязким и может быть легко деформирован за счет давления приложенного к штампу. С помощью этого метода была продемонстрирована возможность создания рекордных по разрешению и плотности структур. При этом достигнутое разрешение составляет около 6 нм, а расстояние между элементами структуры - 20-30 нм [16, 17]. Главные ограничения метода заключаются в трудностях совмещения штампов для формирования различных слоев структуры.

Альтернативным методом создания микро и наноструктур на поверхности твердого тела является самосборка. Методы самосборки основаны на самоорганизации за счет фазового разделения смеси полимеров [18], а также на свойствах смачиваемости поверхности [19]. Альтернативный подход к созданию структур на основе самосборки описан в работе [20] использует электрические силы возникающие за счет нестабильности заряда при плавлении полимера. Отличительной особенностью практически всех типов самосборки является получение периодических структур равномерно распределенных по обрабатываемой поверхности. В настоящее время методы самосборки широко применяются в технологических процессах для получения упорядоченных микро и наноструктур [21]. В частности методы самосборки используются при изготовлении чипов памяти [22].

Фотолитография используется в случае когда необходимо разместить как можно большее количество элементов на маленькой площади полупроводникового кристалла. Однако, она не подходит в случае размещения элементов на большой площади, на иных материалах или не на плоских поверхностях. Технология создания структур на любых поверхностях, названа "мягкой литографией" [23]. В основе "мягкой литографии" лежит перенос тонкого слоя наносимого материала на поверхность при контакте с мягким штампом. Этот процесс аналогичен переносу чернил на бумагу при помощи печати. Выделяют пять преимуществ "мягкой литографии": 1) короткое время внедрения новых концепций в производство; 2) низкая себестоимость производства; 3) нанесение широкого спектра материалов (от металлов до биологических организмов) непосредственно на обрабатываемую поверхность; 4) обработка непланарных поверхностей; 5) простота использования.

Использование пространственных масок при напылении [24] является удобным и простым методом создания микроструктур на поверхности твердого тела. В отличие от методов импринт и мягкой литографии, в данном методе маска, задающая морфологию

создаваемой структуры, не приводится в физический контакт с поверхностью твердого тела. Это позволяет использовать данную методику при создании структур на хрупких поверхностях.

Другим способом создания микро и наноструктур на поверхности твердого тела является использование возможностей сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ). Обычно СЗМ применяется для формирования изображения поверхности без её повреждения. Однако атомно-силовая (АСМ) или сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) могут быть использованы для направленной модификации поверхности. Эта технология известна как нанолитография [25].

Приложив напряжение между подложкой и зондом СТМ большее чем при обычном сканировании можно добиться того, что к зонду притянутся один или несколько атомов, которые можно перенести на другое место. Помимо этого, прикладывая к зонду определенное напряжение, можно заставить атомы двигаться вдоль поверхности или же "рассечь" молекулу на части, отделив от нее несколько атомов. В случае атомно-силовых микроскопов возможность формирования нанометровых объектов на поверхности используя механическое царапание поверхности зондом или направленное окисление поверхности [26] при подаче на иглу потенциала. Однако до настоящего времени использование СТМ или АСМ для формирования наноструктур в производственных масштабах довольно трудоёмко и не вполне рентабельно из-за крайне низкой производительности процесса.

Одним из этапов создания микро и наночастиц на поверхности твердого тела является генерация потока осаждаемых частиц и их перенос к подложке. Существует ряд методов создания газовой фазы осаждаемого материала, из которой на поверхности подложки формируется тонкая пленка. В таблице 1.1 представлен перечень разработанных и применяемых в промышленности методов создания газовой фазы осаждаемых атомов и их переноса к подложке [27].

Осаждение тонких пленок методом термического испарения осуществляется путем подведения к веществу энергии за счет которой частицы покидают испаритель и конденсируются на подложке. При ионном распылении атомы осаждаемого вещества выбиваются из мишени при ее бомбардировании высокоэнергетичными ионами рабочего газа. Как правило, в качестве рабочего газа используется аргон. Взрывное распыление получается путем испарения вещества при импульсном воздействии на него лазерного излучения (лазерная абляция), электронного пучка или пропусканием импульса тока. При этом продукты взрыва переносятся к подложке. Осаждение тонких пленок дуговым разрядом происходит за счет эрозии вещества в сильноточных дуговых разрядах. В основе методов ионного осаждения лежат следующие процессы: 1) генерация плазмы исходного вещества и 2) ускорение ионов с последующей конденсацией на подложке. При этом исходное вещество получают одним из методов термического испарения, из газовой смеси или с помощью дугового разряда. Метод химического осаждения тонких пленок осуществляется при напуске в рабочую камеру смеси газов, содержащей компоненты получаемой пленки.

Одним из основных факторов влияющих на формирование микро и наноструктур на

Физические принципы генерации и переноса потока осаждаемых частиц	Способы реализации
Осаждение термическим испарением	Резистивный ВЧ-нагрев Электронный Электронно-лучевой Лазерный Молекулярно-лучевой
Осаждение ионным распылением	Ионно-плазменный Ионно-лучевой
Осаждение взрывом	Лазерный Электронно-лучевой Электроразрядный
Осаждение дуговым разрядом	С холодным катодом С горячим катодом
Ионное осаждение	Термоионный Ионно-плазменный Ионно-лучевой Плазмотронный
Химическое осаждение	Из газовой фазы Плазмохимический

Таблица 1.1: Методы нанесения тонких пленок в вакууме

поверхности является управление потоком атомов сталкивающихся с подложкой. Данная задача может быть решена с использованием методов лазерного контроля внешних степеней свободы атомов, а именно лазерное управление атомными пучками.

Согласно классической теории Максвелла электромагнитная волна оказывает давление на поверхность отражаясь от нее. Для силы, с которой солнечные лучи в яркий день давят на  $1 \text{ м}^2$  черной поверхности, Максвелл получил значение  $0,4 \text{ мГ}$ . В случае наличия резонанса сила светового давления резко возрастает, что позволило в 1933 г. Фришу доказать передачу импульса от фотона свободному атому на основании экспериментов по отклонению пучка атомов натрия резонансным излучением газоразрядной лампы [28].

Лазерное охлаждение и пленение нейтральных атомов сформировалось в самостоятельную физическую дисциплину в начале 80-ых годов XX в. в результате исследований влияния сил светового давления лазерного излучения на поступательное движение атомов. Изобретение лазера дало принципиально новый источник света, обладающий высокой спектральной яркостью, монохроматичностью и высокой направленностью излучения, что привело к стремительному росту интереса к исследованиям в области контроля пространственных степеней свободы атомов. В 1968 году В. С. Летохов показал возможность локализации атомов в квазирезонансной стоячей волне под действием

градиентной силы [29]. Первые эксперименты по управлению степенями свободы атомов были произведены в начале 70-х [30]. В 1970 году Ашкином и его коллегами в США были выполнены первые эксперименты по воздействию лазерного излучения на поступательное движение атомов - фокусировка атомов градиентной силой светового давления [31], а в 1972 году были проведены первые эксперименты по отклонению атомных пучков лазерным светом [32].

Одной из задач атомной оптики является фокусировка пучка нейтральных атомов. Данное направление исследований важно для развития альтернативных методов создания микро и наноструктур на поверхности твердого тела [33, 34]. Фокусировка атомного пучка позволяет локально повысить поток атомов, что является важным условием при создании атомных структур на поверхности твердого тела.

Предложено и продемонстрировано несколько методов фокусировки атомных пучков. В их основе лежит взаимодействие нейтральных атомов с полем квазирезонансного лазерного излучения. Как правило, данное взаимодействие проявляется в механическом воздействии на атомы со стороны лазерного излучения, изменяя их траектории.

Одним из первых методов фокусировки основан на взаимодействии атома с одиночным сфокусированным лазерным лучом имеющим гауссово пространственное распределение плотности электромагнитного поля [35, 36]. При такой конфигурации излучения с частотой отстроенной в красную область относительно атомного перехода в центре луча образуется потенциальная яма. Взаимодействие атома, пролетающего вдоль лазерного луча, с излучением приводит к появлению поперечной скорости, направленной внутрь луча, что обеспечивает фокусировку атомного пучка. Другой разновидностью данного метода фокусировки, основанного на действии градиентной силы, является фокусировка пустотелым лазерным лучом с голубой отстройкой излучения. В этом случае атомы выталкиваются в область с меньшей плотностью электромагнитного поля [37].

Метод фокусировки атомного пучка основанный на взаимодействии атома со стоячей волной разработан в работе [38]. В основе такой фокусировки также лежит воздействие на атом градиентной силы со стороны лазерного излучения. Потенциальные ямы, которые обеспечивают фокусировку пролетающего через них атомного пучка, формируются в узлах или пучностях стоячей волны, образуя периодический набор атомных линз. Возможность создания микро и наноструктур периодической формы была продемонстрирована в экспериментах под руководством профессора Маклелланда [39], в которых была реализована система полос из атомов хрома с шириной 65 нм. Недостатком такого метода литографии является отсутствие возможности создания атомных микро и наноструктур произвольной формы.

Использование градиентной силы для фокусировки атомных пучков лежит в предложении построения ближнеполевых атомных микролинз [40, 41]. При освещении металлического экрана плоской электромагнитной волной вблизи субволнового отверстия возникает ближнее нанополе, распределение которого зависит от диаметра отверстия. Проведенный анализ показывает, что квадратичная зависимость величины ближнего поля от расстояния до оси отверстия в плоскости экрана позволяет фокусировать атомный пучок, проходящий через отверстие. В зависимости от диаметра отверстия по от-

ношению к длине волны излучения выделяют два вида атомных линз: с диаметром больше длины волны (Френелевский тип) и диаметром меньше длины волны (линза Бете). Сравнительный анализ конфигураций таких линз произведен в работе [42]. Развитием концепции использования ближнего поля вблизи апертуры является построение атомной линзы на базе плоского оптического волновода с наноапертурой. Преимуществом такой конфигурации является отсутствие взаимодействия атомов с отраженным излучением, которое присутствует при использовании экрана. В зависимости от конфигурации поля в полости волновода вблизи апертуры образуется распределение ближнего поля либо с максимумом плотности в полости отверстия (фотонная точка), либо с минимумом (фотонное отверстие). Обе конфигурации можно использовать для фокусировки атомного пучка, пролетающего сквозь апертуру [43]. Использование набора таких линз в одном экране позволяет одновременно напылять большое количество одинаковых наноструктур на подложку.

Описанные выше методы используют в качестве фокусировки атомного пучка механическое воздействие на пространственные степени свободы. Метод использующий волновые свойства атомов для фокусировки был реализован в [44]. Для фокусировки атомного пучка использовалась зонная пластинка Френеля. Такая пластинка пропускает только те компоненты пучка, волны де Бройля которых в плоскости изображения интерферируют конструктивно, остальные зоны перекрыты непрозрачными кольцами. Разрешающая способность такой линзы определяется радиусом внешнего кольца. Использование зонной пластинки Френеля для фокусировки атомов не позволяет достигать высоких плотностей в фокусе поскольку часть атомов теряется на самой пластине.

Представленные работы показывают, что с использованием методов атомной оптики возможно осуществить острую фокусировку атомного пучка вплоть до ангстремных размеров [40]. Данное обстоятельство делает подходы атомной оптики интересными для использования в технологиях создания микро и наноструктур на поверхности твердого тела.

Выделяют два подхода к созданию структур на поверхности: "сверху-вниз" и "снизу-вверх" [45]. Подход "сверху-вниз" основан на уменьшении размеров физических тел механической или иной обработкой, вплоть до получения микро и нанобъектов. Описанные методы фотолитографии относятся к такому подходу поскольку используют, в частности, методы химического травления. Идея технологии "снизу-вверх" заключается в том, что сборка создаваемого объекта осуществляется непосредственно из его структурных элементов (атомов, молекул, фрагментов биологических клеток и т. п.), располагаемых в требуемом порядке. Этот подход можно считать обратным по отношению к привычному методу миниатюризации "сверху-вниз", в котором происходит постепенное уменьшение деталей. К подходу "снизу-вверх" относятся методы самосборки. Данный подход считается наиболее перспективным для построения структур с атомарной точностью, поскольку в нем подразумеваются операции с отдельными структурными элементами. Разработка подходов литографии с использованием методов атомной оптики открывает новые возможности за счет пространственного контроля одиночных атомов и молекул.

## 1.2 Постановка задачи

Целью данной работы являлся исследование и разработка альтернативных методов создания атомных микроструктур на поверхности твердого тела с использованием элементов атомной оптики. Данное направление работы обусловлено широким развитием и применением методов атомной оптики. Развитие представлений о механизмах управления отдельными атомами показали возможность построения атомных микро и наноструктур по направлению "снизу вверх". Поиск возможных применений атомной оптики для создания структур на поверхности твердого тела оправдан и заслуживает отдельного рассмотрения.

## 1.3 Содержание диссертации

Помимо введения и заключения диссертация состоит из трех глав. Основное внимание в данной работе уделяется исследованию процессу формирования микроструктур на поверхности твердого тела с использованием лазерного излучения, а так же методам, позволяющим контролировать процесс создания атомных структур на поверхности твердого тела.

В главе 2 "*Динамика атомов вблизи и на поверхности твердого тела при формировании атомных структур*" рассмотрена динамика атомов при взаимодействии с поверхностью твердого тела. Отдельное внимание уделено адсорбции атомов на поверхность твердого тела, в процессе которой формируются атомные структуры. Рассмотрены процессы зарождения и роста атомных структур на поверхности твердого тела и приведены основные закономерности, позволяющие прогнозировать их структурный характер. Дано описание методов характеристики структур.

Глава 3 "*Создание атомных микроструктур на поверхности твердого тела с использованием фокусировки атомного пучка*" посвящена методу фокусировки тепловых атомных пучков лазерным излучением за счет взаимодействия атомов с двумерной магнито-оптической ловушкой (2D МОЛ). Основные особенности данного метода фокусировки рассмотрены и продемонстрированы на примере атовоов рубидия. Представлены экспериментальные результаты двумерной пространственной локализации атомов рубидия квазирезонансным лазерным излучением, а также приводятся экспериментальные результаты по монохроматизации пучка атомов рубидия с использованием фокусировки в 2D МОЛ. Использование монохроматизации пучка совместно с его дальнейшей фокусировкой позволяет контролировать поток атомов на поверхность твердого тела при создании атомных наноструктур, а пространственная локализация позволяет создавать структуру заданной геометрической формы.

Глава 4 "*Создание атомных микроструктур при квантовой адсорбции индуцированной лазерным излучением*" посвящена контролю адсорбции атомов на поверхность твердого тела. Рассматривается взаимодействие атомов с квазирезонансным лазерным излучением вблизи поверхности твердого тела, при котором атом теряет часть своей кинетической энергии. В силу этого возможен захват атома в поверхностную потен-

### 1.3. Содержание диссертации

---

циальную яму ван дер Ваальса. В качестве механизма потери кинетической энергии атома в области поверхностного потенциала рассмотрен и проанализирован процесс фотоассоциации атома с поверхностью, использующий переход атома в возбужденное, связанное с поверхностью состояние, и дальнейшей релаксацией в основное, связанное с поверхностью состояние. Рассчитана вероятность такого процесса. Полученные данные согласуются с ранее опубликованными работами и показывают необходимость наличия вблизи поверхности твердого тела большого количества охлажденных атомов для эффективного протекания процесса фотоассоциации атома с поверхностью. Нами предложен и экспериментально реализован альтернативный метод квантовой адсорбции атомов, основанный на потере кинетической энергии возбужденных атомов при их неупругом столкновении в присутствии лазерного излучения. Исследованы характеристики квантовой адсорбции, основанной на данном явлении, и продемонстрированы методы создания атомных микроструктур на поверхности тела с использованием пространственной локализации атомов на поверхности твердого тела с использованием лазерных полей.

Полученные результаты в ходе выполнения диссертационной работы являются новыми и оригинальными. Произведенные исследования актуальны как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения.

## Глава 2

# Динамика атомов вблизи и на поверхности твердого тела при формировании атомных структур

Задача создания на поверхности структур заданной геометрии является сложной многопараметрической задачей. Основными параметрами процесса являются: кристаллографическая ориентация подложки, ее качество ее поверхности, температура, скорость осаждения частиц (атомы, молекулы, кластеры), энергия осаждающихся частиц и доля ионизированных частиц. Рост атомных структур в вакууме включает в себя три этапа: генерация потока осаждаемых частиц, их перенос к подложке и рост структуры. При этом морфология структуры зависит от исходных материалов, методов и режимов нанесения, обеспечивающих необходимый перенос материала, а также от параметров взаимодействия атомов с поверхностью подложки.

### 2.1 Сила ван дер Ваальса взаимодействия атома с поверхностью твердого тела

При рассмотрении процесса формирования атомных микроструктур на поверхности твердого тела одним из основных физических процессов, влияющих на структуру, является процесс адсорбции атома на поверхность. Осаждаемые атомы вступают во взаимодействие с твердым телом, что при соблюдении определенных условий приводит к адсорбции атомов. Данный раздел посвящен общему рассмотрению взаимодействия атома с поверхностью твердого тела.

Вблизи любой поверхности существует Ван дер Ваальсово взаимодействие атома и поверхности, возле которой он находится. Притяжение Ван дер Ваалса между двумя телами является основополагающим при рассмотрении процессов адсорбции атомов на поверхность твердого тела. Как правило, это взаимодействия образует потенциальную яму вблизи поверхности, глубина которой зависит от типа атома и поверхности и может достигать значений порядка 1 эВ для атомов щелочных металлов, находящихся в

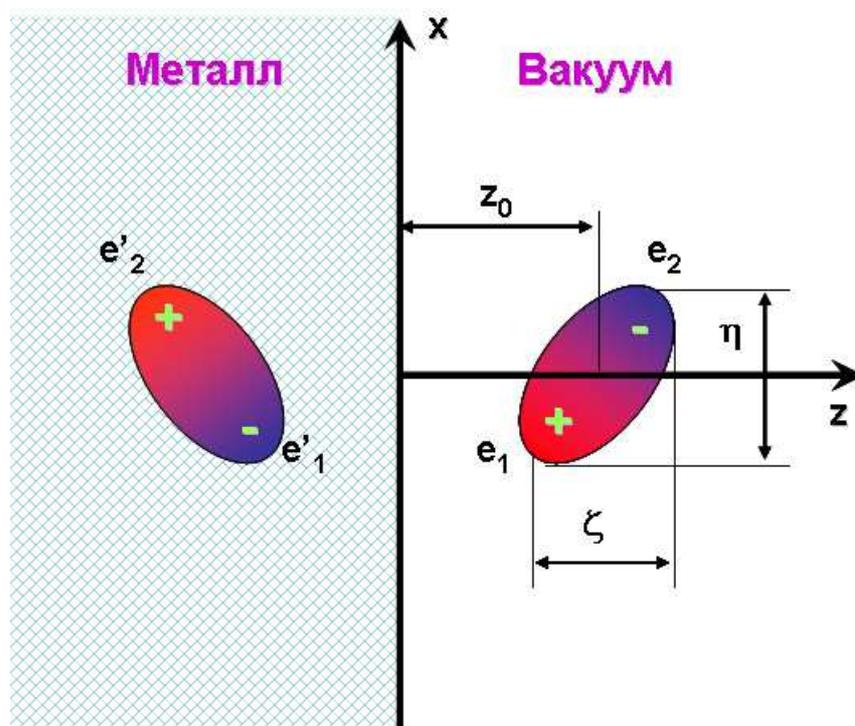


Рис. 2.1: Диполь около идеального проводника и его изображение.

основном состоянии.

Взаимодействие ван дер Ваальса непосредственно связано с фундаментальными эффектами квантовой электродинамики [46]. Стоит отметить, что взаимодействие ван дер Ваальса происходит на расстояниях порядка длины волны атомного перехода и при его рассмотрении не учитывается запаздывание света. Учет запаздывание на больших расстояниях приводит к другой степенной зависимости потенциала взаимодействия нежели в рассматриваемом случае.

Классическая теория взаимодействия атома с поверхностью основывается на идеи Лондона и ван дер Ваальса взаимодействия электрического диполя  $\mathbf{d}$  со своим изображением [47]. Развитие данной теории получило в работах Леннарда-Джонса [48].

Рассмотрим электрический диполь, имеющий дипольный момент  $\mathbf{d}$ , находящийся на расстоянии  $z$  от поверхности идеального проводника. Поверхность проводника расположена в плоскости  $XY$ : о полупространство  $z > 0$  является вакуумом, а полупространство  $z < 0$  - идеальным проводником. Оси координат расположим таким образом, чтобы электрический диполь лежал в плоскости  $XZ$ , а начало координат выберем таким образом, чтобы координаты электрических зарядов  $e_1 = e$  и  $e_2 = -e$  были:  $x_1 = -\eta/2$ ,  $x_2 = \eta/2$ ,  $z_1 = z_0 - \zeta/2$ ,  $z_2 = z_0 + \zeta/2$  (см. рисунок 2.1). Каждый из зарядов рассматриваемого диполя индуцирует в полупространстве  $z < 0$  свое изображение, заряд которого по модулю совпадает с зарядом, находящимся в полупространстве  $z > 0$ , и противоположен ему по знаку:  $e'_1 = -e_1 = -e$ ,  $x'_1 = -x_1 = \eta/2$ ,  $z'_1 = -z_1 = -z_0 + \zeta/2$  и  $e'_2 = -e_2 = e$ ,  $x'_2 = -x_2 = -\eta/2$ ,  $z'_2 = -z_2 = -z_0 - \zeta/2$ .

## 2.1. Сила ван дер Ваальса взаимодействия атома с поверхностью твердого тела

Электрическое поле в пространстве определяется суммарным полем от всех четырех зарядов [49]. Рассмотрим потенциал электрического поля, создаваемый описанной системой зарядов, в произвольной точке  $P$  пространства с координатами  $(x, z)$ . Потенциал в точке  $(x, z)$ , создаваемый одним зарядом равен:  $\varphi(x, z) = q/r_q$ , где  $q$  - заряд, а  $r_q$  - расстояние от заряда  $q$  до точки  $(x, z)$ . В случае системы зарядов потенциал в точке  $(x, z)$  определяется следующим выражением:

$$\varphi(x, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r'_1} + \frac{1}{r'_2} \right), \quad (2.1)$$

где  $r_i$  и  $r'_i$  расстояния от заряда  $i$  и его изображения до точки  $P(x, z)$  соответственно.

Потенциальная энергия диполя, обусловленная взаимодействием со своим изображением (полная энергия за вычетом кулоновской энергии взаимодействия зарядов самого диполя) определяется выражением [49]:

$$V = \frac{1}{2} e (\varphi'_1 - \varphi'_2), \quad (2.2)$$

где  $\varphi'_1$  и  $\varphi'_2$  являются потенциалами создаваемыми изображением диполя в точках нахождения зарядов  $e_1$  и  $e_2$  соответственно.

$$\varphi'_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e \left( -\frac{1}{2z_1} + \frac{1}{\sqrt{(2z_1 + \zeta)^2 + \eta^2}} \right), \quad (2.3)$$

$$\varphi'_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e \left( \frac{1}{2z_2} - \frac{1}{\sqrt{(2z_2 - \zeta)^2 + \eta^2}} \right). \quad (2.4)$$

При малом расстоянии между зарядами  $e_1$  и  $e_2$  рассматриваемые выражения можно разложить до второго порядка малости, что дает энергию диполя в рассматриваемой плоскости равной [50, 51]:

$$V = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2d_z^2 + d_x^2}{16z_0^3}, \quad (2.5)$$

Принимая во внимание все возможные направления расположения диполя относительно рассматриваемой плоскости выражение 2.5 может быть записано в следующем виде

$$V = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{d}^2 + d_z^2}{16z_0^3}, \quad (2.6)$$

где  $\mathbf{d}^2 = d_x^2 + d_y^2 + d_z^2$ , а  $(d_x, d_y, d_z)$  - компоненты диполя  $\mathbf{d}$ .

При квантовомеханическом рассмотрении необходимо заменить значения дипольного момента соответствующими операторами. В этом случае гамильтониан взаимодействия представляется в виде аналогичном 2.6 при помощи оператора электрического дипольного момента атома  $\mathbf{D}$ :

$$\hat{H} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{D}^2 + \mathbf{D}_z^2}{16z^3}. \quad (2.7)$$

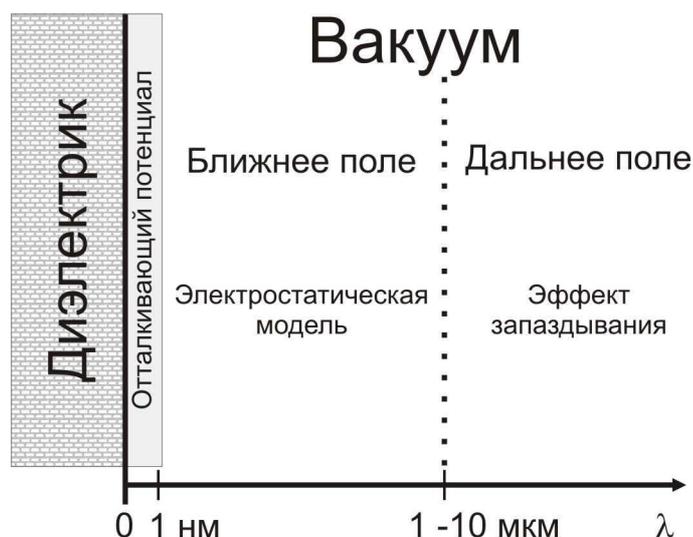


Рис. 2.2: Различные области взаимодействия атома с поверхностью.

Поведение потенциала как  $z^{-3}$  справедливо только при малых  $z$ , порядка длины волны оптического перехода. При увеличении расстояния до поверхности необходимо учитывать конечную скорость распространения света. Это приводит к асимптотической зависимости энергии взаимодействия атома с поверхностью  $z^{-4}$  при  $z \rightarrow \infty$  [52, 53]. Область расстояний, в которой справедливо выражение для потенциальной энергии 2.7, называется "ближней зоной" взаимодействия. Длина волны в вакууме определяет масштаб расстояния, на котором ближняя зона плавно переходит в дальнюю (рис. 2.2).

Спонтанный распад возбужденного состояния атома приводит к взаимодействию атома с отраженной от поверхности волной. Интерференция излучения электрического дипольного момента атома со своим изображением приводит к сдвигу уровня, а также к изменению времени жизни в возбужденном состоянии. Это, в свою очередь, приводит к тому, что в дальней зоне взаимодействие ван дер Ваальса возбужденного атома с поверхностью носит асимптотический характер вида  $z^{-1} \cos(kz)$ , где  $k$  - волновое число соответствующее рассматриваемому переходу [54]

В стационарном состоянии среднее значение электрического дипольного момента атома равно нулю ( $\langle \mathbf{D}(t) \rangle = 0$ ). Однако, за счет квантовых флуктуаций среднеквадратичное значение оператора  $\mathbf{D}$  отлично от нуля. Таким образом квантовые флуктуации электрического дипольного момента в стационарном состоянии атома вызывают возмущение в объеме проводника, которое может быть представлено в качестве изображения атомного диполя, с которым и происходит взаимодействие. Сила взаимодействия Ван дер Ваальса атома с поверхностью твердого тела возникает вследствие флуктуаций дипольного момента атома. Выражение 2.7 показывает, что энергетический сдвиг, вызванный таким взаимодействием всегда отрицателен и в основном состоянии определяется величиной  $\langle g | \mathbf{D}^2 + \mathbf{D}_z^2 | g \rangle$ , где  $|g\rangle$  - волновая функция основного состояния.

При описании взаимодействия возбужденного атома с поверхностью необходимо принимать в рассмотрение возможные дипольные переходы атома. Суммарный эффект

## 2.1. Сила ван дер Ваальса взаимодействия атома с поверхностью твердого тела

всех таких переходов на рассматриваемый уровень  $|i\rangle$  может быть описан введением постоянной величины  $C_3(|i\rangle)$ , для каждого уровня, такой что взаимодействие примет вид:

$$V(i) = \langle i|H|i\rangle = -\frac{hC_3(|i\rangle)}{z^3}, \quad (2.8)$$

где  $H$  - гамильтониан взаимодействия 2.7.

Отсюда можно определить величину  $C_3(|i\rangle)$  как:

$$C_3(|i\rangle) = -\frac{z^3 \langle i|H|i\rangle}{h} \quad (2.9)$$

Учитывая, что  $1 = \sum_j |j\rangle\langle j|$  имеем:

$$\langle i|\mathbf{D}^2|i\rangle = \sum_j \langle i|\mathbf{D}|j\rangle\langle j|\mathbf{D}|i\rangle = \sum_j |\langle i|\mathbf{D}|j\rangle|^2 \quad (2.10)$$

Учитывая 2.10 и 2.7 выражение 2.9 принимает вид:

$$C_3(|i\rangle) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{16h} \left[ \sum_j |\langle i|\mathbf{D}|j\rangle|^2 + \sum_j |\langle i|\mathbf{D}_z|j\rangle|^2 \right] \quad (2.11)$$

или, учитывая сферическую симметрию рассматриваемого уровня:

$$C_3(|i\rangle) = \frac{1}{48\pi\epsilon_0} \sum_j |\langle i|\mathbf{D}|j\rangle|^2 \quad (2.12)$$

Из этого выражения следует ряд важных свойств взаимодействия ван дер Ваальса. Во-первых, наиболее существенный вклад в коэффициент  $C_3$  вносят виртуальные переходы длина волны которых лежит в ИК области. Это происходит благодаря зависимости  $\lambda^3$  дипольного момента перехода.

Во-вторых, в большинстве случаев величина  $C_3$  возрастает с увеличением возбужденного уровня. Это происходит в силу возрастания дипольных флуктуаций при переходе к высоколежащим уровням, а так же с ростом плотности уровней, что приводит к появлению большего числа виртуальных переходов в ИК области.

Учет диэлектрической проницаемости материала подложки приводит к появлению поправочного коэффициента. В рамках простой электростатической модели, переход от идеального проводника к диэлектрику можно осуществить путем введения коэффициента  $r$ :

$$r = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1}, \quad (2.13)$$

где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость среды.

Использование статической диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon$  в выражении 2.13 не правомерно по отношению к широкому набору виртуальных переходов атома. В более общем случае необходимо для каждого виртуального перехода  $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$  учитывать вклад фактора  $r(\omega_{ij})$  зависящего от частоты  $\omega_{ij}$  виртуального перехода [55]. В этом случае выражение 2.12 принимает вид:

$$C_3(|i\rangle) = \frac{1}{48\pi\epsilon_0} \sum_j r(\omega_{ij}) |\langle i|\mathbf{D}|j\rangle|^2, \quad (2.14)$$

где:

$$r(\omega_{ij}) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega_{ij}}{\omega_{ij}^2 + u^2} \frac{\epsilon(iu) - 1}{\epsilon(iu) + 1} du \quad (2.15)$$

В выражении 2.15  $\epsilon(\omega_{ij})$  является аналитическим продолжением в комплексную плоскость зависящей от частоты диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon(\omega)$ .

Уменьшение расстояния между атомом и поверхностью приводит к пересечению электронных орбиталей атома и молекул составляющих твердое тело. Это приводит к появлению отталкивания между атомом и поверхностью, что можно описать введением экспоненциального члена  $Ae^{-\alpha z}$  в потенциал взаимодействия 2.8. Таким образом потенциал взаимодействия принимает вид:

$$V = Ae^{-\alpha z} - \frac{hC_3}{z^3} \quad (2.16)$$

При некотором значении  $z_m$  потенциал имеет минимум, величина которого определяется соотношением:

$$E_a = -V(z_m) = -Ae^{-\alpha z_m} + \frac{hC_3}{z_m^3}$$

Откуда с учетом  $\frac{d}{dz}V(z) = 0$  получаем выражение для  $A$ :

$$A = \frac{3E_a}{\alpha z_m - 3} e^{\alpha z_m} \quad (2.17)$$

Аналогичным образом получаем для коэффициента  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{3}{z_m \left[ 1 - \left( \frac{z_m}{z_a} \right)^3 \right]}, \quad (2.18)$$

где  $z_a = \sqrt[3]{\frac{hC_3}{E_a}}$

Таким образом вблизи поверхности образуется потенциальная яма, описываемая выражением 2.16 и параметрами 2.14, 2.17 и 2.18.

## 2.2 Физическая адсорбция атома

Выделяют два вида адсорбции атомов на поверхности: физическую и химическую [56]. При физической адсорбции (ФА) атом удерживается на поверхности подложки за счет межмолекулярных сил ван дер Ваальса, при этом связанный с подложкой атом не изменяет своих индивидуальных свойств. В данном случае при квантовомеханическом рассмотрении связи можно пренебречь перекрытием волновых функций электронов подложки и адсорбированных атомов. В случае химической адсорбции атом вступает в химическую связь с материалом подложки и для рассмотрения такой связи перекрытие волновых функций играет решающую роль. Такая классификация адсорбции не является строгой, поскольку фактически всегда имеется некоторое перекрытие волновых функций и в этом смысле физическая и химическая адсорбции являются двумя

## 2.2. Физическая адсорбция атома

---

предельными случаями адсорбции атомов. Тем не менее такое разграничение оправдано экспериментально. В дальнейшем в тексте диссертации под термином "адсорбция" будет пониматься физическая адсорбция атомов поверхностью твердого тела.

В процессе соударения атомов с поверхностью подложки возможны следующие варианты атомной динамики. Во-первых, атом может отразиться от поверхности подложки аналогично лучу света падающего на зеркальную поверхность. Другим возможным вариантом является адсорбция атома поверхностью за счет потери кинетической энергии в процессе неупругого столкновения с поверхностью. В этом случае существует вероятность обратного процесса, а именно десорбции атома с поверхности твердого тела.

В случае физической адсорбции атом в момент соударения должен потерять часть своей кинетической энергии, чтобы оказаться захваченным в поверхностную потенциальную яму ван дер Ваальса 2.8. Данный процесс фактически является неупругим столкновением атома с поверхностью твердого тела. Излишек энергии передается в колебательные степени свободы атомов подложки.

Процесс десорбции атома является обратным адсорбции и происходит за счет приобретения атомом дополнительной энергии при взаимодействии с колебаниями атомов подложки, достаточной для того чтобы покинуть потенциальную яму. Скорость десорбции адсорбированного атома равна [57]:

$$W = \nu \exp\left(\frac{Q_{ad}}{kT}\right), \quad (2.19)$$

где  $\nu$  - частота колебаний адсорбированного атома ( $\sim 10^{12}$  сек $^{-1}$ );  $Q_{ad}$  - энергия связи адсорбированного атома с поверхностью, равная энергии активации десорбции (отрицательная величина);  $T$  - температура адсорбированных атомов. Температура  $T$  вообще говоря может не равняться температуре подложки. В дальнейшем будет считаться, что атомы приходят в состояние теплового равновесия с подложкой. Равновесие достигается если время пребывания атома в потенциальной яме  $\tau_{ad} \gg 1/\nu$ . Отношение величин  $Q_{ad}$  и  $kT$  определяет время жизни атома на поверхности твердого тела  $\tau_{ad}$ :

$$\tau_{ad} = \frac{1}{W} = \frac{1}{\nu} \exp\left(-\frac{Q_{ad}}{kT}\right), \quad (2.20)$$

Число атомов десорбируемых в единицу времени с единицы площади поверхности  $N \uparrow$  зависит от количества адсорбированных на единичной поверхности атомов  $N_{ad}$  и с учетом 2.19 дается выражением:

$$N \uparrow = N_{ad} \nu \exp\left(\frac{Q_{ad}}{kT}\right). \quad (2.21)$$

В стационарном состоянии количество адсорбированных в единицу времени атомов равно количеству десорбированных:

$$N \downarrow = N \uparrow. \quad (2.22)$$

## 2.2. Физическая адсорбция атома

---

Отсюда получаем зависимость состояния заполнения поверхности  $N_{ad}$  от скорости осаждения атомов  $N \downarrow$ :

$$N_{ad} = \frac{N \downarrow}{\nu} \exp\left(-\frac{Q_{ad}}{kT}\right) = N \downarrow \tau_{ad}. \quad (2.23)$$

Анализ выражения 2.21 показывает, что при прекращении столкновения атомов с поверхностью заполнение начинает постепенно уменьшаться, приближаясь к нулю. Таким образом даже при малых температурах подложки невозможно существование устойчивого осадка атомов.

Поскольку формирование атомных структур на поверхности происходит при высоких скоростях поступления атомов на поверхность, то нельзя пренебрегать взаимодействием адсорбированных атомов между собой.

Находясь на поверхности твердого тела, атом находится в сложном трехмерном потенциале. Изменение потенциала вдоль поверхности обусловлено структурой атомной решетки поверхности твердого тела и для кристаллов является периодической функцией. В направлении перпендикулярном поверхности данный потенциал описывается выражением 2.8. Возможность диффузии атомов в таком потенциале приводит к миграции атомов. При этом существует вероятность парных столкновений атомов, что приводит к образованию "островов". Такие агрегаты более стабильны относительно десорбции нежели отдельные адсорбированные атомы, поскольку между атомами в островах действуют силы, характеризующиеся энергией конденсации. Однако, при малых размерах острова отношение его поверхности к объему очень велико, что приводит к большой поверхностной энергии. Увеличение поверхностной энергии приводит к увеличению давления пара над поверхностью по сравнению с массивным образцом. Таким образом, в силу энергетической конкуренции двух физических процессов существует критическое значение размера скопления, при котором оно обладает наименьшей устойчивостью.

Для определения критического радиуса  $r^*$  атомного острова на поверхности твердого тела рассмотрим полную свободную энергию скопления как функцию его размера. Предположим, что с поверхностью подложки граничит скопление атомов имеющих полусферическую форму. Тогда площадь поверхности острова равна  $2\pi r^2$ , причем площадь контакта с поверхностью -  $\pi r^2$ , а объем -  $\frac{2}{3}\pi r^3$ . Под  $r$  стоит понимать средний линейный размер атомного острова. В данном случае полная свободная энергия выражается следующим образом:

$$\Delta F = \frac{2}{3}\pi r^3 \Delta F_v + 2\pi r^2 \sigma_1 + \pi r^2 \sigma_2 - \pi r^2 \sigma_3, \quad (2.24)$$

где первый член отвечает за объемную свободную энергию образования и величина  $\Delta F_v$  является свободной энергией конденсации материала пленки в массивном состоянии и равна:

$$\Delta F_v = -\frac{RT}{V} \ln \frac{N \downarrow}{N \uparrow} \quad (2.25)$$

Величины  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  представляют собой соответственно свободную энергию поверхности скопления и свободную энергию поверхности раздела скопления и подложки. Величина

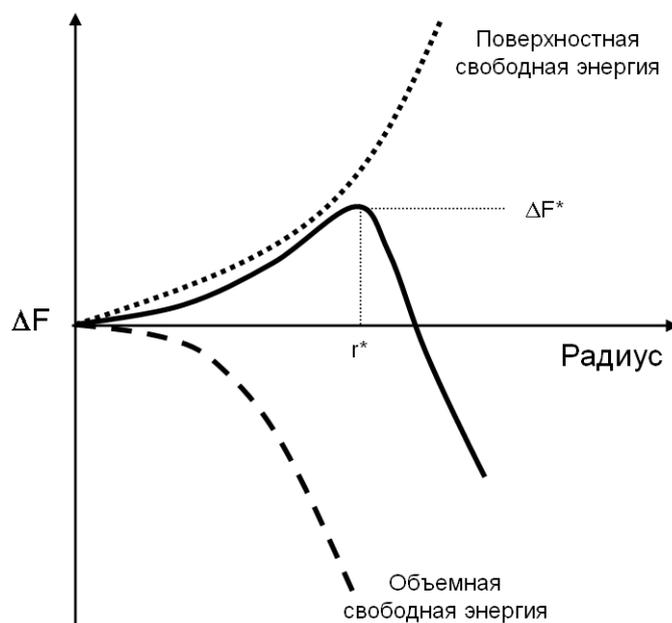


Рис. 2.3: Зависимость свободной энергии скопления от радиуса (сплошная линия), которая является суммой поверхностной энергии (точки) и объемной энергии (пунктир).

$\sigma_3$  является свободной поверхностной энергией подложки, а последний член в выражении 2.24 соответствует закрытию ранее свободной площади подложки. Величина  $V$  является атомарным объемом осаждаемого материала.

Если предположить, что при изменении размера форма и термодинамические свойства скопления не изменяются (что является только приближением помогающим понять основные закономерности процесса [58]), то из условия  $\partial\Delta F/\partial r = 0$ , при достижении критического радиуса, имеем:

$$r^* = -\frac{2\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_3}{\Delta F_v}. \quad (2.26)$$

Зависимость свободной энергии от радиуса скопления схематически изображена на рисунке 2.3. При добавлении атома к агрегату критического размера последний становится стабильным и в среднем будет расти с образованием устойчивого островка большого размера. При удалении одного атома от островка критического размера также понижает его свободную энергию и ведет к постепенному уменьшению его размера. Рост зародышей может происходить за счет двух механизмов. Первый связан с адсорбцией атомов непосредственно из газовой фазы, второй - за счет столкновения с атомами диффундирующими по поверхности подложки.

Динамика формирования пленки на поверхности подложки зависит от таким образом от следующих факторов: величины энергии связи адсорбированного атома с поверхностью твердого тела  $Q_{ad}$ ; энергии активации поверхностной диффузии адсорбированных атомов  $Q_D$ . Чем выше энергия связи адсорбированного атома с подложкой тем меньше размеры критического зародыша. При этом если подложка неоднородна

## 2.2. Физическая адсорбция атома

---

и энергия связи с адсорбированными атомами меняется вдоль поверхности, то в местах с более прочной связью формируются зародыши меньшего критического размера, а следовательно, и с большей частотой зарождения, чем на участках с менее прочной связью. Как правило высокой прочностью связи обладают дефекты на поверхности твердого тела.

Величина диффузии атома определяется динамикой атома в потенциальной яме Ван дер Ваальса, а также энергией активации  $Q_D$  поверхностной диффузии:

$$D = D_0 \exp \left[ -\frac{Q_D}{kT} \right], \quad (2.27)$$

где  $D_0$  определяется частотой перескоков атома из одной пространственной точки, расположенной на поверхности твердого тела, в другую [59]. Параметры диффузии  $D_0$  и  $Q_D$  широко исследованы для материалов полупроводниковой промышленности [60].

Энергия активации диффузии не влияет на размер критического зародыша, но влияет на скорость роста островов. Если энергия велика, то диффузия будет происходить медленно и зародыши могут расти только за счет адсорбции атомов из газовой фазы.

Выделяют три основных механизма роста тонких пленок. Эти механизмы получили свои названия по именам их авторов и включают:

1. Механизм послойного роста Франка - ван дер Мерве;
2. Механизм островкового роста Вольмера - Вебера;
3. Механизм послойного-плюс-островкового роста Странского - Крастанова.

Послойный рост по механизму Франка - ван дер Мерве относится к случаю, когда атомы пленки сильнее связаны с подложкой, чем друг с другом. В результате этого рост следующего слоя не начинается, пока не завершено формирование предыдущего, то есть имеет место строго двумерный рост.

Островковый рост по механизму Вольмера-Вебера соответствует ситуации, когда атомы пленки сильнее связаны между собой, чем с подложкой. В этом случае трехмерные островки зарождаются и растут прямо на поверхности подложки.

Послойный-плюс-островковый рост по механизму Странского-Крастанова представляет собой промежуточный случай между послойным и островковым ростом. После завершения формирования двумерного слоя идет рост трехмерных островков. Природа и толщина двумерного слоя (часто называемого слоем Странского-Крастанова) зависят от конкретного случая. Например, этот слой может быть поверхностной реконструкцией с субмонослойным покрытием адсорбата или напряженной пленкой толщиной в несколько монослоев.

Механизм роста островков на поверхности твердого тела определяется свободными энергиями натяжения поверхности  $\sigma_{surface}$ , островка  $\sigma_{island}$  и раздела остров-поверхность  $\sigma_{surface-island}$ . Так при механизме роста Франка - ван дер Мерве  $\sigma_{surface} >$

## 2.2. Физическая адсорбция атома

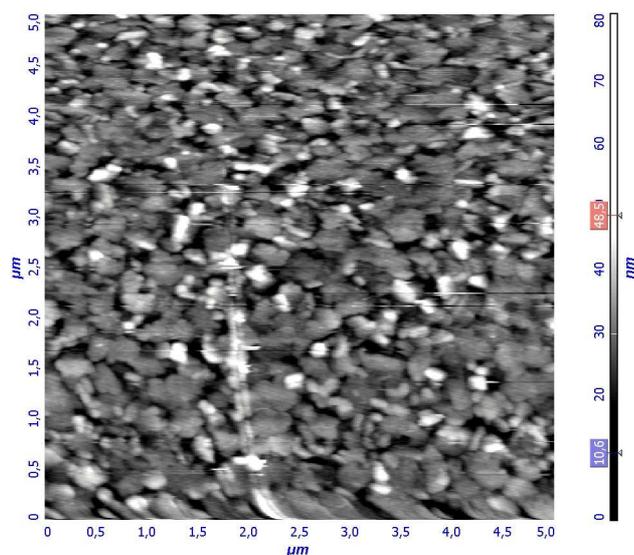


Рис. 2.4: АСМ изображение пленки золота на поверхности стекла.

$\sigma_{island} + \sigma_{surface-island}$ , при этом осаждаемый материал полностью смачивает поверхность, растекаясь по ней. В случае роста Вольмера-Вебера  $\sigma_{surface} < \sigma_{island} + \sigma_{surface-island}$  материал не смачивает поверхность, а собирается в отдельные капли.

В качестве примера можно рассмотреть структуру пленки золота на поверхности стекла. Величина свободной поверхностной энергии натяжения стекла  $\sigma_{glass}$  равна 300 эрг/см<sup>2</sup>. Аналогичную величину для поверхности золота можно рассчитать, используя табличные данные с учетом температурного коэффициента. Для золота при температуре  $T = 1276$  °К величина свободной поверхностной энергии натяжения составляет величину 1450 эрг/см<sup>2</sup>, при этом, величина  $\partial\sigma_{Au}/\partial T = -0,43$  эрг/см<sup>2</sup>·град, что для комнатной температуры  $T = 300$  °К дает значение свободной энергии  $\sigma_{Au} = 1870$  эрг/см<sup>2</sup> [57, 61]. Поскольку значение поверхностного натяжения является величиной положительной, то нет необходимости оценивать значение  $\sigma_{Au-glass}$  свободной энергии натяжения раздела золото-стекло, т.к.  $\sigma_{glass} < \sigma_{Au}$ , то при напылении золота на поверхность стекла происходит островковый рост по механизму Вольмера-Вебера. Это приводит к образованию на поверхности подложки сложной картины отдельных островков. Пример такой поверхности полученной с использованием атомно-силового микроскопа представлен на рисунке 2.4.

По мере увеличения размеров островков, в процессе роста, происходит их перекрытие. Как показывают многочисленные исследования поверхности, при этом на границе, по которой происходит соприкосновение, могут возникать дефекты, связанные со структурным различием каждого отдельно островка. Так, например, кристаллическая решетка одного островка, даже будучи ориентированной одинаково с решеткой другого, может быть сдвинута относительно него на расстояние не кратное периоду решетки. При соприкосновении таких островков по одной из граней смещение их решеток приводит к образованию дефекта упаковки на общей поверхности этих островков.

Наиболее часто встречающимся дефектом в напыленных пленках являются дисло-

### 2.3. Влияние динами атомов на поверхности твердого тела на формирование атомных структур заданной геометрии

кации. Плотность их может достигать  $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Существует пять возможных механизмов возникновения дислокаций в процессе роста пленки:

1. при слиянии двух островков, кристаллические решетки которых повернуты друг относительно друга;
2. существование напряжений на краю пор, формирующихся на ранней стадии зарождения пленки;
3. продолжение дислокаций материала подложки в пленке;
4. при наличии дефекта упаковки;
5. на границе между пленкой и подложкой при снятии напряжений.

## 2.3 Влияние динами атомов на поверхности твердого тела на формирование атомных структур заданной геометрии

Для описания процесса адсорбции на ранних этапах, когда острова не перекрываются, можно воспользоваться скоростными уравнениями [62]. Для плотности  $N_{ad}$  свободных атомов на поверхности в зависимости от времени:

$$\frac{dN_{ad}}{dt} = N \downarrow (1 - \theta) - \frac{N_{ad}}{\tau_{ad}} - N \downarrow N_{ad} - 2\sigma_0 N_{ad} - \sigma_i N, \quad (2.28)$$

где  $\theta$  - величина площади, занимаемая островами;  $\tau_{ad}$  - время жизни атома на поверхности;  $\sigma_0$  и  $\sigma_i$  - вероятность образования острова из двух атомов и вероятность присоединения атома к уже существующему острову. Таким образом, первый член в правой части уравнения дает количество атомов, адсорбируемых на чистую поверхность, второй учитывает эффект десорбции атомов с поверхности. Следующий член описывает убыль единичных атомов за счет адсорбции другого атома рядом с имеющимся за счет чего образуется остров. Далее следуют члены отвечающие за образование островов из двух атомов и присоединения атома к уже имеющемуся острову.

Количество островов на поверхности может быть описано следующим выражением:

$$\frac{dN}{dt} = N \downarrow N_{ad} + \sigma_0 N_{ad}, \quad (2.29)$$

где первый член отвечает за адсорбцию атома в непосредственной близости с уже имеющимся на поверхности, а второй отвечает процессу слияния двух атомов в остров.

Величина  $\theta$  в уравнении 2.28 определяет полную площадь поверхности, которую занимают острова. Уравнение для этой величины имеет вид:

$$\frac{\theta}{dt} = 2[N \downarrow N_{ad} + \sigma_0 N_{ad}] + \sigma_i N + JN - \frac{\theta}{\tau_{ad}^{island}}. \quad (2.30)$$

### 2.3. Влияние динами атомов на поверхности твердого тела на формирование атомных структур заданной геометрии

---

Выражение в квадратных скобках описывает увеличение покрытой площади за счет слияния двух атомов, далее следует член, отвечающий за увеличение суммарной площади островов за счет присоединения атома к уже имеющемуся острову. Величина  $J$  описывает динамику атома адсорбированного на поверхность острова, а член в который она входит описывает непосредственное увеличение покрытой поверхности за счет такого процесса. Данный член зависит от скорости диффузии атома на поверхности островка, а так же размеров отдельно островка. Последний член отвечает за десорбцию атомов с поверхности острова.

Отметим, что средний радиус островов может быть определен из соотношения:

$$R \sim \left( \frac{\theta}{N} \right)^{1/2} \quad (2.31)$$

Таким образом процесс роста островов на поверхности твердого тела, до момента времени когда они начинают перекрываться, может быть описан системой уравнений, приведенных выше. Скорость роста островов зависит от соотношения между потоком атомов, падающих на поверхность, скоростью диффузии атомов по поверхности и временем десорбции.

Помимо влияния на скорость роста островков при создании атомных структур диффузия атомов может являться причиной искажения формы, создаваемой структуры. Подвижность атома на поверхности тела может приводить к существенным искажениям структуры или же полностью препятствовать локальной сборке структур. Расстояние  $X_s$ , определяющее размытие, может быть определено как:

$$X_s = \sqrt{D\tau_{ad}}, \quad (2.32)$$

Данная величина является максимальным расстоянием, которое может пройти атом на поверхности твердого тела за счет поверхностной диффузии за время жизни  $\tau_{ad}$ . Очевидно, если характерный линейный размер, создаваемой структуры,  $L$  будет сравним или меньше величины  $X_s$ , то создание такой структуры невозможно.

Выделяют два предельных случая динамики и роста атомных структур на поверхности твердого тела. В первом случае величина длины диффузии  $X_s$  больше среднего расстояния между адсорбированными атомами  $\bar{l} = 1/\sqrt{N_{ad}}$ . В данном случае рост структур определяется диффузией атомов на поверхности твердого тела и их столкновениями с образованием стабильных островков. В противоположном случае, при доминировании испарения атомов с поверхности твердого тела, зарождение и рост островков происходит за счет непосредственной адсорбции атомов из газовой фазы на уже существующие атомы и островки на поверхности. При этом члены, отвечающие за диффузию атомов, в уравнениях 2.28, 2.29 и 2.30 можно не рассматривать.

Более подробное описание поведения атомов на поверхности твердого тела можно найти в работе [59].

### 2.4 Методы характеристики поверхности

Самым первым прибором для детального изучения морфологии поверхности можно считать оптический микроскоп. Долгое время он оставался единственным прибором, позволяющим увеличить объекты величиной менее 50 мкм, что является пределом для невооруженного человеческого глаза. В настоящее время методика оптической микроскопии занимает одно из ведущих мест при анализе микроскопических объектов. Разрешение современных оптических микроскопов определяется дифракционным пределом и по критерию Рэллея составляет величину порядка 500 нм.

Одним из наиболее точных методов изучения структуры поверхности и материалов является электронная микроскопия. Разрешение электронного микроскопа составляет величину в несколько нанометров и обеспечивается малой длиной волны де Бройля ускоренных в электрическом поле электронов. Ограничением разрешающей способности такого микроскопа выступают кулоновские силы отталкивания между электронами. Создание электронной микроскопии позволило изучать объекты, размеры которых существенно меньше 1 мкм, что привело к ее широкому использованию в физике твердого тела, кристаллографии, химии твердого тела, материаловедении и минералогии. Способность различать отдельные колонки атомов в кристалле привела к появлению термина "просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения". В настоящее время с помощью электронной микроскопии высокого разрешения можно наблюдать расположение атомов, изучать их распределение в кристаллических и коллоидных частицах, изучать различные дефекты кристаллической структуры, исследовать структуру различных веществ и материалов. Электронная микроскопия позволяет прямо и непосредственно определить размеры наночастиц и нанокристаллитов [63].

Одним из ограничений использования электронных микроскопов выступает высокая стоимость и сложность такого оборудования. Поэтому наряду с методами электронной микроскопии в современных исследованиях поверхности широко используют зондовую микроскопию. Зондовая микроскопия — это совокупность методов определения локальных механических, электрических, магнитных и других свойств поверхности, основанная на использовании микро и нанозондов геометрические размеры которых определяют величину пространственного разрешения. Наиболее часто используемыми являются сканирующий туннельный микроскоп (СТМ) и атомно-силовой микроскоп (АСМ).

Первый сканирующий туннельный микроскоп был разработан и запатентован сотрудниками лаборатории ИВН в Цюрихе Гердом Карлом Биннигом и Генрихом Рорером в 1981 году [64]. Важность данного изобретения была отмечена Нобелевской премией по физике 1986 года.

Роль зонда в СТМ выполняет тончайшая металлическая игла на конце которой в предельном случае может находиться всего один атом. Расстояние между зондом и проводящей поверхностью составляет величину 4-7 Å, что является положением равновесия между притягивающим потенциалом Ван дер Ваальса и отталкивающим потенциалом поверхности [65]. При этом электронные облака на кончике зонда и ближайшего к нему

## 2.4. Методы характеристики поверхности

---

атома объекта перекрываются. Разность потенциалов между зондом и поверхностью приводит к появлению туннельного тока (1–1000 пА), величина которого экспоненциально убывает с увеличением расстояния между иглой и образцом. Данное расстояние контролируется при помощи системы обратной связи, управляющей пьезоэлектрической подвижкой. Пьезоэлектрические двухкоординатные манипуляторы перемещают зонд вдоль поверхности образца при этом происходит изменение величины туннельного тока.

Существует два режима работы СТМ: по постоянному току и по постоянной высоте. В первом из этих режимов, обратная связь контролирует величину туннельного тока, управляя вертикальной пьезоэлектрической подвижкой. Данное управление направлено на то, чтобы поддерживать величину туннельного тока постоянной, при этом регистрируется величина управляющего сигнала обратной связи как функция координат зонда над поверхностью. Во втором режиме работы постоянной поддерживается расстояние иглой и поверхностью. В качестве регистрируемого сигнала в данном варианте работы выступает величина туннельного тока. В обоих случаях регистрируемый сигнал представляется в виде карты поверхности. Разрешающая способность микроскопа достигает атомного уровня, т.е. могут быть видны отдельные атомы, размеры которых составляют 0,2 нм.

Трудности исследования образцов в сканирующем туннельном микроскопе и, в особенности, невозможность изучения непроводящих материалов побудили тех же авторов разработать атомно-силовой микроскоп (АСМ) [64]. В основе атомно-силовой микроскопии лежит измерение малых сил притяжения и отталкивания, возникающих вблизи поверхности. В большинстве случаев в качестве силы притяжения выступает сила Ван дер Ваальса. Как и в сканирующем туннельном микроскопе, над объектом перемещается зонд в виде заостренного до атомных размеров острия (осколок алмаза, кремния, нитрида кремния), расположенного на выступающем кантилере способном изгибаться. В зависимости от величины расстояния между зондом и образцом при проведении измерений, выделяют три режима работы микроскопа: контактный, безконтактный и полуконтактный.

При контактном режиме (режиме отталкивания) сила отталкивания уравновешивается силой упругости кантилевера, а величина изгиба кантилевера определяется по регистрации отклонения лазерного луча, отраженного от верхней части кантилевера, при помощи двухсекционного фотодиода. Рельеф исследуемой поверхности формируется в режиме постоянной высоты или в режиме постоянной силы. В первом случае кантилевер передвигается в горизонтальной плоскости и регистрируются его отклонения в каждой точке. Во втором случае система обратной связи поддерживает изгиб кантилевера постоянным, а детектируемым сигналом является управляющий сигнал обратной связи.

В бесконтактном режиме работы кантилевер колеблется на резонансной частоте вблизи поверхности. Действие притягивающих сил вблизи поверхности на кантилевер смещают частоту резонанса, что проявляется в уменьшении амплитуды колебаний. Это изменение регистрируется с использованием синхронного детектора. Полуконтактный

## 2.4. Методы характеристики поверхности

---

режим колебаний аналогичен бесконтактному, однако в нижней части траектории колебаний кантилевер касается поверхности образца.

Семейство зондовых микроскопов наряду со сканирующим туннельным и атомно-силовым микроскопами включает многие другие типы микроскопов: сканирующий оптический микроскоп ближнего поля (разрешение до 50 нм), сканирующий ёмкостной микроскоп с разрешением 500 нм, сканирующий тепловой микроскоп с продольным пространственным разрешением 50 нм, сканирующий бесконтактный микроскоп (пространственное разрешение в плоскости образца 5 нм), магнитно-силовой микроскоп с разрешением менее 100 нм, сканирующий фрикционный микроскоп, электростатический силовой микроскоп, сканирующий микроскоп неупругого туннелирования для регистрации фононных спектров молекул, микроскоп с эмиссией баллистических электронов, силовой микроскоп с инверсной фотоэмиссией, акустический микроскоп ближнего поля. Принципы действия сканирующих зондовых микроскопов и их основные конструкции описаны в [67, 68, 69, 70].

Другим методом анализа поверхности и создаваемых структур является регистрация рассеянного излучения. При островковом росте частиц, каждый из островов является центром рассеяния падающего излучения. В случае зеркальных покрытий данный эффект является одной из причин уменьшения коэффициента отражения. Если на поверхности расположены  $N$  частиц, то рассеянная мощность в телесный угол  $do$  будет определяться следующим выражением:

$$P = \sum_i^N d\sigma_i I_0 \quad (2.33)$$

где  $d\sigma_i$  - дифференциальное эффективное сечение частицы  $i$  в телесный угол  $do$ , а  $I_0$  - интенсивность падающего излучения.

Дифференциальное эффективное сечение рассеяния не поляризованной волны в телесный угол  $do$  для частиц с размерами меньше длины волны падающего излучения определяется выражением [71]:

$$d\sigma = \frac{\omega^4}{2c^4} V^2 |\alpha|^2 (1 + \cos^2 \vartheta) do, \quad (2.34)$$

где  $\alpha$  - поляризуемость частицы объема  $V$ ,  $\vartheta$  - угол между направлением падения зондирующего луча с частотой  $\omega$  и направлением рассеяния.

В предположении, что геометрические параметры частиц одинаковы, что справедливо если рост отдельных островов происходил в одинаковых условиях, дифференциальные сечения рассеяния отдельных островов равны. Следовательно для полной рассеянной мощности из 2.33 получим:

$$P = Nd\sigma I_0. \quad (2.35)$$

Видно, что при сделанных предположениях сигнал рассеяния будет пропорционален количеству островов на поверхности подложки. Поскольку из предположения об одинаковости геометрических размеров частиц следует одинаковое количество атомов,

## 2.5. Выводы

---

содержащихся в них, то рассеянный сигнал будет увеличиваться в процессе роста островов за счет адсорбции дополнительных атомов. При этом, характер роста сигнала рассеяния будет квадратичен относительно количества адсорбированных атомов (см. 2.34).

При слиянии отдельных островов будет происходить изменение их размера и количества. В силу этого будет меняться и сигнал рассеяния. Это накладывает ограничения на возможность применения метода регистрации роста структур при помощи рассеянного света.

## 2.5 Выводы

Рассмотренная динамика атомов на поверхности твердого тела является упрощенной моделью, которая помогает понять основные процессы протекающие на поверхности подложки. Стоит отметить, что в действительности форма потенциальной кривой взаимодействия атома с поверхностью твердого тела не описывается в виде ван дер Ваальса. В каждом данном случае форма потенциальной кривой зависит от многих факторов, включающих в себя как материалы взаимодействующих атома и поверхности, так и предысторию данной подложки. Описанная форма кривой является предельным случаем, что не сужает рассмотрение динамики атома на поверхности твердого тела.

Стабильность островковых образований при адсорбции атомов и скорость роста структуры зависит от свойств подложки и материала адсорбата. Основной характеристикой при определении внутреннего строения структуры является свободная поверхностная энергия материалов. В частности шероховатость создаваемой структуры зависят от соотношения этих энергий. При этом, скорость роста и концентрация островков зависят от потока атомов адсорбата.

## Глава 3

# Фокусировка атомного пучка для применения в литографическом процессе

Данная глава посвящена исследованию возможности создания атомных микроструктур на поверхности твердого тела с использованием методов атомной оптики пространственного контроля атомных пучков. Предложен метод использования квадрупольного магнитного поля совместно с двумерной конфигурацией  $\sigma^+ - \sigma^-$  поляризованного лазерного излучения для фокусировки теплового атомного пучка в область микронного размера. Экспериментальные исследования показали, что использование такой конфигурации постоянного магнитного и квазирезонансного электромагнитного полей позволяет осуществлять как высокую монохроматизацию теплового атомного пучка, так и его высокую степень фокусировки, что может быть использовано для создания атомных микроструктур на поверхности твердого тела.

Исследование фокусировки атомного пучка производилось на примере атома рубидия. Рассмотрена динамика атомов рубидия в квадрупольном магнитном поле в присутствии квазирезонансного электромагнитного поля. Взаимодействие с такой конфигурацией полей приводит к фокусировке теплового атомного пучка, что можно рассматривать как действие атомной линзы с эффективным фокусным расстоянием  $f$ , выражение для которого рассматривается в данной главе. Экспериментальная реализация такой фокусировки подтверждает теоретические оценки.

### 3.1 Динамика атома в поле квазирезонансного излучения

Динамика центра масс атома в поле световой волны длина которой много много больше размеров атома определяется электрическим дипольным взаимодействием. Взаимодействие атома с электрическим полем  $E = E(\mathbf{r}, t)$  световой волны проявляется в возникновении наведенного дипольного момента  $\mathbf{D}$  отличного от нуля. Взаимодействие

### 3.1. Динамика атома в поле квазирезонансного излучения

наведенного дипольного момента атома со световой волной определяется выражением:

$$V = -\mathbf{D}E, \quad (3.1)$$

Индукцированный атомный диполь  $\mathbf{D}$  возникает в силу дипольных переходов атома между стационарными квантовыми уровнями. Понятие силы, действующей на частицу, является классическим и применимо для описания систем не обладающих внутренней структурой, которые двигаются классически или квазиклассически. В случае дипольного взаимодействия атома с электромагнитным полем действие силы на атом можно рассматривать только при выполнении двух условий. Первое из них - малость флуктуаций индуцированного дипольного момента атома. При выполнении этого условия атом может рассматриваться как безструктурная классическая частица. Второе условие является общим условием для рассмотрения систем с квазиклассической точки зрения, а именно малость флуктуаций импульса частицы по сравнению со своим средним значением.

Оба условия выполняются когда время дипольного взаимодействия атома и лазерного поля  $t$  значительно больше чем время релаксации атома  $\tau_{intern}$  внутренних атомных уровней, вовлеченных в дипольное взаимодействие, а также квантовые флуктуации атомного импульса  $\delta p_{qu}$  малы по сравнению с изменением  $\delta p$  среднего импульса атома:

$$\begin{aligned} \tau_{intern} &\ll t \\ \delta p_{qu} &\ll \delta p. \end{aligned} \quad (3.2)$$

При выполнении первого условия 3.2 состояние внутренних атомных уровней быстро приходит к квазиклассическому значению соответствующему малости флуктуаций индуцированного дипольного момента. В свою очередь, выполнения второго уравнения 3.2 обеспечивает малость квантовых флуктуаций по сравнению с импульсом атома.

В простом случае двухуровневого атома (рис. 3.1) единственным временем релаксации атомного уровня является время жизни верхнего возбужденного состояния  $\tau_{intern} = \tau_{sp} = 1/W_{sp}$ , где  $W_{sp} = 2\gamma$  - вероятность спонтанного распада верхнего уровня. В этом случае вышеописанное верно когда время взаимодействия атома с полем лазерного излучения велико по сравнению с временем жизни возбужденного атома. Второе условие 3.2 автоматически выполняется для двухуровневого атома так как квантовые флуктуации атомного импульса определяются импульсом фотона  $\delta p_{qu} = \hbar k$ , где  $k = \omega/c$  - волновой вектор лазерного излучения. Изменения импульса атома определяются из условия взаимодействия резонансного излучения с атомом,  $\delta p \approx M\gamma/k$ . Как можно увидеть, условие  $\hbar k \ll M\gamma/k$  эквивалентно тому, что частота отдачи  $\omega_r = \hbar k^2/2M$ , определяющая энергию отдачи  $R = \hbar\omega_r$ , мала по сравнению с естественной шириной дипольного перехода:

$$\omega_r \ll \gamma. \quad (3.3)$$

Последнее условие всегда выполняется для дипольных переходов [72].

При выполнении условий 3.2 дипольный момент  $\langle D \rangle = Tr(\rho D)$  атома может быть определен при помощи квазиклассической атомной матрицы плотности  $\rho = \rho(r, v, t)$ ,

### 3.1. Динамика атома в поле квазирезонансного излучения

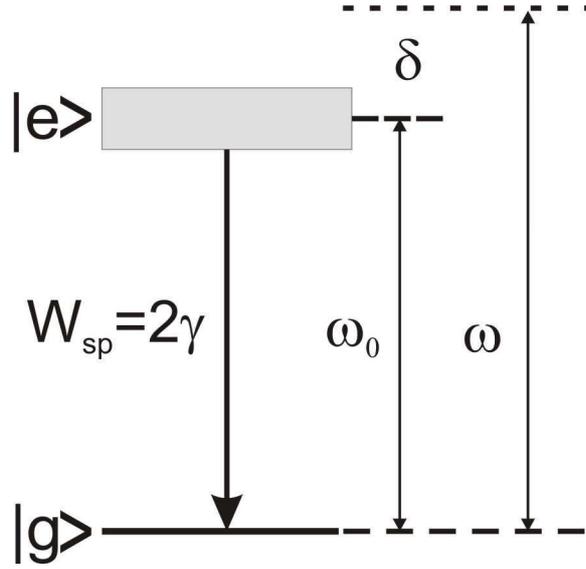


Рис. 3.1: Двухуровневый атом, взаимодействующий с полем лазерного излучения

которая является функцией координат  $r$  и скорости  $v$  классически движущегося атома.

$$\langle D \rangle = \rho_{\alpha\beta} D_{\beta\alpha}, \quad (3.4)$$

где  $D_{\beta\alpha}$  - матричный элемент оператора дипольного момента атома.

В соответствии с выражением 3.1 энергия взаимодействия атома с лазерным полем будет определяться следующим выражением:

$$U = \langle V \rangle = -\langle D \rangle E. \quad (3.5)$$

Это выражение формально совпадает с классическим выражением взаимодействия постоянного диполя с электрическим полем  $E$ . Выражение 3.5 может быть использовано для определения силы  $F$ , действующей на атом со стороны лазерного поля.

$$F = -\nabla U = \nabla(\langle D \rangle E). \quad (3.6)$$

Выражение 3.6 дает общее выражение для силы, действующий в лазерном поле на атом. С квантовомеханической точки зрения сила 3.6 возникает из-за обмена квантовомеханического импульса между атомом и полем в присутствии спонтанного распада. Обмен импульсом происходит в ходе процесса поглощения фотона с последующем переиспусканием [73].

Основные свойства силы 3.6 можно понять на примере двухуровневого атома, взаимодействующего с монохроматической электромагнитной волной  $E = eE_0(r)\cos(kr - \omega t)$ .

В этом случае анализ показывает, что полная сила 3.6 состоит из суммы двух сил:

### 3.1. Динамика атома в поле квазирезонансного излучения

---

силы радиационного давления  $F_{rp}$  и дипольной градиентной силы  $F_{gr}$  [74].

$$F = F_{rp} + F_{gr},$$

$$F_{rp} = \hbar k \Gamma \frac{G(r)}{1 + G(r) + (\delta - kv)^2 / \Gamma^2}, \quad (3.7)$$

$$F_{gr} = -\frac{1}{2} \hbar (\delta - kv) \frac{\nabla G(r)}{1 + G(r) + (\delta - kv)^2 / \Gamma^2}, \quad (3.8)$$

где  $G(r) = I(r)/I_{sat}$  -параметр насыщения атомного перехода.

Можно дать простую интерпретацию двух частей из которых состоит сила, действующая на атом. Сила радиационного давления  $F_{rp}$  появляется за счет вынужденного поглощения фотонов лазерного излучения и спонтанного переизпускания их во всевозможные моды вакуумного поля. В силу того, что направление испускания спонтанного излучения произвольно, то импульс от фотона к атому передается в течении большого количества циклов поглощения-испускания. Таким образом сила 3.7 есть результатом передачи атому импульса процессе индуцированного поглощения и спонтанного излучения и является диссипативной.

Поле пространственно-неоднородной волны может быть представлено в виде суперпозиции плоских волн, распространяющихся под разными углами. В такой конфигурации полей импульс атома может изменяться в силу другого процесса. А именно, индуцированное поглощение фотона атомом происходит из одной моды после чего за счет индуцированного испускания фотон излучается в вакуумную моду, соответствующую другой плоской волне. Оба фотона, участвующих в этом процессе имеют одинаковую энергию и различаются только направлением своего распространения. Этот эффект приводит к появлению действия градиентной силы  $F_{gr}$  3.8 на атом со стороны поля лазерного излучения. В силу описанного градиентная сила является консервативной.

Эффекты, производимые этими силами, различны. В то время когда сила радиационного давления  $F_{rp}$  всегда изменяет скорость атома в направлении распространения излучения  $\mathbf{k}$ , градиентная сила  $F_{gr}$  старается вытолкнуть или втянуть атом в лазерный луч в зависимости от отстройки частоты относительно точного атомного перехода.

В дальнейшем будут рассматриваться электромагнитные поля в которых действие силы  $F_{gr}$  можно пренебречь и будет считаться, что на атом действует только сила светового давления 3.7. На рисунке 3.2 представлен график силы  $F_{rp}$  в зависимости от скорости атома, взаимодействующего с плоской волной. Отстройка  $\delta = -2\Gamma$ , волновой вектор  $k = 2\pi/\lambda$ , где  $\lambda = 780$  нм., что соответствует D2 линии перехода атома рубидия. Из графика видно, что сила, действующая на атом максимальна для скоростей, направленных навстречу световой волне и действует против движения атома. При таком взаимодействии осуществляется уменьшение скорости атома.

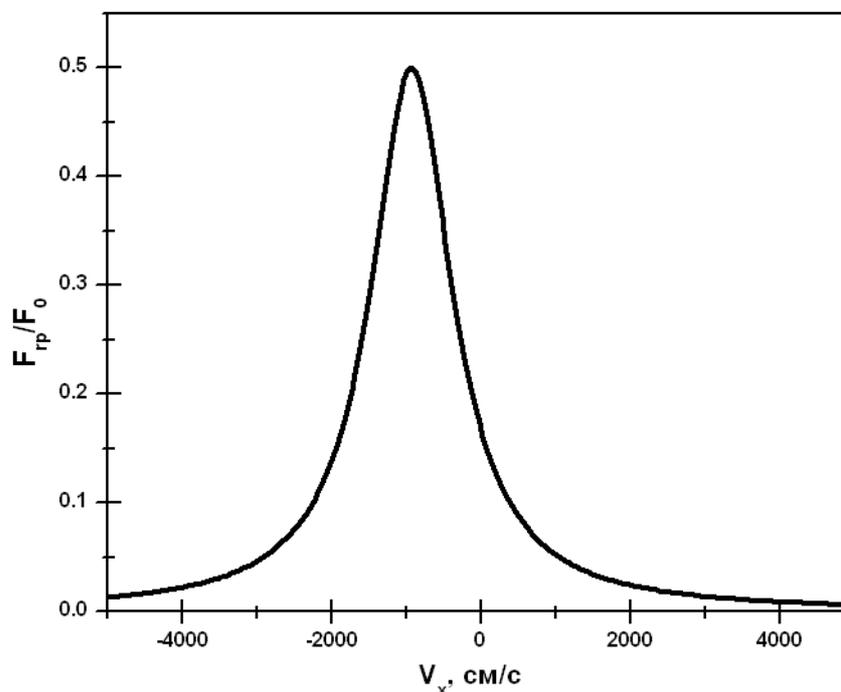


Рис. 3.2: Сила светового давления  $F_{rp}$ , нормированная на величину  $F_0 = \hbar k \Gamma$ , в зависимости от скорости атома при отстройке частоты лазерного излучения  $\delta = -2\Gamma$ .

## 3.2 Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

Анализ выражения 3.7 для силы, действующей на атом показывает, что величина силы зависит от отстройки лазерного излучения, а также от скорости атома. Рассмотрим взаимодействие атома рубидия с плоской электромагнитной волной частота которой находится в резонансе с D2 линией перехода атома в возбужденное состояние. Пусть величина отстройки  $\delta = kv$  (т.е. рассмотрим скоростную группу находящуюся в точном резонансе с лазерным излучением), тогда сила, действующая на атомом дается выражением:

$$F_{rp} = \hbar k \Gamma \frac{G}{1 + G}. \quad (3.9)$$

При величине насыщения атомного перехода  $G = 1$  на атом рубидия со стороны излучения действует сила  $F_{rp} = 1,5$  нН. Действие силы приводит к уменьшению скорости атома, что в силу эффекта Доплера нарушает резонансное взаимодействие атома с электромагнитным полем при изменении частоты на величину большую чем естественная ширина атомного перехода, что происходит при  $\delta v = \gamma/k \approx 5$  м/с.

Для компенсации сдвига атомного резонанса за счет изменения скорости атома чаще всего используется эффект Зеемана взаимодействия атома с магнитным полем. При согласованном изменении величины магнитного поля, вызывающего сдвиг атомных

### 3.2. Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

уровне компенсирующий эффект Доплера [75], с изменением скорости атома удается добиваться продольного охлаждения теплового атомного пучка до скоростей 10 м/с [76].

Смещение частоты атомного перехода атома, находящегося в постоянном магнитном поле  $\mathbf{V}$  пропорционально его величине:  $\delta\omega = \alpha\mathbf{V}$ , где величина  $\alpha$  определяется внутренней структурой уровней атома. Условие резонансного взаимодействия атома с электромагнитным излучением в присутствии магнитного поля будет выглядеть следующим образом:

$$\delta - \mathbf{k}\mathbf{v} - \alpha\mathbf{V} = 0. \quad (3.10)$$

При пространственном изменении магнитного поля  $B = B(r)$  можно добиться выполнения условия 3.10 резонансного взаимодействия атома с электромагнитной волной на значительной длине взаимодействия. Сила светового давления, действующая на атом со стороны электромагнитной волны принимает вид:

$$F_{rp} = \hbar k \Gamma \frac{G(r)}{1 + G(r) + (\delta - \mathbf{k}\mathbf{v} - \alpha\mathbf{V})^2 / \Gamma^2}. \quad (3.11)$$

Величина взаимодействия  $\alpha$  зависит от структуры энергетических уровней атома. Рассмотрим подробнее структуру основного  $5S_{1/2}$  и однократно возбужденного  $5P_{3/2}$  состояний атома  $^{85}\text{Rb}$ . Возбуждение атома  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  соответствует D2 линии рубидия с длиной волны перехода равной 780 нм. Время жизни возбужденного состояния составляет 26 нс., что дает ширину атомного перехода  $G = 2\pi \times 6$  МГц. Интенсивность насыщения перехода составляет 1,6 мВт/см<sup>2</sup> [77].

За счет взаимодействия полного момента  $\mathbf{J}$  атома со спином ядра  $\mathbf{I} = 5/2$  происходит расщепление основного и возбужденного уровней атома на ряд компонент каждая из которых характеризуется набором квантовых чисел:  $\mathbf{J}, \mathbf{I}, \mathbf{F}, m_F$ , где  $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$  - полный момент атома, а  $m_F$  - его проекция на выделенное направление. Структура сверхтонкого расщепления уровней рубидия представлена на рисунке 3.2. Основное состояние атома рубидия расщепляется на два уровня с  $F=2$  и  $F=3$  расстояние между которыми равно 3,0357 ГГц. Возбужденное состояния состоит из четырех уровней  $F=1, 2, 3, 4$ . Каждый уровень является вырожденным и состоит из  $2F+1$  магнитных подуровней, характеризующихся квантовым числом  $m_F$ .

Рассмотрим возможные переходы между стационарными уровнями атома рубидия в дипольном приближении. В этом случае правила отбора дают  $\Delta S = 0$  и  $\Delta I = 0$ . Для D2 линии рубидия, которой соответствует рассматриваемый переход  $\Delta J = 1$ . Помимо этого необходимо выполнение условия  $\Delta F = 0, \pm 1$ . Таким образом с основного подуровня  $F=2$  возможны переходы на подуровни сверхтонкой структуры, соответствующие возбужденному состоянию со значениями полного углового момента  $F'=1, 2, 3$ . Для подуровня  $F=3$  возможны переходы в  $F'=2, 3, 4$ . Переходы  $F=2 \rightarrow F'=1$  и  $F=3 \rightarrow F'=4$  являются циклическими, т.к. попав в возбужденное состояние атом в силу разрешенных переходов возвращается в исходное состояние. Наиболее интересным с точки зрения взаимодействия атома с внешним электромагнитным полем является второй случай

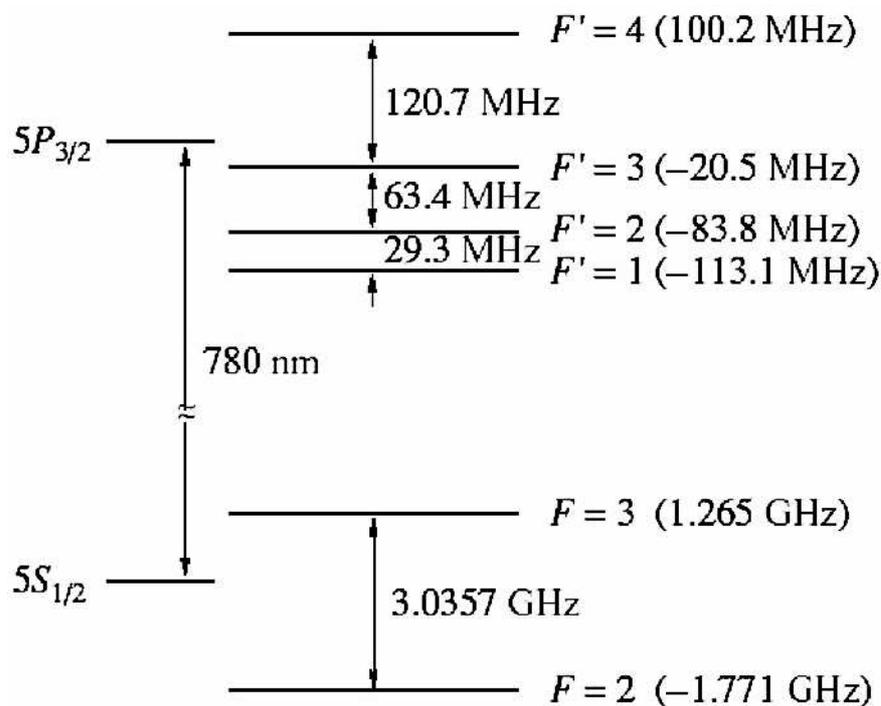


Рис. 3.3: Структура сверхтонкого расщепления уровней  $^{85}\text{Rb}$ .

возбуждения, обладающий большим дипольным моментом перехода, что приводит к развитию большей силы.

При рассмотрении циклических переходов атома рубидия в возбужденное состояние  $F=3 \rightarrow F'=4$  необходимо учитывать наличие других близкорасположенных уровней. Так существует вероятность равная  $6 \times 10^{-4}$  перехода атома в состояние с  $F'=3$ . После такого перехода атом с равной вероятностью может перейти как в состояние с  $F=3$ , так и в состояние с  $F=2$ , что нарушит цикличность взаимодействия атома с электромагнитным излучением. Для восстановления цикличности взаимодействия используется дополнительное излучение на частоте перехода  $F=2 \rightarrow F'=3$ , которое возвращает атом в исходное состояние (рис. 3.2).

Внешнее магнитное поле снимает вырождение уровней сверхтонкой структуры. При рассмотрении взаимодействия атома с магнитным полем необходимо рассматривать два случая: 1) взаимодействие со слабыми и 2) сильными полями. Слабыми полями считаются те поля которые вызывают смещение атомных уровней на величину меньшую чем расстояние между соседними уровнями. В этом случае каждая сверхтонкая компонента, характеризуемая квантовым числом  $F$ , расщепляется на  $2F+1$  уровень с разными проекциями магнитного момента на выделенную ось квантования  $m_F$ . Потенциал взаимодействия в случае слабых полей дается выражением:

$$U_{m_F} = \mu_B g_F m_F B, \quad (3.12)$$

### 3.2. Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

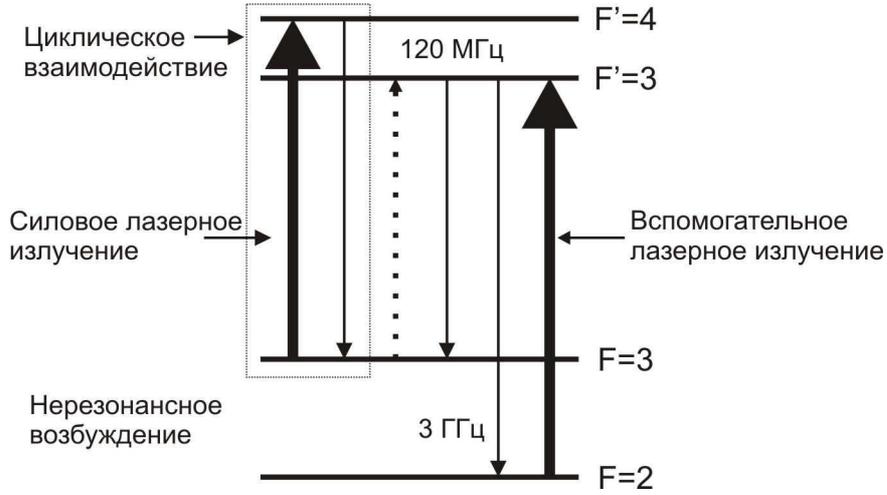


Рис. 3.4: Схема обеспечения цикличности взаимодействия атома рубидия с лазерным излучением.

Уровень	F	J	L	S	I	$g_J$	$g_F$
$5S_{1/2}$	2	1/2	0	1/2	5/2	2	-1/3
	3	1/2	0	1/2	5/2	2	1/3
$5P_{3/2}$	1	3/2	1	1/2	5/2	4/3	-1
	2	3/2	1	1/2	5/2	4/3	1/9
	3	3/2	1	1/2	5/2	4/3	7/18
	4	3/2	1	1/2	5/2	4/3	1/2

Таблица 3.1: Квантовые числа и факторы Ланде для всех подуровней сверхтонкой структуры D2 линии атома  $^{85}Rb$ .

где  $\mu_B = 9,27 \times 10^{-21}$  эрг/Гс - магнетон Бора,  $B$  - магнитное поле, а  $g_F$  - фактор Ланде:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} = \left(1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}\right) \left[\frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}\right] \quad (3.13)$$

В таблице 3.2 представлены факторы Ланде для всех уровней сверхтонкой структуры рассматриваемого изотопа атома рубидия [78].

При взаимодействии с сильными магнитными полями смещение атомного уровня становится больше расстояния между уровнями. В этом случае полный момент атома  $F$  не является сохраняющейся величиной, т.к. энергия взаимодействия электрона с внешним полем превышает энергию взаимодействия с полем ядра. При таком взаимодействии каждый уровень характеризуемый квантовым числом  $J$  расщепляется на  $(2J+1)(2I+1)$  компонент, описываемых квантовыми числами  $m_I$  и  $m_J$ , энергия взаимодействия которых с внешним магнитным полем определяется выражением:

$$U_{m_J, m_I} = \mu_B g_J B m_J + A m_I m_J, \quad (3.14)$$

### 3.2. Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

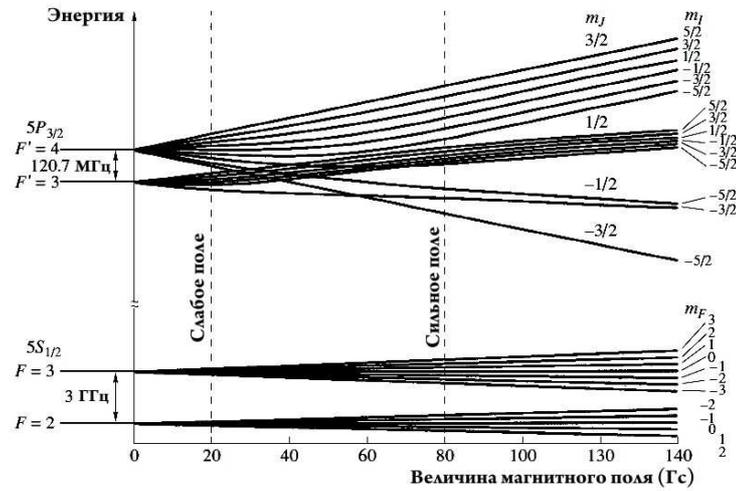


Рис. 3.5: Структура сверхтонкого расщепления уровней  $^{85}\text{Rb}$  во внешнем магнитном поле основного  $5S_{1/2}$  и возбужденного  $5P_{3/2}$  ( $F'=3,4$ ) состояний.

где  $A$  - константа сверхтонкого расщепления, которая для основного уровня  $5S_{1/2}$  равна 1 ГГц, а для уровня  $5P_{3/2}$  - 25 МГц [79].

Таблицы, описывающие энергии расщепления атомных уровней в слабых и сильных магнитных полях можно найти в [78]. На рисунке 3.2 представлено расщепление уровней сверхтонкой структуры основного и возбужденного состояний рубидия в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Как показывает анализ, поля могут считаться слабыми для уровня  $5S_{1/2}$  вплоть до значений порядка 200 Гс, а для уровня  $5P_{3/2}$  до 20 Гс, а значит взаимодействие в этих полях описывается выражением 3.12.

Рассмотрим подробнее возможные переходы между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры. Правила отбора для изменения магнитного квантового числа дают  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ . При этом переходы  $\Delta m_F = 0$  реализуются при взаимодействии атома с линейно-поляризованным излучением; переходы  $\Delta m_F = -1$  соответствуют взаимодействию с  $\sigma^-$ , а  $\Delta m_F = 1$  с  $\sigma^+$  циркулярно-поляризованным излучением.

Рассмотрим взаимодействие атома с циркулярно-поляризованным излучением, настроенным в резонанс с переходом  $F=3 \rightarrow F'=4$ . Тогда, например, при возбуждении атома из состояния  $F=3, m_F=0$  атом переходит в состояние  $F'=4, m_{F'}=1$ , откуда в силу спонтанного распада практически с равной вероятностью может перейти в основное состояние с квантовыми числами  $F=3, m_F=0, 1, 2$ . Таким образом при циклическом взаимодействии атома рубидия с  $\sigma^+$  циркулярно-поляризованным излучением происходит постепенное накопление атомов в состоянии  $F=3, m_F=3$ : происходит накачка на магнитный подуровень сверхтонкой структуры. Взаимодействие атома с электромагнитным излучением происходит посредством возбуждения в состоянии  $F'=4, m_{F'}=4$ .

Определим сдвиг частоты атомного перехода, соответствующего возбуждению  $F=3, m_F=3 \rightarrow F'=4, m_{F'}=4$  в слабом магнитном поле. В соответствии с выражением 3.12 имеем:

### 3.2. Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

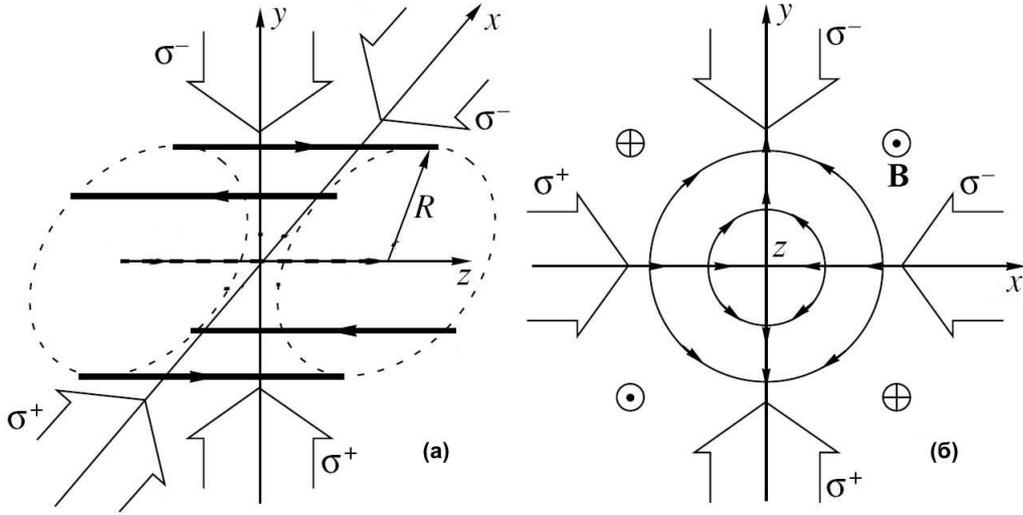


Рис. 3.6: Принципиальная схема двумерной магнито-оптической ловушки.

$$\Delta\nu = \frac{1}{h}(U_{F'=4, m_{F'}=4} - U_{F=3, m_F=3}) = 1,4 \cdot 10^6 B. \quad (3.15)$$

Откуда параметр взаимодействия перехода атома рубидия  $F=3, m_F=3 \rightarrow F'=4, m_{F'}=4$  с магнитным полем имеет величину  $\alpha = 2\pi 1,4 \times 10^6 = 8,8 \cdot 10^6$  (с·Гц) $^{-1}$ . Это дает для поля 20 Гс, когда взаимодействие атома рубидия с магнитным полем можно считать слабым, величину частотного сдвига равную 28 МГц, что соответствует Доплеровскому смещению скоростей  $\Delta v = 2\pi \Delta\nu/k \simeq 22$  м/с.

Рассмотрим подробнее динамику атома в квадрупольном магнитном поле в присутствии двумерной конфигурации квазирезонансного электромагнитного излучения. Рассмотрение будем проводить в квазиклассическом представлении, более подробное теоретическое рассмотрение с использованием аппарата матрицы плотности для атома с конфигурацией уровней (3+5) представлена в [80].

Пусть атомный пучок распространяется вдоль оси  $z$  системы координат. Принципиальная схема двумерной магнито-оптической ловушки представлена на рисунке 3.6 В данной схеме четыре проводника с током создают магнитное поле  $\mathbf{B}$ , причем направление токов для двух диаметрально противоположных относительно центральной оси проводников одинаково и противоположно к направлению двух других проводников. Помимо постоянного магнитного поля, создаваемого проводниками с током. Параллельно осям системы координат распространяется 4 монохроматических плоских волны, поляризация которых представлена на рисунке.

Поскольку токи ориентированы вдоль оси  $z$  системы координат, то, не рассматривая краевые эффекты, магнитное поле будет не зависеть от координаты  $z$ , а его распреде-

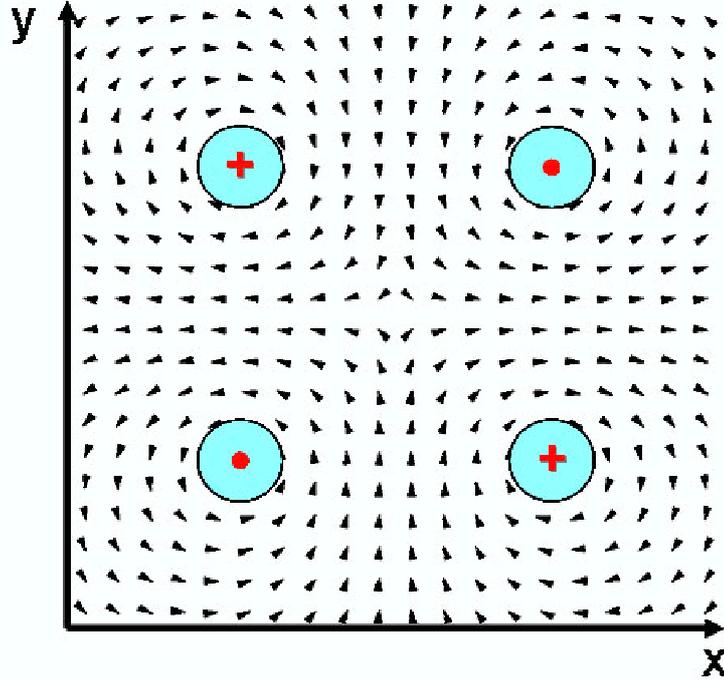


Рис. 3.7: Векторное поле четырех проводников с током.

ление в плоскости  $xu$  будет даваться выражением:

$$\mathbf{B} = \sum \mathbf{B}_i,$$

$$\mathbf{B}_i = \frac{2I}{c|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} \frac{[\mathbf{I}_i, (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)]}{|[\mathbf{I}_i, (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)]|},$$

$$i = 1, 2, 3, 4,$$
(3.16)

где  $I$  - величина тока, протекающего по проводникам;  $\mathbf{I}_i$  - вектор направления тока  $i$ -го проводника;  $\mathbf{r}_i$  - радиус-вектор в плоскости  $xu$   $i$ -го проводника. На рисунке 3.7 представлен векторный вид поля, образованного четырьмя проводниками с током.

Вблизи оси поле  $\mathbf{B} = (B_x, B_y)$  соответствует полю квадруполья [81] и может быть представлено в следующем виде:

$$B_x = ax, \quad B_y = ay,$$
(3.17)

где  $a$  - градиент магнитного поля.

При рассмотрении динамики атома, находящегося в двумерной магнито-оптической ловушке, квадрупольным магнитным полем и лазерным излучением, достаточно рассмотреть действие силы вдоль одной из осей, например вдоль оси  $X$ .

Рассмотрим подробнее силы, действующие на атом, помещенный в одномерную магнито-оптическую ловушку. На рисунке 3.8 представлена принципиальная схема взаимодействия атома с конфигурацией  $\sigma^+ - \sigma^-$  поляризованным излучением в присутствии магнитного поля  $B = B e_x$ , величина которого линейно зависит от координаты



### 3.2. Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

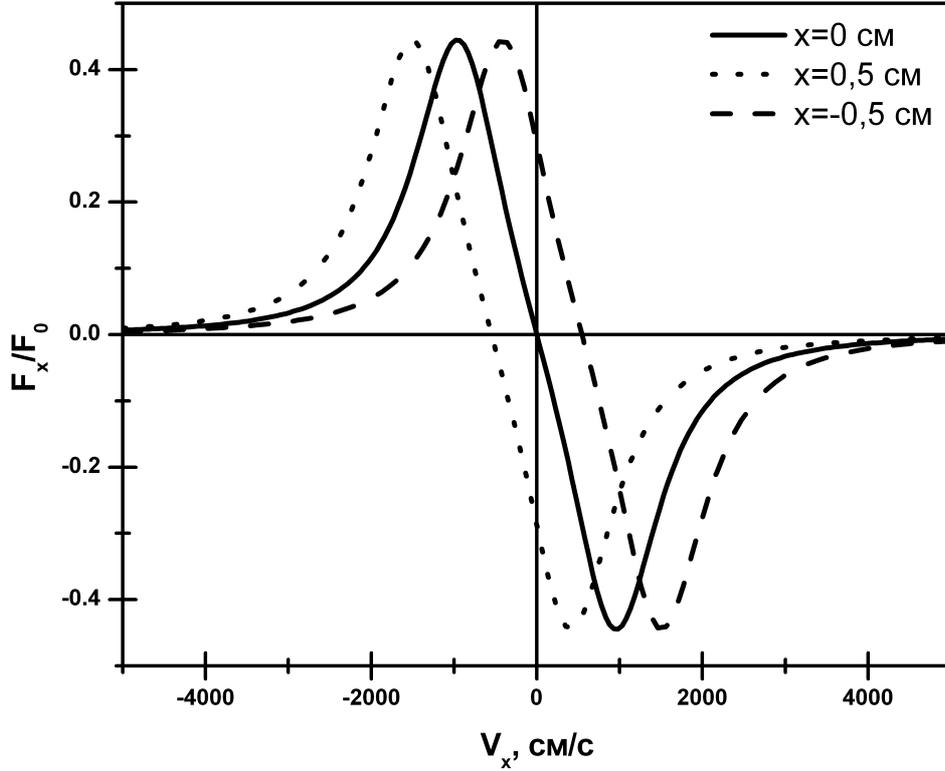


Рис. 3.9: Силы  $F_x$  нормированная на величину  $F_0 = \hbar k \Gamma$ , действующей на атом в одномерной магнито-оптической ловушке с градиентом магнитного поля  $a=10$  Гс/см, отстройкой  $\delta = -2\Gamma$  и величиной насыщения атомного перехода  $G=1$ , в зависимости от скорости атомов для различных значений  $x$ .

$a=10$  Гс/см, отстройкой  $\delta = -2\Gamma$  и величиной насыщения атомного перехода  $G=1$ , в зависимости от скорости атомов для различных значений  $x$ .

Из представленного рисунка видно, что направление действия силы противоположно направлению скорости атома. Таким образом в рассматриваемой конфигурации полей на атом действует сила, направленная к оси магнито-оптической ловушки. Помимо этого можно отметить, что при удалении от оси магнито-оптической ловушки величина скорости отвечающая наибольшей силе  $F_x$  уменьшается. Таким образом атом, движущийся в потенциале, которому соответствует сила 3.11 за счет своего охлаждения не теряет взаимодействия с полем.

Вблизи оси для атомов имеющих малую составляющую скорости в направлении действия силы можно разложить выражение 3.18 вплоть до линейных членов:

$$F_x = \frac{4F_0\delta G}{\Gamma^2(1 + (\frac{\delta}{\Gamma})^2 + G)^2}(kv + a\alpha x) \quad (3.20)$$

При рассмотрении движения атома в поле действия силы 3.20 уравнение движения имеет вид:

$$\ddot{x} + 2\gamma_{tr}\dot{x} + \omega_{tr}^2 x = 0, \quad (3.21)$$

### 3.2. Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

где

$$\gamma_{tr} = -\frac{2\hbar k^2 G \delta / \Gamma}{m(1 + (\frac{\delta}{\Gamma})^2 + G)}, \quad (3.22)$$

$$\omega_{tr} = \sqrt{-\frac{4a\alpha\hbar k G \delta / \Gamma}{m(1 + (\frac{\delta}{\Gamma})^2 + G)}}. \quad (3.23)$$

Данное уравнение описывает движение атомов вблизи оси одномерной магнито-оптической ловушки и совпадает с уравнением колебаний гармонического осциллятора. Параметр  $\gamma_{tr}$  задает коэффициент трения. Коэффициент трения зависит только от параметров лазерного излучения и постоянных характеризующих силу взаимодействия атома с полем монохроматической электромагнитной волны. Следовательно трение в системе появляется за счет взаимодействия атома с лазерным излучением. Величина  $\omega_{tr}$  определяет частоту колебаний гармонического осциллятора. В данном случае данная величина характеризует частоту колебаний атома в направлении оси X. Колебания станут возможными только благодаря наличию возвращающей силы, которая в случае магнито-оптической ловушки появляется за счет взаимодействия атома с магнитным полем.

При анализе движения гармонического осциллятора выделяют три случая:

1. При малом трении ( $\gamma_{tr} < \omega_{tr}$ ) общее решение записывается в виде:

$$x(t) = Ae^{-\gamma_{tr}t} \sin(\omega_f t + \phi), \text{ где } \omega_f = \sqrt{\omega_{tr}^2 - \gamma_{tr}^2};$$

2. При  $\gamma_{tr} = \omega_{tr}$  наступает граничный случай в котором осциллятор совершает негармоническое движение и решение записывается в виде:

$$x(t) = (A + Bt)e^{-\gamma_{tr}t};$$

3. При сильном трении трении ( $\gamma_{tr} > \omega_{tr}$ ) решение выглядит следующим образом:

$$x(t) = Ae^{-\beta_1 t} + Be^{-\beta_2 t}, \text{ где } \beta_{1,2} = -\gamma_{tr} \pm \sqrt{\gamma_{tr}^2 - \omega_{tr}^2}.$$

В первом случае атом будет совершать периодические затухающие колебания около оси X. При коэффициенте трения  $\gamma_{tr} = \gamma_{tr}^c$  равным критическому гармонический осциллятор быстрее всего стремится в положение равновесия. Это объясняется тем фактом, что при малом трении осциллятор проходит положение равновесия по инерции, а при большом - стремится в положение равновесия тем медленнее чем больше коэффициент сопротивления.

Затухание осциллятора характеризуется добротностью:

$$Q = \frac{\omega_{tr}}{2\gamma_{tr}}. \quad (3.24)$$

При добротности выше 0,5 гармонический осциллятор совершает периодические затухающие колебания. Значение  $Q=0,5$  является критическим и при уменьшении добротности осциллятор переходит в аperiodический режим колебаний. Стоит отметить, что вышесказанное применимо только для значений  $\delta \leq 0$  отстройки лазера относительно

### 3.2. Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

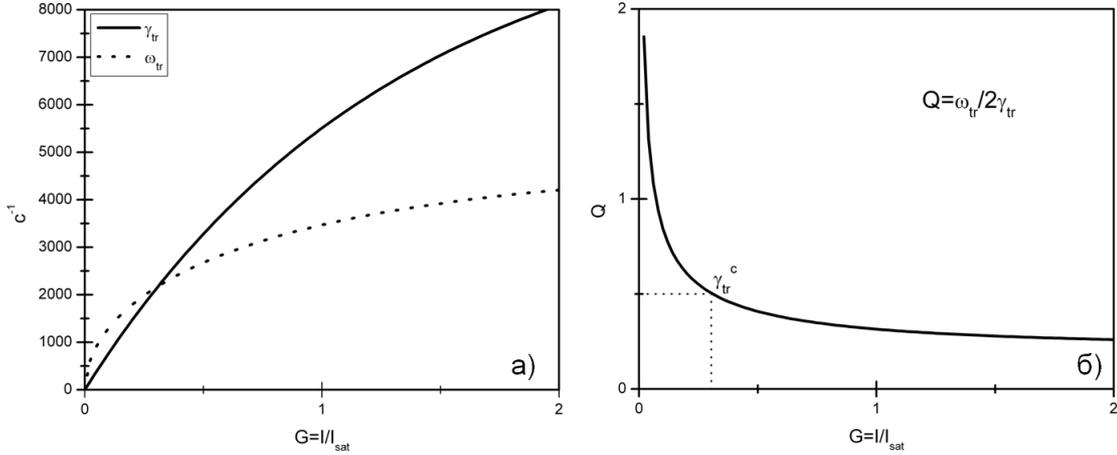


Рис. 3.10: Параметры колебаний атома Rb в поле действия силы 3.20 в зависимости от параметра насыщения  $G$  при  $\delta = -2\Gamma$  и  $a=10$  Гс/см. а) Коэффициент трения  $\gamma_{tr}$  и частота  $\omega_{tr}$ ; б) добротность гармонического осциллятора.

точного резонанса атомного перехода. В противном случае, описанная конфигурация магнитного и электромагнитного полей создают потенциал, который выталкивает атомы с оси ловушки.

Отличительной особенностью фокусировки атомного пучка при помощи описанной комбинации магнитного и лазерного полей является ее диссипативный характер, возникающий за счет уменьшения кинетической энергии атомов переизлученными фотонами. Это приводит к тому, что поперечная скорость атомов на вылете из ловушки в режиме фокусировки является функцией только поперечной координаты атома и параметров поля ловушки [82]. Фокусное расстояние, определяемое как расстояние от ловушки до точки пересечения атомами оси при малой длине взаимодействия атома с полем, зависит только от продольной скорости атома и  $V_{||}$  и параметров ловушки:

$$f = \frac{k}{b} V_{||}, \quad (3.25)$$

где  $b = \mu_B a / \hbar$  приведенный градиент магнитного поля,  $k$  - волновой вектор поля. Данный метод фокусировки приводит к линейной зависимости фокусного расстояния от продольной скорости атомов, в то время как в атомной и ионной магнитных линзах зависимости являются квадратичными. Это обстоятельство приводит к уменьшению хроматической абберации при фокусировке атомов.

На рисунке 3.11 представлено двумерной магнито-оптической ловушки на атомный пучок диаметром 2 мм. При выключенном магнитном и лазерном полях тепловой атомный пучок с температурой  $T=500$  К свободно распространяется в пространстве с расходимостью обусловленной конфигурацией коллимирующих диафрагм. При включении квазирезонансного лазерного излучения с параметрами  $\delta = -2\Gamma$  и  $G=10$ , а также магнитного поля с градиентом  $a=10$  Гс/см происходит уменьшение расходимости атомного пучка и наблюдается увеличение плотности атомов на оси. Увеличение плотности ато-

### 3.2. Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

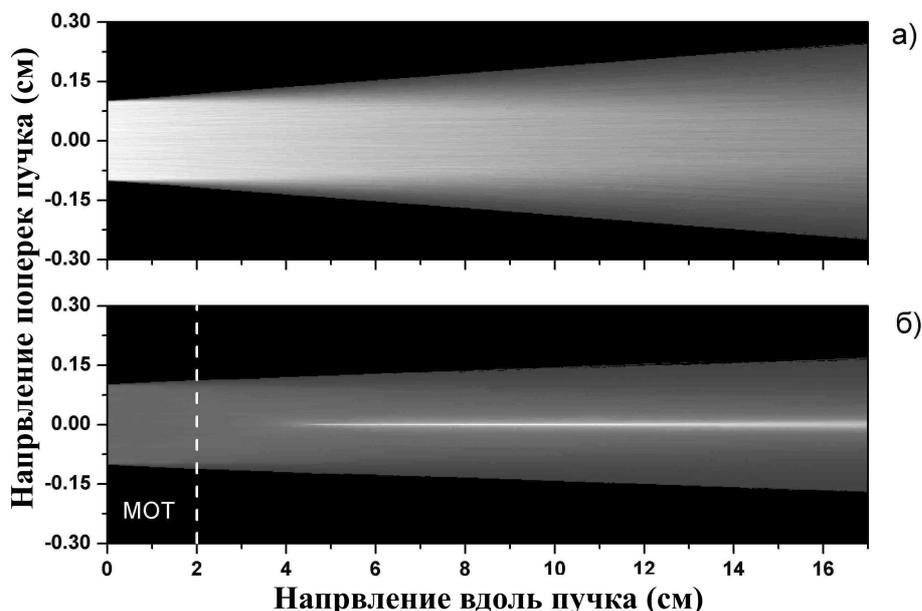


Рис. 3.11: а) Распространение теплового атомного пучка температуры  $T=500$  К в свободном пространстве с выключенной магнито-оптической ловушкой. б) Действие двумерной магнито-оптической ловушки на пучок тепловых атомов с параметрами:  $\delta = -2$  Г,  $a=10$  Гс/см,  $G=10$ .

мов вдоль оси атомного пучка обусловлено фокусировкой различных скоростных групп атомов. В процессе компьютерного моделирования не учитывались атомы со скоростью менее 30 м/с, т.к. в реальном эксперименте доля таких атомов мала в силу рассеяния на остаточных парах.

На рисунке 3.12 представлены основные режимы работы двумерной магнито-оптической ловушки. При отсутствии магнитного поля происходит коллимация атомного пучка (3.12а)), ранее экспериментально реализованная в работе [83]. При включении магнитного поля происходит фокусировка атомов определенной скоростной группы в точке пространства, определяемой фокусным расстоянием 3.25. При этом разброс поперечных скоростей проявляется в наличии aberrаций такой линзы (рис. 3.12б)). При сильном взаимодействии атомов с полем лазерного излучения возможна резкая фокусировка (рис. 3.12в)), при этом диаметр перетяжки фокального пятна, в данной конфигурации, определяется импульсной диффузией. Уменьшение скорости атомов ведет к увеличению времени взаимодействия атомного пучка с полем 2D МОЛ. В такой конфигурации атомный пучок стягивается в "жгут" после нескольких переколебаний в поле действия диссипативной силы со стороны лазерного поля (рис. 3.12г)). Поперечные скорости атомов, которые учитывались при проведении моделирования, были равны  $0, \pm 1$  м/с.

Другой отличительной особенностью рассмотренного метода фокусировки является отсутствие характерной для традиционных линз фокальной плоскости: пространственное положение точки фокусировки пучка не зависит ни от поперечной скорости атомов,

### 3.2. Динамика атома рубидия в двумерной магнито-оптической ловушке

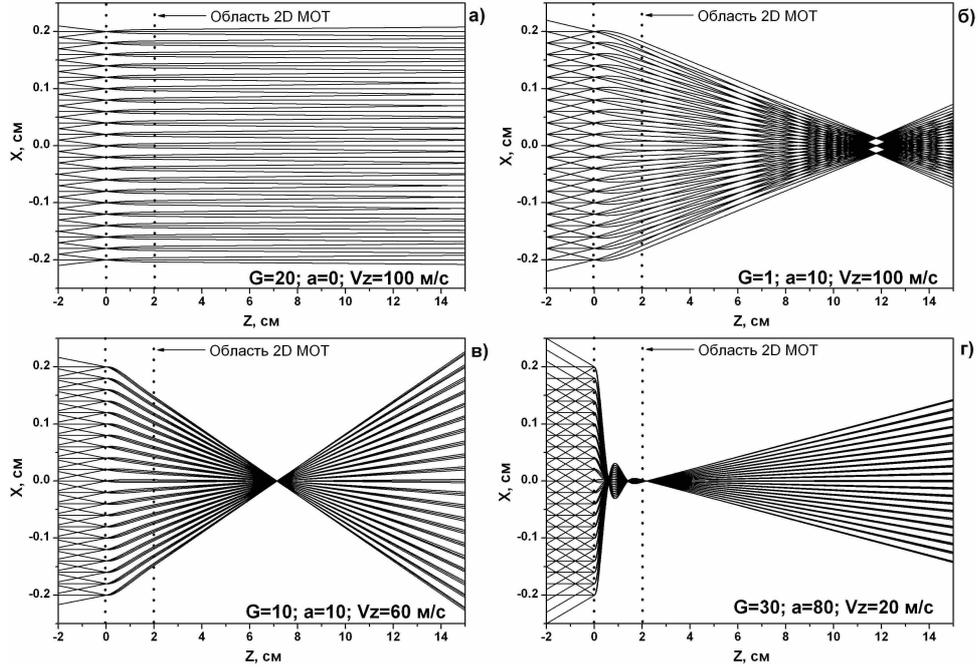


Рис. 3.12: Воздействие двумерной магнито-оптической ловушки на атомный пучок при отстройке лазерного излучения  $\delta = -2\Gamma$ : а)  $a=0$  Гс/см,  $G=20$ ,  $V_z=100$  м/с; б)  $a=10$  Гс/см,  $G=1$ ,  $V_z=100$  м/с; в)  $a=10$  Гс/см,  $G=10$ ,  $V_z=60$  м/с; г)  $a=80$  Гс/см,  $G=30$ ,  $V_z=20$  м/с. Поперечные скорости атомов равны  $0, \pm 1$  м/с.

ни от их поперечной координаты. Поэтому при произвольном разбросе значений поперечных скоростей и координат (ограниченных областью захвата) атомы, имеющие до взаимодействия с полем одинаковое значение продольной составляющей скорости, сходятся в одной точке пространства.

Размер перетяжки атомного пучка в фокусе определяется следующими факторами: 1) диффузия импульса, вызванная стохастической природой силы светового давления; 2) пространственная неоднородность лазерного поля; 3) пространственная неоднородность магнитного поля; 4) начальный разброс поперечных скоростей.

Диффузия импульса проявляется при времени взаимодействия атома с полем  $t_{int} \gg (kv_r)^{-1}$ , где  $v_r$  - скорость отдачи. Для  $^{85}\text{Rb}$   $v_r = 6$  мм/с, что при длине взаимодействия с 2D МОЛ  $L = 2$  см делает необходимым учет импульсной диффузии для всех скоростных групп  $v \ll Lkv_r = 966$  м/с. При этом, разброс скоростей определяется выражением:

$$\delta v = \sqrt{2k_B T / M}, \quad (3.26)$$

где  $M = 1,4 \times 10^{-25}$  кг - масса атома рубидия, а величина температуры определяется выражением:

$$T = \frac{1 + \alpha_{xx}}{4} \frac{\hbar \Gamma}{k_B} \left( \frac{|\delta|}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{|\delta|} \right). \quad (3.27)$$

При отстройке излучения относительно точного резонанса  $\delta = -2\Gamma$  величина температуры атомов равна  $T = 236$  мкК. Это дает для величины разброса скоростей за счет

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

---

импульсной диффузии значение  $\delta v \simeq 22$  см/с. Разброс скоростей приводит к конечному размеру перетяжки фокусного пятна  $\delta x = \frac{k}{b} \delta v = 208$  мкм.

Пространственная неоднородность лазерного и магнитного полей приводят к тому, что фокусное расстояние атомной линзы 3.25 приобретает зависимость от пространственных координат  $(x_0, y_0)$  точки влета атома в поле действие 2D МОЛ. При этом атомы одной скоростной группы пересекают ось  $z$  в разных точках, что приводит к увеличению размеров фокального пятна.

Кроме режима фокусировки 2D МОЛ может работать в режиме сжатия атомного пучка. Сжатие наблюдается при длительном взаимодействии атомов с потенциалом линзы, что происходит для скоростных групп с низкой продольной скоростью. При типичных параметрах 2D МОЛ режим "сжатия" наблюдается при  $v < 30$  м/с. При этом расходимость пучка после прохождения линзы определяется импульсной диффузией, что для скоростной группы  $v = 30$  м/с дает  $0,4^\circ$ .

## 3.3 Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

Исследование фокусировки пучка атомов рубидия двумерной магнито-оптической ловушкой проводилось в условиях вакуума с использованием двух лазерных систем, а также ряда детекторов излучения. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рисунке 3.13. Можно разделить экспериментальное оборудование на несколько частей: 1) вакуумная часть; 2) системы генерации и стабилизации лазерного излучения; 3) система детектирования пространственного распределения атомов.

### 3.3.1 Вакуумная камера

Вакуумная часть экспериментальной установки состоит из вакуумной камеры в которой создается квадрупольное магнитное поле и с использованием лазерного излучения исследуется процесс фокусировки атомного пучка. Помимо этого к вакуумной части камеры относится атомная пушка, которая позволяет создавать интенсивные пучки атомов с тепловыми скоростями.

Принципиальная схема вакуумной камеры представлена на рисунке 3.14. Вакуумная камера изготовлена из алюминия и имеет ряд стеклянных окон, позволяющих заводить в вакуумную камеру лазерное излучение. Для уменьшения потерь каждое окно имело просветляющее покрытие на длине волны 780 нм. Необходимость измерения флуоресценции атомов требует подавления всех возможных источников шума, одним из которых является рассеяние лазерного излучения на внутренней поверхности камеры. С целью подавления этого источника шума внутренняя поверхность камеры была почернена. Все вакуумные уплотнения, применяемые при конструкции вакуумной камеры, были изготовлены из вакуумной резины.

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

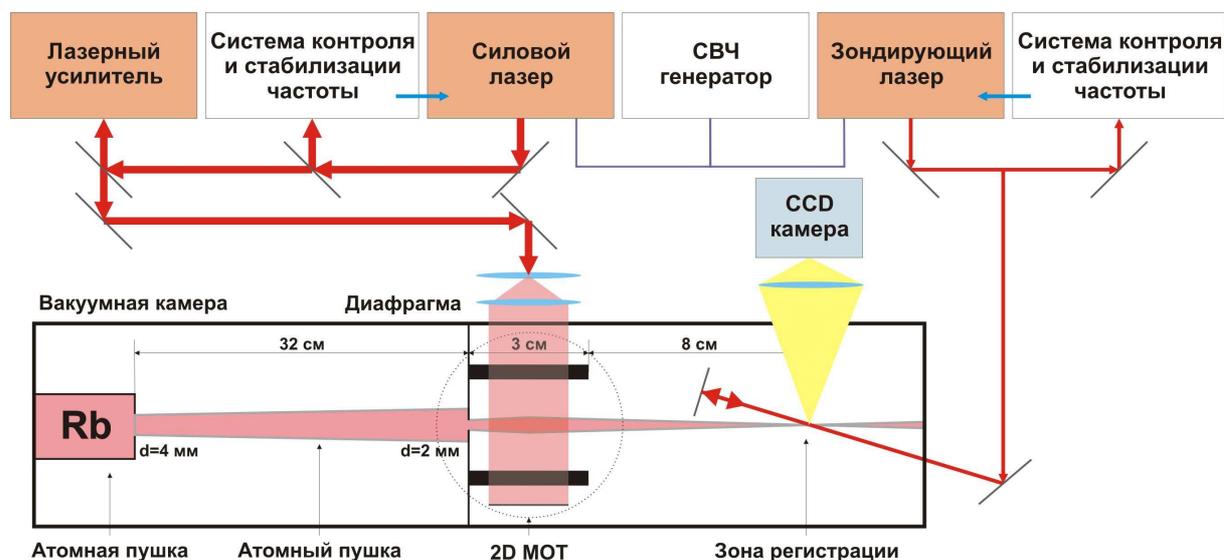


Рис. 3.13: Принципиальная схема экспериментальной установки фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой.

Для уменьшения рассеяния атомного пучка на остаточных парах в камере для проведения экспериментальных исследований поддерживалось давление на уровне  $2 \times 10^{-7} - 4 \times 10^{-7}$  Торр. С этой целью объема вакуумной камеры откачивался с использованием двух видов насосов: 1) форвакуумный насос и 2) два диффузионных насоса. Форвакуумный насос использовался для получения низкого вакуума в камере с использованием азотных ловушек для предотвращения попадания паров масла в рабочий объем камеры. После достижения давления  $4 \times 10^{-2}$  Торр форвакуумный насос переключался на откачку диффузионных насосов, которые позволяли откачать объем вакуумной камеры до давления остаточных паров порядка  $3 \times 10^{-7}$  Торр.

Одной из особенностей щелочных металлов является высокая скорость окисления. Это, в свою очередь, дает верхний предел для давления остаточных паров в объеме вакуумной камеры в режиме когда экспериментальные исследования не проводятся (например в ночное время). Максимальное давление при котором не происходит окисления рубидия в объеме камеры составляет  $10^{-2}$  Торр. Для предотвращения окисления рубидия в ночное время камера откачивалась при помощи форвакуумного насоса через азотную ловушку. Для предотвращения напуска в камеру атмосферного давления при непредвиденном отключении электроэнергии форвакуумный насос соединялся с камерой через магнитный клапан. Вторым способом "сохранения" рубидия внутри вакуумной камеры является напуск повышенного давления инертного газа в рабочий объем камеры. Так напуск гелиевой атмосферы позволяет предотвратить окисление атомов рубидия на протяжении нескольких дней.

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой



Рис. 3.14: Принципиальная схема вакуумной камеры.

#### 3.3.2 Атомная пушка

Для получения атомного пучка использовалась атомная пушка, основанная на термическом нагреве небольшого количества металлического рубидия. Конструкция применяемой атомной пушки хорошо себя зарекомендовала в экспериментах по Зеемановскому охлаждению атомов [76] и описана в [78, 84]. Данная конструкция пушки основана на работе [85]. Использованные при проектировании атомного источника конструктивные решения позволили создать атомный пучок с высокой плотностью атомов вблизи оси и обогащенной низкоскоростной частью максвелловского скоростного распределения.

Схема источника основана на комбинации следующих принципов: 1) винтировании атомного потока; 2) капиллярном действии; 3) неоднородности температурного распределения во внутренней камере атомного источника. Принципиальная схема атомного источника представлена на рисунке 3.15. Атомная пушка состоит из двух частей: горячей и холодной. Камеры отделены друг от друга диафрагмой  $\varnothing 4$  мм. Использование холодной части позволяет добиться существенного обогащения низкоскоростной части скоростного распределения атомного пучка за счет отсутствия образования плотных паров атомов рубидия на пути распространения пучка в силу эффективной конденсации атомов на холодных стенках. Набор диафрагм в холодной части источника изготовленных в стаканах конической формы позволяет создать коллимированный пучок атомов, а наклон стаканов и небольшие отверстия в их основании дают возможность рециркуляции атомов рубидия при длительном использовании пушки. Для предотвращения направленного потока атомов из холодной части из горячей части источника в холодную использовалась сетка с размером ячеек 3 мкм в горячей камере пушки. Сетка

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

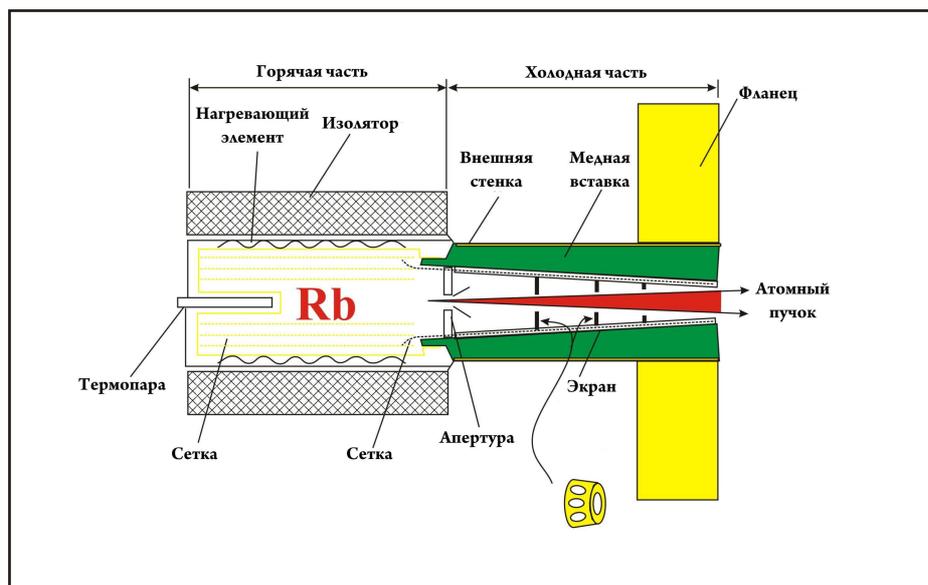


Рис. 3.15: Принципиальная схема атомного источника.

позволяла уменьшить давление насыщенных паров за счет искривления поверхности. Таким образом давление в горячей части источника было ниже давления холодной части.

Формирование атомного пучка происходит из насыщенных паров металлического рубидия. При этом интенсивность атомного пучка проходящего через поверхность  $A_s$  расположенную на расстоянии  $l_0$  от формирующего атомный пучок отверстия  $A_d$  описывается выражением:

$$I = \frac{1}{4\pi} \frac{A_d}{l_0^2} n \bar{V} A_s, \quad (3.28)$$

где  $\bar{V}$  - средняя скорость атомов. Из выражения 3.28 видно, что интенсивность атомного пучка прямопропорциональна концентрации  $n$  насыщенных паров. На рисунке 3.16 представлен график зависимости давления и концентрации насыщенных паров рубидия от температуры. Поток атомов из источника как определяется температурой насыщенных паров в горячей части пушки, а средняя скорость скоростного распределения - температурой атомов возле формирующей пучок диафрагмы.

Рабочий режим атомной пушки находился при температуре  $T=250$  °С, что дает  $n = 4,6 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. При этих условиях поток атомов в зоне действия магнито-оптической ловушки составляет величину  $n = 2 \times 10^{14}$  ат/с. Такая температура достигалась за счет нагрева горячей части атомного источника пропусканием тока через проволочную обмотку. Измерение температуры производилось хромель-алюмелевой термопарой, прикрепленной к торцу источника.

Подготовка атомной пушки к проведению экспериментальных исследований заключалась в предварительном прогреве при давлении вакуума не хуже  $10^{-4}$  Торр до температур выше используемых в эксперименте. Данная процедура позволяет испарить с внутренней поверхности источника загрязнение, которое образуется при контакте пуш-

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

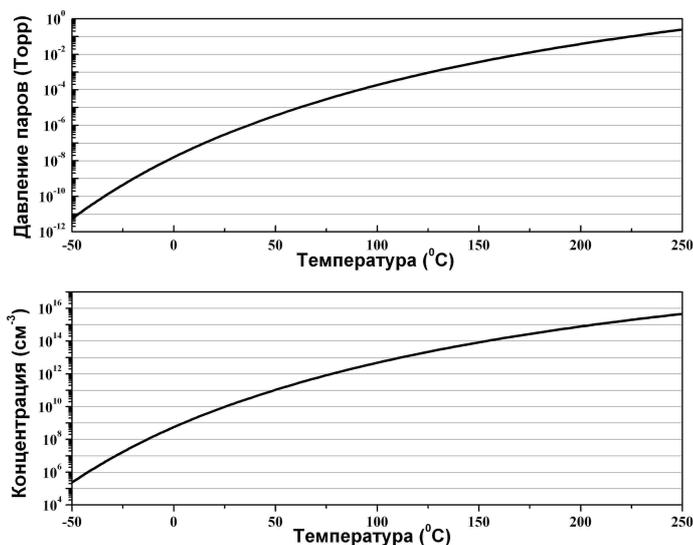


Рис. 3.16: Давление и концентрация атомных паров рубидия.

ки с атмосферой. После предварительного прогрева в атомный источник закладывается предварительно открытая ампула металлического рубидия естественного изотопического состава. Закладка рубидия производилась в условиях заморозки ампулы жидким азотом для уменьшения реагентоспособности с кислородом и парами воды. При этом в атомной камере создавалась азотная атмосфера для предотвращения конденсации воды на поверхности охлажденного рубидия.

При откачке вакуумной камеры до рабочего давления необходимо учитывать наличие ряда диафрагм формирующих атомный пучок. Их присутствие уменьшает эффективную площадь откачки атомной пушки, что на практике приводит к медленному выходу давления остаточных паров внутри источника атомов к рабочему диапазону. Измерение давления внутри вакуумной камеры производилось при помощи ионной лампы на расстоянии 15 см от апертуры атомной пушки. Для достижения рабочего давления внутри источника проходило несколько часов до началом эксперимента после выхода давления в объеме камеры на рабочий режим.

Скоростное распределение атомов в пучке, полученным с использованием описанного атомного источника, представлено на рисунке 3.17. Распределение получено при продольном зондировании атомного пучка лазерным излучением и измерением флуоресценции атомов при сканировании частоты вблизи перехода атомов рубидия  $F=3 \rightarrow F'=4$ . Регистрация флуоресценции производилась при помощи ФЭУ. Как видно из представленных данных, отклонение экспериментальной кривой от теоретической зависимости незначительно. Стоит особо отметить отсутствие обеднения низкоскоростной части скоростного распределения атомного источника.

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

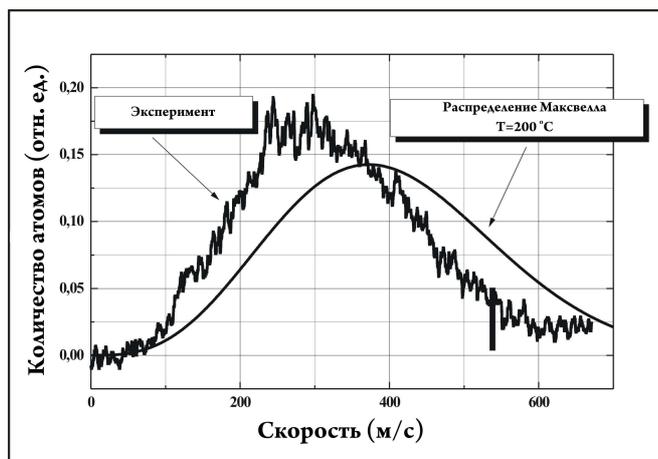


Рис. 3.17: Скоростное распределение атомов в пучке.

#### 3.3.3 Источники лазерного излучения

При исследовании фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой использовалось два источника лазерного излучения. Оба источника были построены на базе коммерческих полупроводниковых лазерных диодов с длиной волны излучения вблизи 780 нм. Для улучшения спектральных характеристик излучения была реализована схема Литтрова с внешним резонатором. Лазерное излучение, получаемое в полупроводниковом диоде за счет релаксации электронов переходном слое, выводится из лазера при помощи дифракционной решетки. При этом минус первый порядок дифракции возвращается обратно в лазерный диод, образуя тем самым внешний резонатор. При повороте дифракционной решетки происходит изменение длины волны излучения для которого реализуется условие наличия внешнего резонатора. Таким образом плавно изменяя угол поворота дифракционной решетки при помощи пьезоэлектрического элемента существует возможность сканирования частоты лазера. При синхронном изменении тока, протекающего через лазерный диод, и поворота дифракционной решетки использованные в экспериментальных исследованиях лазерные системы могли непрерывно (без скачков по модам) сканироваться в диапазоне 15 ГГц. Спектральная ширина линии излучения лазеров составляла менее 1 МГц. Выходная мощность составляла 30 мВт.

Система контроля частоты лазерного излучения состояла из спектрометра СТЭ1 с фотоэлектрической системой регистрации спектра на основе одномерной ПЗС линейки. Данный спектрометр использовался для настройки резонатора лазерного диода на длину волны 780 нм при сравнении с эталонным спектром рубидиевой лампы. Точная настройка в резонанс с линией поглощения атомов рубидия производилась по поглощению в насыщенных парах реперной ячейки, содержащей естественную изотопическую смесь металлического рубидия. Для исследования спектральных свойств излучения с высоким разрешением использовались эталоны Фабри-Перо.

При исследовании фокусировки атомного пучка необходимым условием является

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

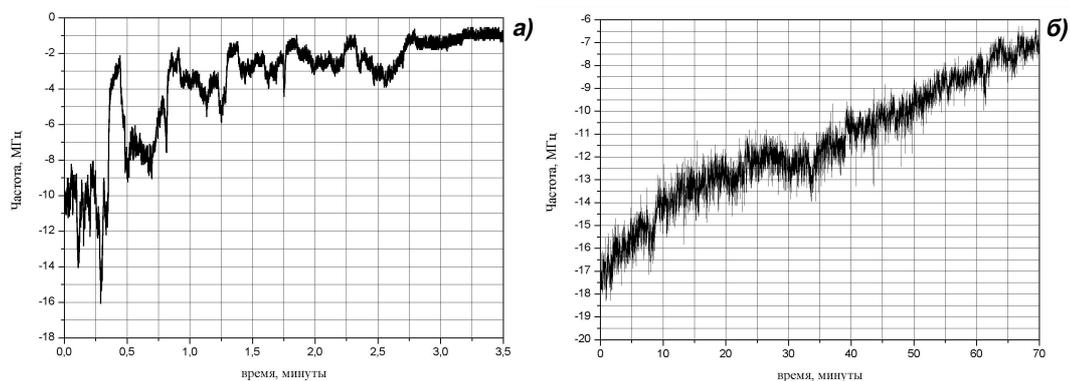


Рис. 3.18: Стабильность частоты лазерного излучения: а) в режиме пассивной стабилизации; б) в режиме активной стабилизации.

временная стабильность лазерного излучения с точностью  $\Gamma/2\pi=5,89$  МГц. В использованных лазерных системах использовалась как пассивная стабилизация лазерной частоты, так и активная.

К пассивным методам стабилизации относятся: стабилизация температуры лазерного диода и конструктивных элементов; шумы тока лазера; уменьшение механических воздействий, передаваемых лазеру через оптическую плиту и воздух. Для температурной стабилизации лазера использовались элементы Пельтье позволяющие контролировать температуру при использовании термистора в системе обратной связи с точностью 10 мК. Использование демпферов и защитных кожухов позволило подавить механическое воздействие окружающей среды на элементы лазера. Существенным элементом системы работы лазерных систем и системы пассивной стабилизации частоты в частности является использование бесперебойного блока питания в качестве источника напряжения для работы блока управления лазером. Бесперебойный блок питания, осуществляя фильтрацию сетевых шумов и защиту от скачков напряжения, существенно улучшает режим работы полупроводникового лазера и продлевает срок его службы.

Измерения, проведенные в [78] показали, что временной дрейф частоты описанной лазерной системы в режиме пассивной стабилизации составляет 4 МГц/мин. На рисунке 3.18а) представлена временная зависимость частоты лазерной системы от времени в режиме пассивной стабилизации. Измерения проводились при первоначальной настройке линии излучения лазерной системы на середину склона линии поглощения атомарного рубидия в схеме бездоплеровской спектроскопии пучка атомов рубидия при регистрации флуоресценции с использованием ФЭУ. Из представленной кривой видно, что за время равное 3 минуты частота лазерного излучения смещается относительно линии перехода на половину естественной ширины. Данной точности частоты не достаточно для проведения точных экспериментов.

Для улучшения стабильности лазерных систем использовалась активная стабилизация. Принцип активной стабилизации лазерных систем основан на сравнении частоты излучения с реперной линией и получении сигнала ошибки. После чего обратная связь производит коррекцию частоты излучения в соответствии с сигналом ошибки. В каче-

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

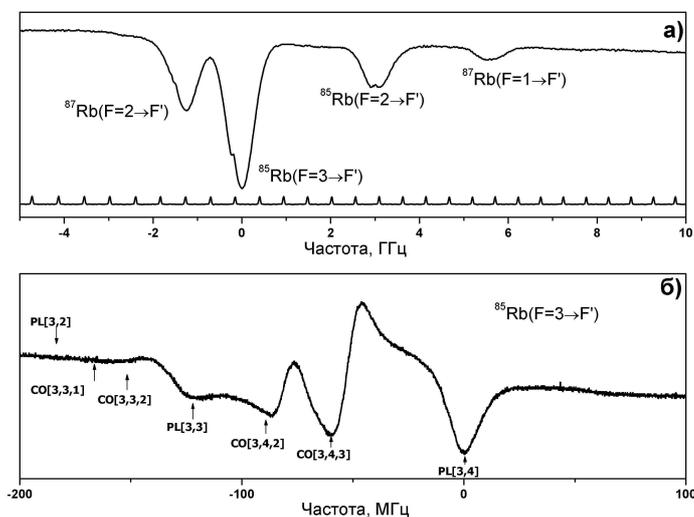


Рис. 3.19: Спектр поглощения атомов рубидия: а) в диапазоне D2 линии поглощения; б) нелинейные резонансы линии поглощения  $F=3 \rightarrow F'$ .

стве реперного сигнала может быть использовано: 1) поглощение лазерного излучения в атомных парах на частоте перехода; 2) флуоресценция атомарного пучка; 3) сигнал пропускания эталона Фабри-Перо. В последнем случае возможна стабилизация лазерного излучения в произвольной области спектра генерации лазера. Однако, стоит отметить, наличие дрейфа частоты пропускания эталона Фабри-Перо со временем. В первую очередь наличие дрейфа связано с колебаниями температуры, что приводит к изменению расстояния между зеркалами эталона. Для использования эталона в качестве реперного сигнала для стабилизации частоты лазера необходимо обеспечить стабилизацию сигнала пропускания эталона Фабри-Перо с точностью заведомо выше накладываемой на лазерное излучение (ссылка на работу Васильева).

Существует две принципиальные схемы стабилизации лазерного излучения: 1) по вершине резонанса и 2) по склону резонанса. В первом случае достигается наибольшая точность абсолютной величины частоты лазерного излучения. Частота поддерживается равной частоте вершины линии резонанса. Во втором методе частота поддерживается равной определенной точки на склоне линии резонанса. Второй метод стабилизации дает более простой способ перестройки частоты стабилизации лазерного излучения в широком диапазоне спектра и дает большую стабильность по отношению к внешним возмущениям.

В экспериментах по фокусировке атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой использовалась схема стабилизации частоты атомного перехода по склону резонанса. Стабилизация производилась по сигналу поглощения в реперной ячейке на нелинейном резонансе перехода  $F=3 \rightarrow F'$ . Поглощение паров рубидия в реперной ячейке представлено на рисунке 3.19а в широком диапазоне спектра. Реализованная схема

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

---

стабилизации DAVLL [86] имела кратковременную стабильность частоты 3 МГц и долговременную 9 МГц/час. График, характеризующий стабильность лазерной системы с активной стабилизацией частоты представлен на рисунке 3.18б) [78].

Как было показано выше, для обеспечения цикличности взаимодействия атома рубидия  $F=3 \rightarrow F'=4$  с квазирезонансным лазерным излучением необходимо иметь возможность осуществлять переходы  $F=2 \rightarrow F'=3$ . Другими словами необходимо воздействовать на атом двухчастотным лазерным излучением. Существует несколько способов реализации такого взаимодействия: 1) использование нескольких лазерных систем; 2) переключение частоты силового лазера на другой переход для осуществления перекачки атомов на необходимый подуровень; 3) использование одной лазерной системы в режиме генерации двух частотного лазерного излучения.

Первый способ осуществления перекачки требует наличия нескольких лазерных систем и является дорогостоящим. Помимо этого возникает потребность стабилизации частоты каждой из лазерных систем на определенной частоте, соответствующей требуемому переходу. Это усложняет экспериментальную схему и является дополнительным источником несистематических ошибок. Второй способ подразумевает возможность детерминированного переключения частоты излучения, что также усложняет экспериментальную схему.

Для осуществления цикличности переходов в данном эксперименте была выбрана схема позволяющая непосредственно производить генерацию силового лазерного излучения на двух частотах. Данный вариант может быть реализован с использованием СВЧ поля. Существуют оптические и электрические методы СВЧ модуляции лазерного излучения. Оптические методы используют электрооптические и высокочастотные акусто-оптические модуляторы излучения [87]. Модуляция излучения в этом случае происходит непосредственно в кристаллах модуляторов. Суть электрических методов модуляции излучения, заключается в прямой СВЧ модуляции тока инжекции диодных лазеров. При этом разделяются два случая - диодный лазер с внешним резонатором [88]. И диодный лазер в режиме свободной одночастотной генерации [89]. Высокий уровень модуляции лазерного излучения в гигагерцовом диапазоне может быть осуществлен также с помощью некогерентной оптической обратной связи [90].

Каждый из методов получения двухчастотного лазерного излучения имеет определенные недостатки. В данном эксперименте был выбран метод получения двух и многочастотной генерации излучения диодных лазеров с помощью прямой СВЧ модуляции тока лазерного диода [78]. Данный метод позволяет простым способом без использования специальной СВЧ техники создавать двухчастотное лазерное излучение с фиксированной разницей частот. Достижение высокого уровня модуляции было реализовано с помощью резонансного возбуждения релаксационных колебаний диодных лазеров [91].

В основе метода получения многочастотного лазерного излучения при помощи прямой СВЧ модуляции лежит изменение тока лазерного диода с частотой  $\omega_m$  по закону  $I = I_0 + i_m \sin(\omega_m t)$ . В силу того, что мощность лазерного излучения, коэффициент преломления активной лазерной среды и длина резонатора лазерного диода зависят от тока инжекции, то изменение тока по гармоническому закону приводит к частотной и

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

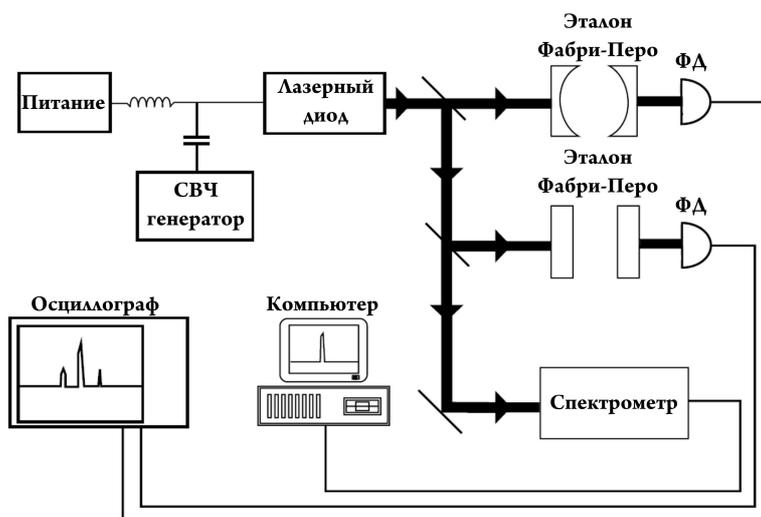


Рис. 3.20: Экспериментальная схема по изучению СВЧ модуляции тока лазерного диода.

амплитудной модуляции выходящего излучения.

Напряженность поля оптической волны с частотной модуляцией описывается выражением:

$$E = E_0 \exp j(\omega_0 t + \beta \sin[\omega_m t]), \quad (3.29)$$

где  $\omega_0$  - частота излучения лазера,  $\beta$  - коэффициент частотной модуляции. В результате частотной модуляции в спектре излучения появляется набор эквидистантных частот вокруг частоты  $\omega_0$  с расстояниями между ними равным  $\omega_m$ . Разложение 3.29 в ряд Фурье дает спектр такого излучения:

$$E = J_0(\beta) E_0 \sin(\omega_0 t) + \sum_{i=1}^{\infty} J_i(\beta) E_0 [\sin((\omega_0 + i\omega_m)t) + (-1)^i \sin((\omega_0 - i\omega_m)t)], \quad (3.30)$$

где  $J_i$  - функция Бесселя первого порядка. Из этого выражения видно, что спектр излучения состоит из набора частот отстоящих справа и слева от центральной лазерной частоты на расстояния кратные  $\omega_m$ . При этом в случае чистой частотной модуляции амплитуды частот порядков  $n$  и  $-n$  одинаковы. Наличие амплитудной модуляции излучения проявляется в появлении асимметрии частотного спектра излучения, а именно: амплитуды порядков  $n$  и  $-n$  не совпадают. Совместное действие амплитудной и частотной модуляции описывается следующим выражением:

$$E = E_0 [1 + M \cos(\omega_m t)] \exp j(\omega_0 t + \beta \sin[\omega_m t]), \quad (3.31)$$

где  $M$  - коэффициент амплитудной модуляции. Разложение 3.31 в ряд Фурье позволяет

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

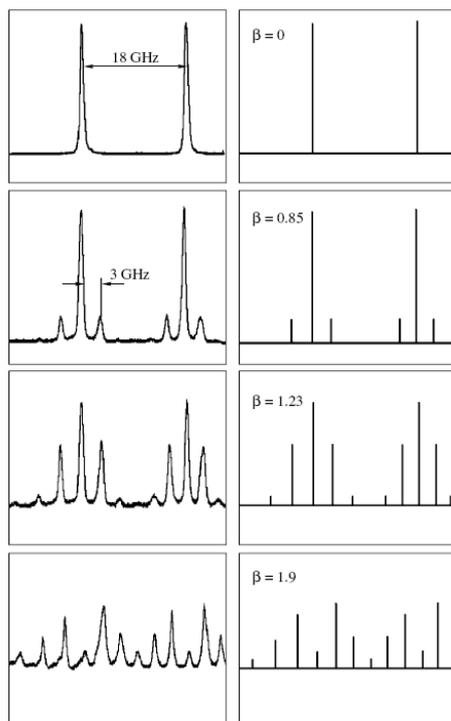


Рис. 3.21: Спектральный состав лазерного излучения при различных мощностях СВЧ излучения на частоте модуляции 3 ГГц. Теоретический расчет - справа; экспериментальное измерение слева [91].

определить амплитуды  $A_0$ ,  $A_1$  и  $A_{-1}$  на основной частоте излучения и модах  $n=\pm 1$ :

$$\begin{aligned}
 A_0 &= J_0(\beta) E_0, \\
 A_1 &= \left( J_1(\beta) + M \frac{J_0(\beta) + J_2(\beta)}{2} \right) E_0, \\
 A_{-1} &= \left( -J_1(\beta) + M \frac{J_0(\beta) + J_2(\beta)}{2} \right) E_0.
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

На рисунке 3.20 представлена экспериментальная схема по изучению СВЧ модуляции тока лазерного диода [78, 91]. Спектральный состав лазерного излучения контролировался с использованием эталонов Фабри-Перо и спектрометра СТЭ1. Диодный лазер работал в режиме свободной генерации на длине волны 780 нм. Выходная мощность составляла 50 мВт. На рисунке 3.21 представлен спектр излучения, полученный при использовании сканируемого эталона Фабри-Перо. Частота модуляции тока лазера составляла 3 ГГц. Мощность СВЧ поля достигала значений до 26 мВт. Из представленных данных видно совпадение расчетных характеристик излучения (рис. справа) и экспериментально измеренных (слева). При больших амплитудах модуляции тока наблюдается генерация многомодового режима с асимметрией распределения амплитуд относительно центральной частоты.

Для практического использования данной методики важно знать параметр глубины модуляции  $\gamma = (A_1/A_0)^2$ , определяющий эффективность возбуждения первой моды в

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

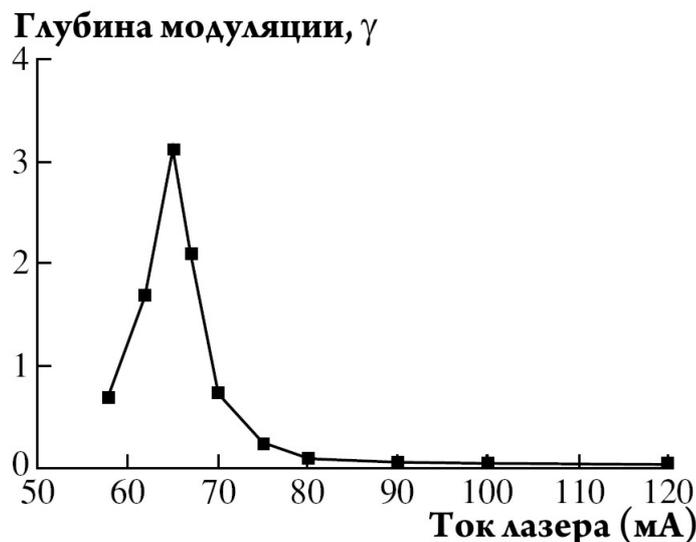


Рис. 3.22: Зависимость глубины модуляции  $\gamma = (A_1/A_0)^2$  от тока инжекции лазерного диода [91].

спектре лазерного излучения, в зависимости от тока инжекции лазера. На рисунке 3.22 представлена такая зависимость на частоте модуляции 3 ГГц. Как видно из рисунка данная зависимость носит резонансный характер с максимумом при токе порядка 65 мА. Данное резонансное поведение обусловлена резонансом релаксационных колебаний диодного лазера [92].

Стоит отметить, что при использовании СВЧ генерации тока инжекции лазерного диода необходимо контролировать входную мощность СВЧ поля. Это равносильно контролю за током модуляции  $i_m$ . Очевидно, что при повышении тока модуляции может возникнуть ситуация когда суммарный ток через лазерный диод превысит максимально допустимое значение, что может привести к пробое диода. Безопасный режим работы лазерного диода будет осуществляться при выполнении следующих условий:

$$I + i_m < I_{max}, \quad I - i_m > 0, \quad (3.33)$$

где  $I_{max}$  - максимальное значение тока допустимое для лазерного диода,  $I$  - рабочий ток лазерного диода. Если предположить, что вся мощность СВЧ генератора переходит в ток модуляции без потерь, то при импедансе системы 50 Ом значение тока модуляции дается выражением:  $P = i_m^2 R$ . Отсюда, условие на безопасную работу лазерного диода принимает вид:

$$P < (I_{max} - I)^2 R, \quad P < I^2 R. \quad (3.34)$$

Для большинства лазерных диодов  $I_{max}$  составляет величину 120 мА. На рисунке 3.23 представлен диапазон безопасной работы лазерного диода с СВЧ модуляцией тока инжекции лазера. Видно, что максимально допустимая мощность СВЧ поля составляет 180 мВт при токе лазера 60 мА.

При использовании описанной схемы получения двухчастотного излучения использовался лазер без внешнего резонатора. Использование лазерного диода в схеме с внеш-

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

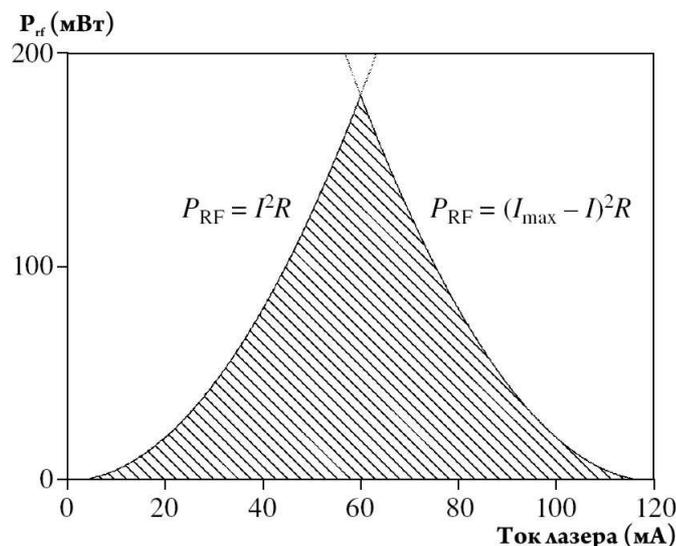


Рис. 3.23: Диапазон безопасной работы лазерного диода с СВЧ модуляцией тока инжекции лазера [97].

ним резонатором (в схеме Литтрова) накладывает дополнительные условия на частоту модуляции тока лазера. Если частота модуляции будет не согласована с модовым составом внешнего резонатора, то будет происходить подавление излучения на второй частоте. Поэтому частота СВЧ поля должна соответствовать расстоянию между модами в резонаторе лазера [93]. Для СВЧ поля  $f=2915$  ГГц длина резонатора составляет  $50 \pm 3$  мм. При этом характерные спектры лазерного излучения аналогичны случаю лазера в режиме свободной генерации (рис 3.24).

Зависимость глубины модуляции лазера  $\gamma$  от тока инжекции лазера и частоты модуляции (чем больше частота - тем меньше глубина модуляции [89]) ограничивает максимальную мощность выходного лазерного излучения. Это является ограничивающим фактором для использования такой методики в экспериментах по управлению атомами. Для повышения мощности одномодового лазерного излучения известна методика внешней синхронизации [94, 95, 96]. Излучение задающего лазера направляется в активную среду второго полупроводникового лазера, осуществляющего усиление (усилитель). В этом случае спектральные свойства излучения усилителя обусловлены спектральными свойствами задающего лазера, а выходная мощность является функцией тока протекающего через лазерный диод усилителя. Данный метод был использован при получении двухчастотного лазерного излучения высокой мощности [97]. Схема лазерной системы с усилением двухчастотного излучения активной средой полупроводникового лазера в режиме внешней синхронизации представлена на рисунке 3.25.

Задающее лазерное излучение вводилось в усилитель при помощи оптического диода, состоящего из двух Фарадеевских вращателей и четырех поляризаторов. Такая система позволила уменьшить мощность усиленного лазерного излучения возвращаемую в задающий лазер на 74 Дб. Рисунок 3.26 показывает спектральный состав лазерного излучения, измеренный при помощи эталона Фабри-Перо, выходящего из усилителя.

### 3.3. Экспериментальная установка для исследования фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

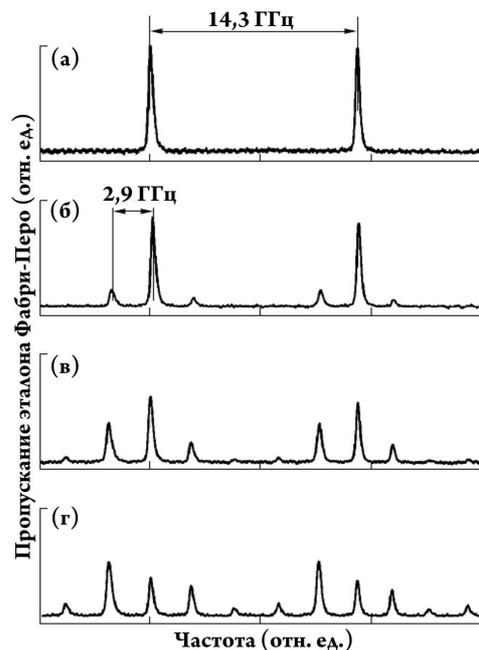


Рис. 3.24: Спектральный состав лазерного излучения с использованием внешнего резонатора при мощности СВЧ поля от 0 до 30 мВт [97].

Можно отметить сложную зависимость коэффициента усиления различных порядков ( $f_0$ ,  $f_1$ ,  $f_{-1}$ ) от тока протекающего через лазерный диод усилителя. Так при токе 77,7 мА максимальная мощность излучения сосредоточена в модах  $f_{-1}$  и  $f_{-2}$  (рис. 3.26б). Мода с центральной частотой  $f_0$  доминирует при токах инжекции усилителя 77,8 - 78 мА (рис. 3.26в-г). При токах 78,6 и 81,4 наблюдается высокое усиление излучения соответствующего частоте моды  $f_1$ . Данное поведение требует высокого контроля параметров усилителя во время эксперимента.

Отметим наиболее значимые факторы, влияющие на усиление излучения задающего лазера: 1) близость частоты генерации усилителя в режиме свободной генерации к частоте задающего лазера; 2) пространственное переналожение лазерных лучей задающего лазера и усилителя; 3) совпадение волновых фронтов задающего лазера и усилителя; 4) мощность задающего лазера навязывает спектральный состав усилителю. Минимальная мощность задающего лазера необходимая для устойчивой работы усилителя в режиме внешней синхронизации составляет 100 мкВт. При этом выходная мощность усилителя составляет 80 мВт, т.е. коэффициент усиления равен 800. Стоит так же отметить, что в режиме работы усилителя с внешней синхронизацией спектральный состав итогового излучения повторяет спектральный состав задающего лазера даже при сканировании частоты последнего.

### 3.4. Исследование фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

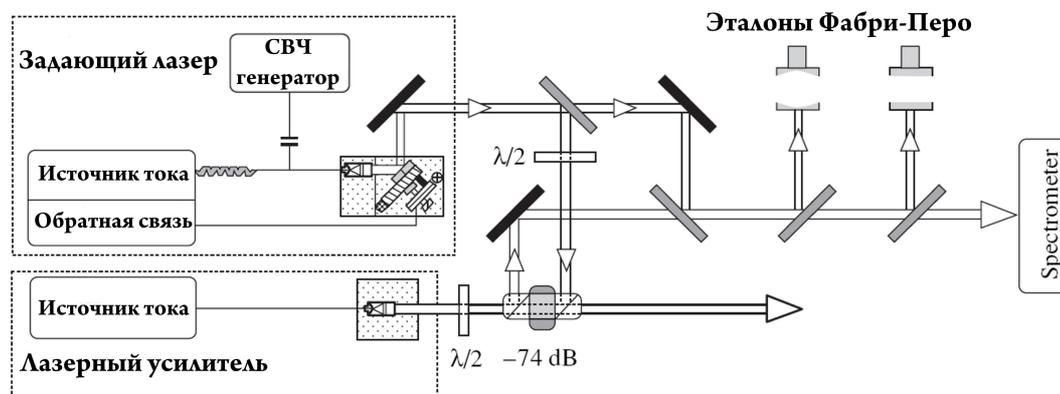


Рис. 3.25: Схема усиления двухчастотного лазерного излучения при помощи активной среды полупроводникового лазера

#### 3.3.4 Система регистрации пространственного распределения атомного пучка

Регистрация пространственного распределения атомов производилась с использованием ПЗС-матрицы SPEC-10 производства компании Princeton Instruments. В ходе измерений регистрировалась амплитуда флуоресценции атомов, возбуждаемая лазерным резонансным излучением.

Зондирующий лазерный луч, пройдя через пространственный фильтр фокусировался цилиндрической линзой в область зондирования. Геометрические размеры луча в зоне наблюдения фокусировки атомов составляли 100 мкм x 1 см. При этом в зоне регистрации создавалась стоячая волна за счет отражения зондирующего луча от зеркала в обратном направлении, что позволяет уменьшить создаваемую в камере засветку. Для зондирования использовалось двухчастотное лазерное излучение, получаемое по описанной выше методике, чтобы избежать оптической накачки атомов. Частота излучения сдвигалась на частоту 80 МГц при помощи акустооптического модулятора, чтобы обеспечить зондирование требуемой скоростной группы. Для выделения продольных скоростей пробный лазерный луч пересекал атомный пучок под углом  $17^\circ$ . Мощность зондирующего лазерного излучения составляла величину  $P=0,14$  мВт, что давала параметр насыщения атомов  $G_{max} \sim 9$ . При такой мощности скоростное разрешение составляет величину  $\Delta V = \lambda\gamma\sqrt{G+1}\sin\alpha = 14$  м/с.

Пространственное разрешение ПЗС камеры определялось по флуоресценции от узкого атомного пучка известного диаметра. При диаметре пучка 120 мкм изображение, получаемое при помощи ПЗС-матрицы составляло величину 130 мкм.

### 3.4. Исследование фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

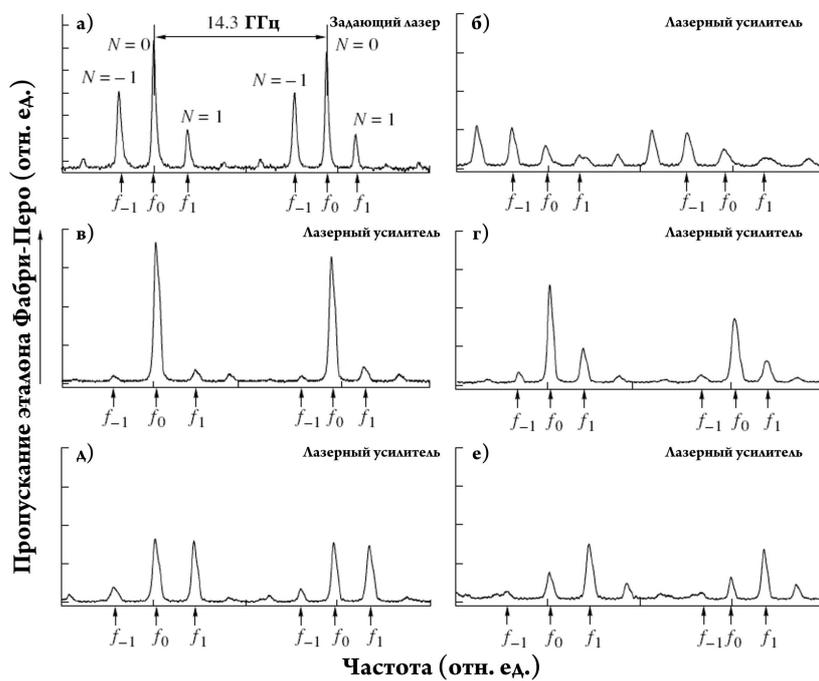


Рис. 3.26: Спектральный состав лазерного излучения: а) задающего лазера; б)-е) после усилителя. Токи инъекции усилителя: б)77,7 в)77,8 г)78 д)78,6 е)81,4 мА [97]

### 3.4 Исследование фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

Схема экспериментальной установки по исследованию фокусировки атомного теплового атомного пучка атомов  $^{85}\text{Rb}$  представлена на рисунке 3.27. В данной реализации двумерная атомная ловушка образована двумя взаимно перпендикулярными циркулярно-поляризованными ( $\sigma^+ - \sigma^-$ ) стоячими лазерными волнами, распространяющимися вдоль осей X и Y. Пространственно неоднородное поле квадрупольного вида образовано четырьмя проводниками в конфигурации описанной выше (рис. 3.6). Магнитное поле вблизи оси можно рассматривать как линейно зависящее от координаты в плоскости XY 3.17. Конфигурация четырех параллельных проводников, представленная на рисунке 3.28 с током имела геометрические размеры  $6\text{х}6\text{х}25$  мм.

Двумерная конфигурация лазерного поля создается с использованием одной лазерной системы. Для обеспечения цикличности взаимодействия атомов с лазерным излучением используется методика получения двухчастотного излучения при СВЧ модуляции тока инъекции лазерного диода, описанная выше. При этом лазерная система была реализована с использованием усиления мощности задающего лазера с использованием технологии внешней синхронизации. Мощность силового лазерного излучения на выходе из лазерной системы составляла 80 мВт.

Необходимо отметить важность правильного выбора поляризации лазерного излучения. С этой целью лазерное излучение проходило сначала в одну сторону через си-

### 3.4. Исследование фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

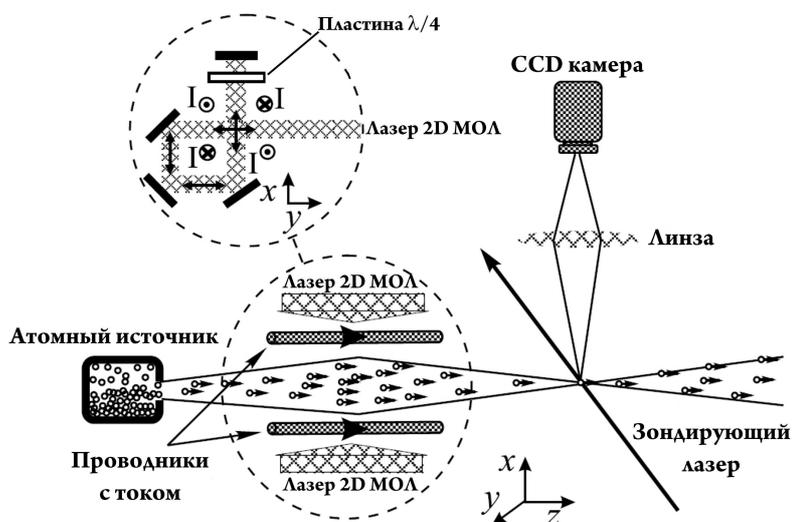


Рис. 3.27: Схема экспериментальной установки по исследованию фокусировки пучка атомов  $^{85}\text{Rb}$  двумерной магнито-оптической ловушкой.



Рис. 3.28: Фотография конфигурации четырех проводников с током, образующих квадрупольное поле внутри 2D МОЛ.

стему зеркал, а потом отражаясь от зеркала в другую. Перед последним зеркало помещалась четвертьволновая пластина. При прохождении лазерного излучения в прямом направлении циркулярно-поляризованная волна становится линейно-поляризованной. При отражении от зеркала фаза волны изменяется на  $180^\circ$  и она вновь проходит сквозь пластину  $\lambda/4$  становясь циркулярно-поляризованной. При такой системе отражения круговая поляризация волны изменяется на противоположную, т.е.  $\sigma^+$  поляризованное излучение становится  $\sigma^-$ .

Для получения пространственно-равномерного лазерного поля внутри магнито-оптической ловушки площадь лазерного луча была в три раза больше чем площадь 2D МОЛ. Необходимость такого увеличения площади луча объясняется следующими факторами: 1) при гауссовом распределении интенсивности в луче поперечные размеры луча должны быть много больше соответствующих размеров 2D МОЛ; 2) использование в качестве усилителя лазерного излучения с внешней синхронизацией лазерного

### 3.4. Исследование фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

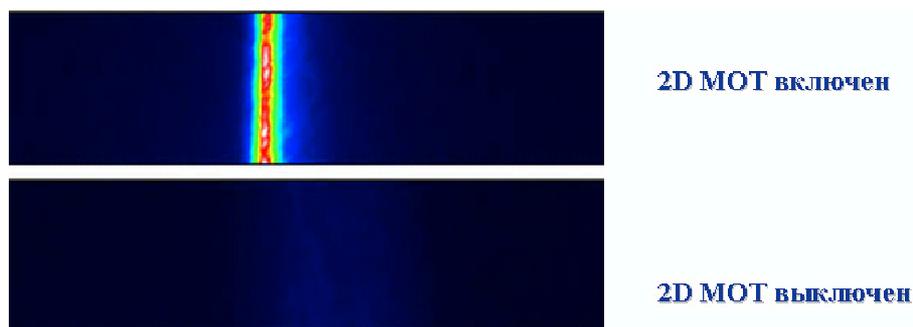


Рис. 3.29: Характерная двумерная картина флуоресценции атомного пучка при включении 2D МОЛ, полученная при помощи ССD.

диода без внешнего резонатора искажает пространственное распределение излучения. В результате анализа волнового фронта было принято решение увеличить размеры лазерного луча и не применять специальных методов по нормализации волнового фронта лазерного излучения.

За счет потерь на зеркалах и линзах мощность лазерного излучения, заводимая в вакуумную камеру составляла 56 мВт. Спектральный состав излучения состоял из трех мод, при этом центральная частота имела мощность в два раза большую нежели первый и минус первый порядки, получаемые за счет СВЧ модуляции. Таким образом:  $P_{f_0}=28$  мВт, а  $P_{f_{\pm 1}}=14$  мВт. Не трудно оценить интенсивность лазерного излучения на основной частоте взаимодействия лазерного излучения с атомами. Площадь лазерного луча составляет  $S = 3 \times 0,6 \times 2,5 = 4,5$  см<sup>2</sup>. Отсюда интенсивность  $I_{laser} = P_{f_0}/S = 6$  мВт/см<sup>2</sup>. Отсюда следует, что максимальная величина параметра насыщения для атомного перехода в реализованной схеме составляла величину  $G = I/I_{sat} \simeq 3,8$ .

Регистрация действия 2D МОЛ на тепловой атомный пучок производилась с использованием второй лазерной системы, настроенной в резонанс с переходом  $F=3 \rightarrow F'=4$ . Регистрация проводилась на расстоянии 8 см. от выхода из 2D МОЛ. Зондирующий лазерный луч пересекал атомный пучок под углом  $17^\circ$ . Такая конфигурация позволяет осуществлять измерение скоростного распределения атомов вдоль оси Z. Мощность лазера, осуществлявшего зондирование составляла 10 мВт. При этом для осуществления цикличности взаимодействия атомов с лазерным излучением во время регистрации пространственного разрешения использовалась методика СВЧ модуляции тока лазерного диода с внешним резонатором.

В данной схеме были произведены исследования взаимодействия поля лазерного излучения с тепловым атомным пучком и измерены основные зависимости фокусировки атомов от величины градиента магнитного поля, отстройки частоты силового лазера от частоты атомного перехода для различных скоростных групп атомов.

При включении силового лазерного излучения и магнитного поля происходила фокусировка атомного пучка в области регистрации. Характерная двумерная картина флуоресценции атомного пучка, полученная с использованием 2D ССD, представлена на рисунке 3.29. Видно, что вследствие фокусировки локальная плотность атомов

### 3.4. Исследование фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

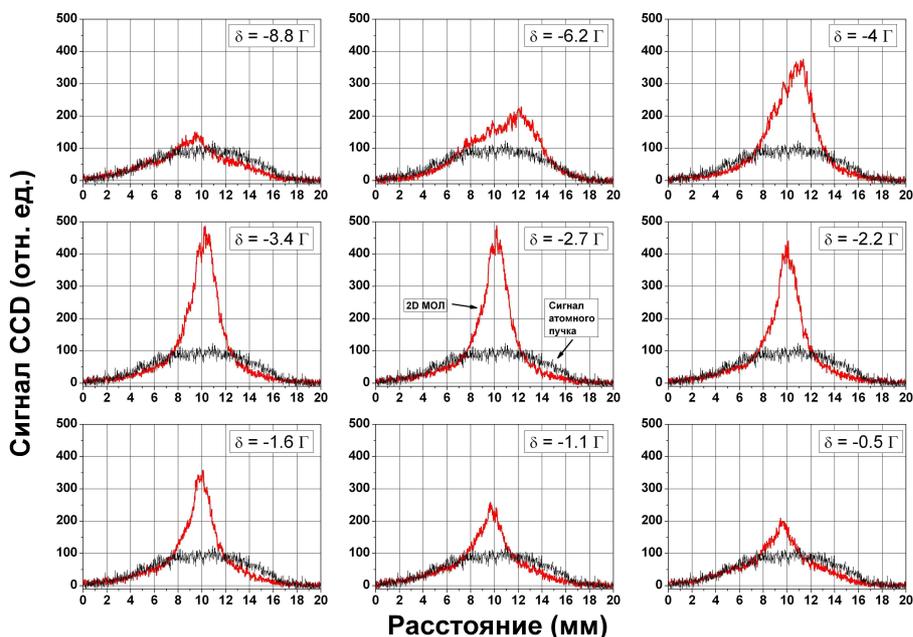


Рис. 3.30: Действие 2D МОЛ на скоростную группу атомов с продольной скоростью 160 м/с при различных отстройках лазерного излучения ( $\delta < 0$ ).

значительно увеличивается.

Одним из основных параметров при фокусировки атомного пучка с использованием 2D МОЛ является отстройка лазерного излучения относительно частоты атомного перехода. При отрицательных отстройках ( $\delta < 0$ ) сила светового давления стремится сфокусировать атомы, что проявляется в локальном увеличении плотности атомных паров на оси 2D МОЛ. При этом, фокусное расстояние такой положительной линзы описывается выражением 3.25. На рисунке 3.30 представлена зависимость степени фокусировки атомного пучка от отстройки силового лазерного излучения для скоростной группы с продольной скоростью 160 м/с. При положительных отстройках лазерного излучения ( $\delta > 0$ ) поле выталкивает атомы из области действия 2D МОЛ, что проявляется в уменьшении плотности атомов на оси системы. Экспериментальные результаты по дефокусировке атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой представлены на рисунке 3.31.

На рисунке 3.32 представлены полученные в эксперименте профили пространственного распределения атомов с продольной скоростью 100 м/с. При выключенных магнитном и лазерном полях наблюдается широкий атомный пучок шириной 2,5 мм. После включения лазерного поля происходит демпфирование поперечных скоростей атомов, что приводит к незначительному сужению атомного пучка и увеличению его плотности. После включения магнитного поля с градиентом  $a=10$  Гс/см происходит резкая фокусировка пучка в область с размером порядка 270 мкм. При этом, для компенсации магнитного поля земли использовались катушки Гельмгольца.

Как было показано выше, атомы различных скоростных групп фокусируются в раз-

### 3.4. Исследование фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

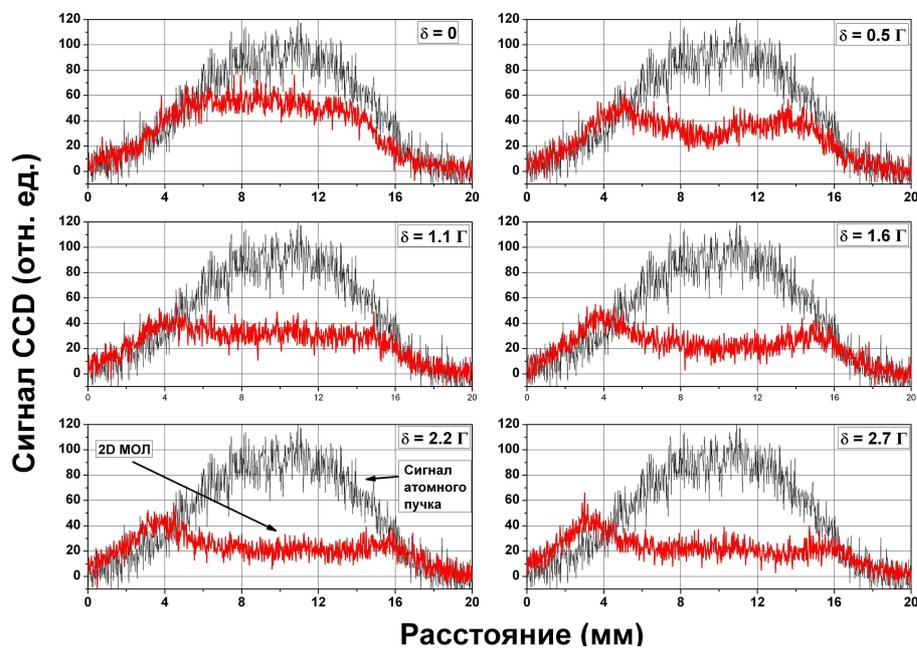


Рис. 3.31: Действие 2D МОЛ на скоростную группу атомов с продольной скоростью 160 м/с при различных отстройках лазерного излучения ( $\delta > 0$ ).

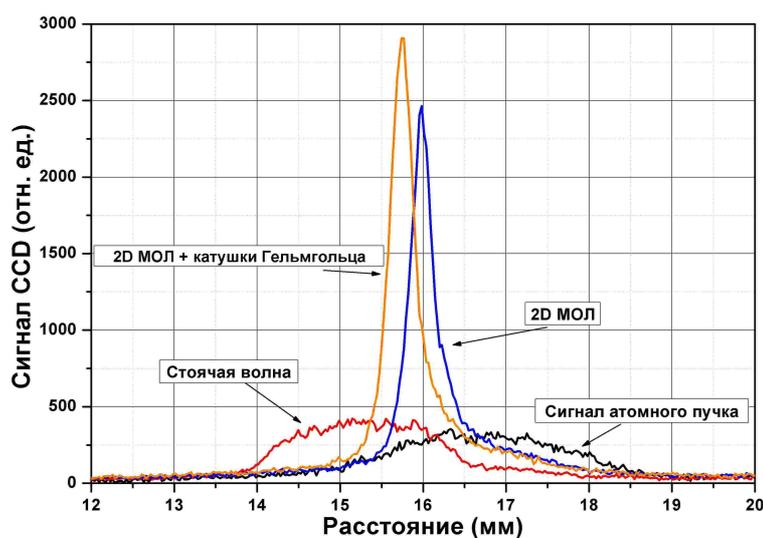


Рис. 3.32: Фокусировка атомного пучка в 2D МОЛ с продольными скоростями 100 м/с.

### 3.4. Исследование фокусировки атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой

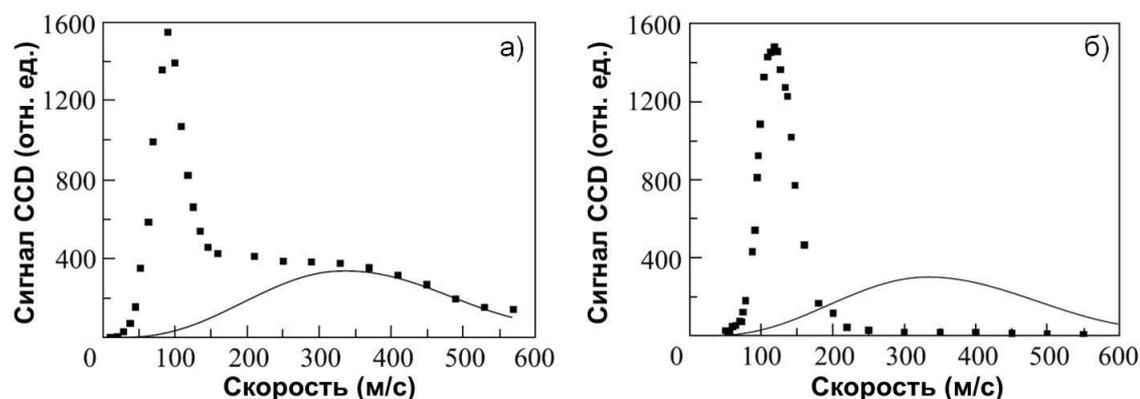


Рис. 3.33: Скоростная монохроматизация атомов при их фокусировке 2D МОЛ и пространственной селекции в фокальной плоскости. Сплошная кривая показывает первоначальное скоростное распределение атомов пучка. Точками представлено скоростное распределение после включения 2D МОЛ. а) Точка фокусировки лежит на оси атомного пучка; б) ось атомного пучка и ось 2D МОЛ составляют угол  $2^\circ$  между собой.

личные точки пространства, на расстояниях линейно зависящих от продольной скорости атомов. Данное обстоятельство можно использовать для скоростной селекции атомов теплового пучка: если в область фокусировки выделенной скоростной группы атомов поместить диафрагму с диаметром равным перетяжке пучка в фокусе, то атомы других скоростных групп теплового пучка будут винитироваться. Результаты изменения скоростного распределения пучка после помещения в фокальную плоскость отверстия диаметром 120 мкм представлены на рисунке 3.33а). Сплошная кривая показывает первоначальное скоростное распределение атомов пучка. Точками представлено скоростное распределение после включения 2D МОЛ. Из графика видно, что при выключенном 2D МОЛ контур скоростного распределения атомов представляет собой широкое максвелловское распределение. Включение 2D МОЛ приводит к существенному изменению скоростного распределения: возникает пик на скорости 90 м/с. Этот пик соответствует атомам теплового пучка, которые фокусируются в районе диафрагмы. Видно, что количество прошедших атомов на скорости 90 м/с увеличивается в 40 раз после включения 2D МОЛ.

Для увеличения эффективности монохроматизации ось 2D МОЛ была наклонена на угол  $2^\circ$  относительно оси атомного пучка. В этом случае фокусировка атомов происходит в точке пространства, находящейся вне атомного пучка, поэтому при выключенном 2D МОЛ атомы в зоне регистрации отсутствуют. На рисунке 3.33б представлено скоростное распределение атомов в описанной конфигурации. Сплошная кривая показывает изначальное скоростное распределение. Из представленных контуров скоростного распределения видно, что в данной конфигурации удается эффективно блокировать высокоскоростное крыло максвелловского распределения атомов по скоростям. В си-

### 3.5. Использование фокусировки атомного пучка при создании атомных структур на поверхности твердого тела

---

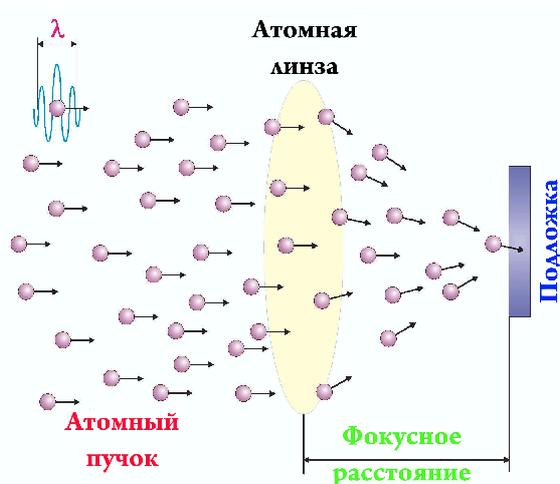


Рис. 3.34: Использование фокусировки при создании атомных структур на поверхности твердого тела.

лу этого наиболее вероятная скорость атомов в пучке уменьшается с 340 м/с до 100 м/с. Ширина полученного контура распределения на полувысоте равна 60 м/с, что существенно меньше изначального ( $\approx 350$  м/с).

## 3.5 Использование фокусировки атомного пучка при создании атомных структур на поверхности твердого тела

Описанная методика фокусировки позволяет произвести резкое повышение плотности атомов в необходимой точке пространства. Как уже было показано в первых главах, при создании атомных структур на поверхности твердого тела важным параметром является поток атомов. Помимо этого, при реализации подхода создания атомных структур "снизу-вверх" важным параметром оказывается энергетика частиц попадающих на поверхность твердого тела. Разработанная методика позволяет фокусировать определенную скоростную группу атомов, что вместе с использованием пространственной фильтрации может быть использовано при построении атомных структур методами атомной оптики с контролем скорости падающих частиц. Непосредственная фокусировка атомного пучка на поверхность подложки (см. рис. 3.34) позволит создавать атомные структуры с разрешением до 100 мкм методами атомной оптики.

Другой важной областью применения атомной фокусировки с использованием двумерной магнито-оптической ловушки может быть локальное повышение плотности атомного ансамбля в области атомных микролинз [40, 41, 42, 43].

## 3.6 Основные результаты главы

В рамках произведенных исследований было рассмотрено взаимодействие атомов рубидия с двумерной магнито-оптической ловушкой. Были определены параметры взаимодействия при которых данная конфигурация электромагнитных полей приводит к фокусировке атомного пучка.

Экспериментальная реализация данной схемы подтвердила произведенные расчеты. Экспериментально продемонстрирована острая фокусировка пучка атомов рубидия в область порядка 270 мкм. Полученные экспериментальные результаты имеют ряд потенциальных областей применения. Скоростная монохроматизация теплового атомного пучка может быть использована в атомной нанолитографии, где разброс продольной скорости атомов ограничивает разрешение метода. Среди других возможных применений фокусировки атомного пучка с помощью 2D МОЛ следует отметить создание высоких концентраций атомов, превышающих значения, ограниченные перепоглощением атомами фотонов лазерного излучения. Преодоление этого предела концентрации становится возможным благодаря возможности фокусировать атомы в область, свободную от магнитных и лазерных полей.

## Глава 4

# Создание атомных микроструктур при квантовой адсорбции атомов, индуцированной лазерным излучением

В данной главе будет рассмотрен альтернативный метод создания атомных микроструктур на поверхности твердого тела, основанный на заполнении квантовых уровней в потенциальной яме ван дер Ваальса атомами Rb. Заполнение становится возможным только благодаря отъему части кинетической энергии атома в процессе его взаимодействия с полем квазирезонансного лазерного излучения в поле действия потенциала ван дер Ваальса. Будут рассмотрены потенциалы взаимодействия атомов Rb, находящихся в основном и возбужденном состояниях, с поверхностью кристалла YAG, а также способы заполнения энергетических уровней в поверхностной потенциальной яме. Помимо этого, будут описаны экспериментальные исследования процесса квантовой адсорбции атомов на поверхность твердого тела и представлены результаты создания атомных микроструктур на поверхности кристалла YAG.

### 4.1 Динамика атома Rb вблизи поверхности твердого тела

Для рассмотрения методов квантовой адсорбции атомов на поверхность твердого тела необходимо определить потенциал взаимодействия атомов Rb с исследуемой поверхностью. Определение параметров взаимодействия позволит численно рассчитать характеристики энергетических уровней, образующихся в поверхностной потенциальной яме.

С этой целью рассмотрим атом Rb вблизи поверхности твердого тела где атом находится в зоне действия потенциала 2.16, обусловленного взаимодействием ван дер Ваальса. Для определения параметров взаимодействия атомов рубидия с металлической поверхностью, а также поверхностью кристалла YAG, воспользуемся эмпирическими

#### 4.1. Динамика атома Rb вблизи поверхности твердого тела

	$C_3^{met}$ , kHz $\mu m^3$	$E_a^{met}$ , eV	A, eV	$C_3^{YAG}$ , kHz $\mu m^3$	$E_a^{YAG}$ , eV	A, eV
5S	2.8	1.9	1500	1.5	1	930
5P	7.0	4.7	3800	3.8	2.5	2480

Таблица 4.1: Параметры взаимодействия Ван дер Ваальса атомов Rb с поверхностью идеального металла и кристалла YAG.

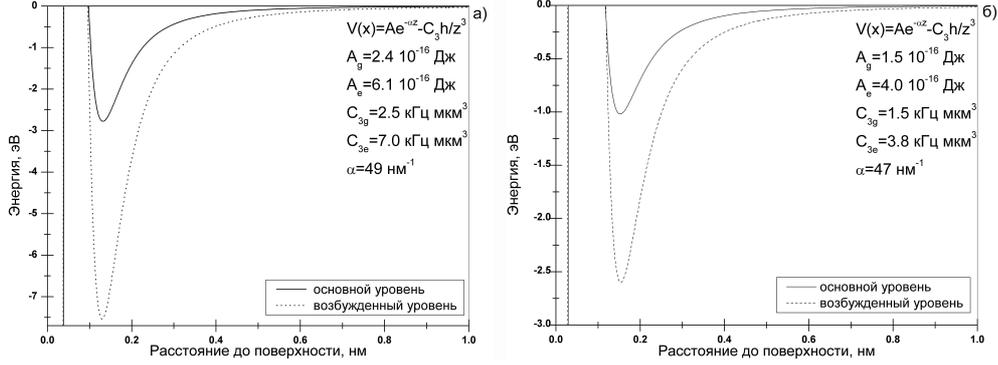


Рис. 4.1: Потенциальные кривые взаимодействия атома рубидия в основном и первом возбужденном состояниях с поверхностью: а) идеального металла; б) кристалла YAG.

формулами аналогично [98]:

$$C_3 = K\alpha_0 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}, \quad (4.1)$$

$$E_a = \frac{1}{r^3} K\alpha_0 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}, \quad (4.2)$$

где  $\alpha_0$  и  $r$  - атомная поляризуемость и радиус атома соответственно,  $n$  - коэффициент преломления диэлектрика, а  $K$  - коэффициент пропорциональности.

Используя известные данные для взаимодействия атомов Cs с поверхностью сапфира ( $E_{sapphire} = 0.5eV$  [99],  $n_{sapphire} = 1.76$ ), были рассчитаны параметры взаимодействия атомов Rb с поверхностью металла и диэлектрика. При этом для атомных поляризуемостей использовались значения:  $\alpha_0^{Cs} = 59(\text{\AA})^3$ ,  $\alpha_0^{Rb}(5S) = 48(\text{\AA})^3$  и  $\alpha_0^{Rb}(5P) = 120(\text{\AA})^3$ . Радиусы атомов Cs и Rb равны 3,3 $\text{\AA}$  и 2,5 $\text{\AA}$  соответственно. Коэффициент преломления кристалла YAG  $n = 1,83$ . Результаты расчета параметров взаимодействия атомов рубидия в основном и первом возбужденном состояниях при взаимодействии с поверхностью идеального проводника и поверхностью кристалла YAG представлены в таблице 4.1.

На рисунке 4.1 представлены формы потенциальных кривых для взаимодействия атомов Rb с поверхностью металла и диэлектрика. Большая глубина потенциальных ям связана с маленьким радиусом атома рубидия.

Стоит отметить, что форма потенциальных кривых соответствующих основному и возбужденному состояниям атома одинакова. Это получается в силу того, что они описываются одним и тем же выражением 2.16, в котором изменяются только коэффи-

#### 4.1. Динамика атома Rb вблизи поверхности твердого тела

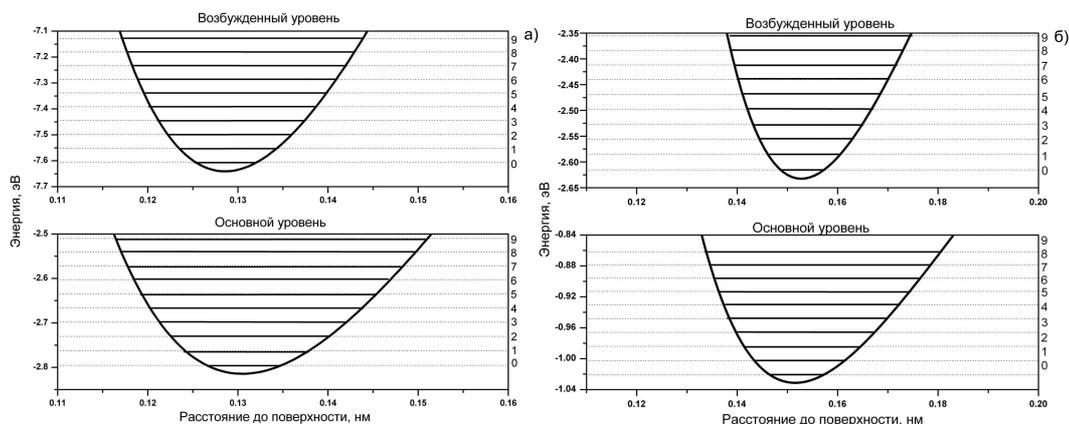


Рис. 4.2: Энергетические уровни атомов Rb вблизи дна потенциальной ямы взаимодействия Ван дер Ваальса. а) при взаимодействии с металлом; б) при взаимодействии с кристаллом YAG.

циенты, отвечающие за глубину потенциальных ям.

Для атомов в таких потенциальных ямах существуют разрешенные уровни энергий, которые описываются уравнением Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} + V(z)\Psi(z) = E\Psi(z), \quad (4.3)$$

где  $\Psi(z)$  и  $E$  - волновая функция и, соответствующая ей, энергия квантового состояния в потенциальной яме  $V(z)$ , описываемой выражением 2.16 для атомов с массой  $m$ . Эти уровни энергии могут занимать атомы. Уровни энергий у дна потенциальных ям, соответствующих основному и возбужденному состоянию Rb вблизи поверхности металла и диэлектрика, представлены на рисунке 4.2.

Для дальнейшего рассмотрения наибольшую важность имеют уровни расположенные в верхней части потенциальной ямы, через которые происходит процесс квантовой адсорбции. Как и следовало ожидать, уровни энергии при этом сгущаются и переходят в непрерывный спектр, соответствующий свободному движению атомов. Высоколежащие уровни энергии, полученные при численном моделировании, представлены на графике 4.3.

Для дальнейшего рассмотрения процессов адсорбции атомов рубидия на поверхность кристалла YAG полезно произвести оценку времени жизни атома в потенциальной яме Ван дер Ваальса в соответствии с выражением 2.20.

При адсорбции атом рубидия занимает один из энергетических уровней, существующих в потенциальной яме Ван дер Ваальса. При этом, энергия занимаемого уровня определяется температурой поверхности и составляет величину  $kT$ , где  $k$  - постоянная Больцмана, а  $T$  - температура поверхности. Для дальнейшего рассмотрения процесса квантовой адсорбции атомов интересен случай температуры  $T = 500$  К. В этом случае энергия  $kT = 44$  мэВ. Таким образом из рисунка 4.2(б) видно, что при данной температуре заселены первые три уровня энергетических уровня.

#### 4.1. Динамика атома Rb вблизи поверхности твердого тела

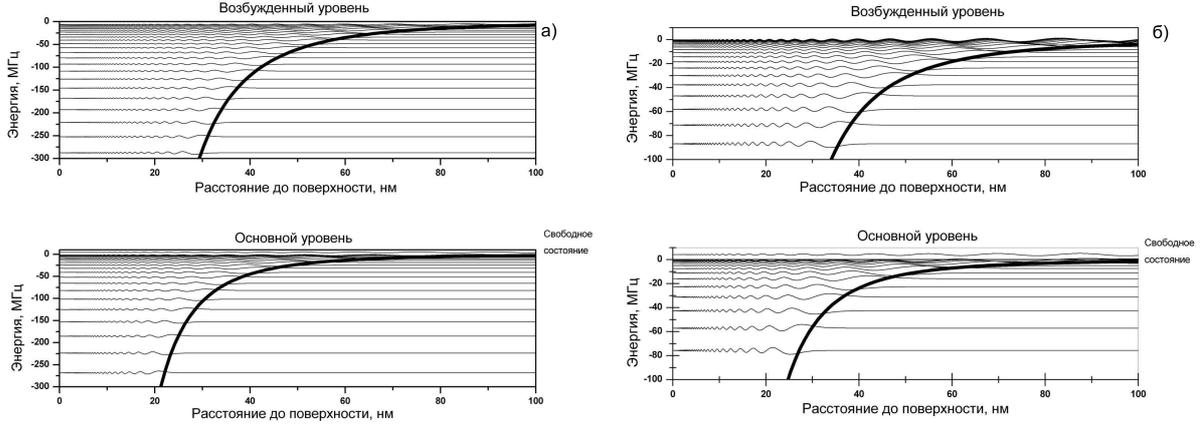


Рис. 4.3: Энергетические уровни атомов Rb в потенциальной яме Ван дер Ваальса вблизи непрерывного спектра. а) при взаимодействии с металлической поверхностью; б) при взаимодействии с поверхностью диэлектрика YAG

Поскольку заселены только нижние энергетические уровни ( $kT \ll E_a$ ), то можно пренебречь отличием вида потенциальной кривой Ван дер Ваальса от потенциальной кривой гармонического осциллятора. В данном случае часто колебаний атома в потенциальной яме может быть определена из расстояния между первыми уровнями:  $h\nu = 20$  мэВ. Откуда  $\nu = 5 \cdot 10^{12}$  Гц.

Величина  $Q_{ad}$ , являющаяся энергией, которую необходимо затратить для десорбции атома, практически не отличается от глубины потенциальной ямы Ван дер Ваальса:  $Q_{ad} = 1$  эВ. Данные значения дают позволяют оценить время жизни атома рубидия на поверхности кристалла YAG  $\tau_{ad} = 100$  мкс. Данное значение согласуется с экспериментальными данными [100]. Поскольку  $\tau_{ad} \gg 1/\nu$ , т.е. время жизни атома на поверхности подложки больше периода между столкновениями со стенками потенциальной ямы, то при рассмотрении динамики атома на поверхности можно принять наличие теплового равновесия. Это делает возможным использование уравнений, приведенных в главе 2, при рассмотрении роста атомных структур на поверхности кристалла YAG.

При взаимодействии насыщенных паров атомов рубидия с поверхностью кристалла YAG стационарно находится в равновесии с окружающей средой концентрация атомов, определяемая выражением 2.23. Для определения верхней границы данной концентрации предположим, что на поверхности адсорбируются атомы, которые имеют кинетическую энергию меньшую энергии Дебая кристалла YAG. Это соответствует скоростной группе атомов  $V_{Theta} < 380$  м/с. Тогда поток атомов на поверхность равен:

$$N \downarrow^{vapour} = n_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{V_{\Theta}} V_x f_a(V_x, V_y, V_z) dV_z dV_y dV_x, \quad (4.4)$$

где  $f_a(V_x, V_y, V_z)$  - распределение Максвелла по вектору скорости, а  $n_0$  - плотность атомов. При температуре  $T=500$  К величина  $N \downarrow^{vapour} \simeq 1 \times 10^{17}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$ . Это дает для равновесной концентрации атомов на поверхности кристалла YAG величину  $N_{ad}^{vapour} = N \downarrow^{vapour} \tau_{ad} = 1 \times 10^{13}$  см $^{-2}$ .

#### 4.1. Динамика атома Rb вблизи поверхности твердого тела

---

Среднее расстояние между атомами в данном случае равно  $\bar{l} = 1/\sqrt{N_{ad}^{vapour}} \simeq 3,2$  нм. При рассмотрении динамики атомов на поверхности твердого тела, а также при рассмотрении формирования атомных структур данное расстояние необходимо сравнить с длиной диффузии атома, определяемой выражением 2.32. В расчетах длины диффузии воспользуемся данными для диффузии атомов рубидия на поверхности кремния [101]. Величины характеризующие диффузию равны:  $D_0 = 100 \text{ м}^2\text{с}$ ;  $Q_D = 1,7 \text{ эВ}$ . При температуре  $T=500 \text{ К}$  коэффициент диффузии, определяемый выражением 2.27 при сделанных предположениях равен  $D = 4 \times 10^{-12} \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ . Это дает величину длины диффузии  $l = 0,2 \text{ нм}$ , что определяет доминирование процессов испарения атомов с поверхности твердого тела над процессами диффузии (см. Глава 2). В силу этого при рассмотрении динамики формирования атомных структур на поверхности твердого тела процессы диффузии атомов могут не учитываться.

Рассмотрим динамику адсорбированных атомов на поверхности кристалла YAG. А именно, определим механизм роста (см. Главу 2), который имеет место при создании атомных микроструктур, состоящих из атомов рубидия, на поверхности кристалла YAG. Как уже было отмечено выше, механизм роста определяется соотношением между свободными энергиями натяжения. В данном случае, между энергиями натяжения поверхности YAG  $\sigma_{YAG} = 781 \text{ дин/см}$  [102], поверхности рубидия  $\sigma_{Rb} = 82 \text{ дин/см}$  [103, 104] и свободной энергией натяжения  $W$  раздела рубидий-поверхность YAG.

Для оценки последней, воспользуемся следующим правилом. Свободная энергия натяжения поверхности является энергией (нормированной на единичную площадь), которую необходимо затратить, чтобы разделить одно тело на две части. В силу этого определения, при рассмотрении разделения однородного по составу тела А на две части образуется две новые поверхности со свободными поверхностными энергиями  $\sigma_A$ . Соответственно, работа  $W$ , затраченная на разделение равна этой энергии:  $W = 2\sigma_A$ . В случае разного состава отделяемых друг от друга тел, затраченная на разделение работа с учетом существующей до начала процесса свободной энергии раздела двух материалов равна энергии образовавшихся поверхностей. А именно:  $W + \sigma_{A-B} = \sigma_A + \sigma_B$ . Откуда для определения свободной энергии натяжения поверхности имеем [61]:

$$\sigma_{A-B} = \sigma_A + \sigma_B - W, \quad (4.5)$$

Для оценки величины энергии адгезии  $W$  подсчитаем какое количество энергии необходимо затратить для освобождения квадратного сантиметра поверхности кристалла YAG от монослоя рубидия. Как уже было показано выше, при температуре  $T=500 \text{ К}$  атомы рубидия занимают нижние энергетические уровни потенциальной ямы и энергия десорбции  $E_a = 1 \text{ эВ}$ . Расстояние между атомами примем периоду кристаллической структуры рубидия  $a = 5 \text{ \AA}$ . В силу этого на квадратном сантиметре поверхности располагается  $N = 4 \times 10^{14}$  атомов, что дает для величины  $W = NE_a$  значение равное  $640 \text{ эрг/см}^2$ . В соответствии с выражением 4.5 для величины свободной энергии натяжения раздела рубидий-кристалл YAG получаем значение  $\sigma_{Rb-YAG} = 223 \text{ дин/см}$ .

Поскольку  $\sigma_{YAG} > \sigma_{Rb} + \sigma_{Rb-YAG}$ , то при адсорбции атомов рубидия на поверхность кристалла YAG происходит рост атомных структур на поверхности тела в соответствии

## 4.2. Ассоциация атомов с поверхностью твердого тела

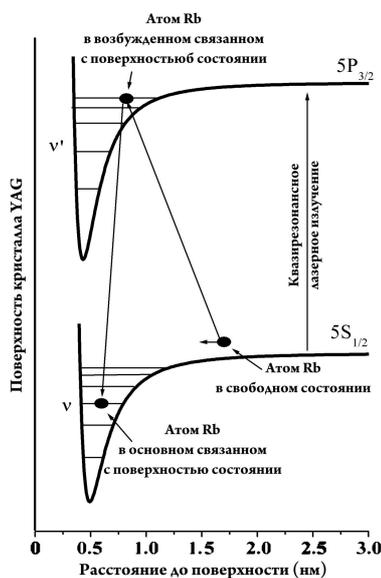


Рис. 4.4: Принципиальная схема квантовой адсорбции атомов Rb, индуцированной лазерным излучением

с механизмом Франка - ван дер Мерве. Данный механизм послойного роста предполагает смачиваемость поверхности кристалла YAG рубидием. В силу этого стоит ожидать образования однородной пленки при адсорбции большого количества атомов рубидия на поверхности подложки.

## 4.2 Ассоциация атомов с поверхностью твердого тела

Как было показано выше, в потенциальной яме, образованной взаимодействием атома с поверхностью, существуют энергетические уровни, которые могут быть заселены атомами. Свободный атом при столкновении с поверхностью может либо отразиться от последней и остаться свободным, либо потеряв достаточное количество своей кинетической энергии перейти в связанное с поверхностью состояние, попав тем самым в потенциальную яму. Далее он может перемещаться по сетке энергетических уровней, принадлежащий потенциальной яме, или, за счет взаимодействия с фононами тела, покинуть яму. Так происходит обычный процесс адсорбции и десорбции атомов на поверхность.

Поскольку существуют уровни энергии, которые атом может занимать, то вполне логично предположить, что можно перевести атом на эти уровни, используя внешние источники, например, лазер. Основная идея предложенного в литературе метода [105, 106], заключается в следующем: атом, находясь вблизи поверхности, переходит в связанное с поверхностью возбужденное состояние при помощи лазерного излучения с последующей релаксацией (спонтанно или вынуждено) в основное связанное с поверх-

## 4.2. Ассоциация атомов с поверхностью твердого тела

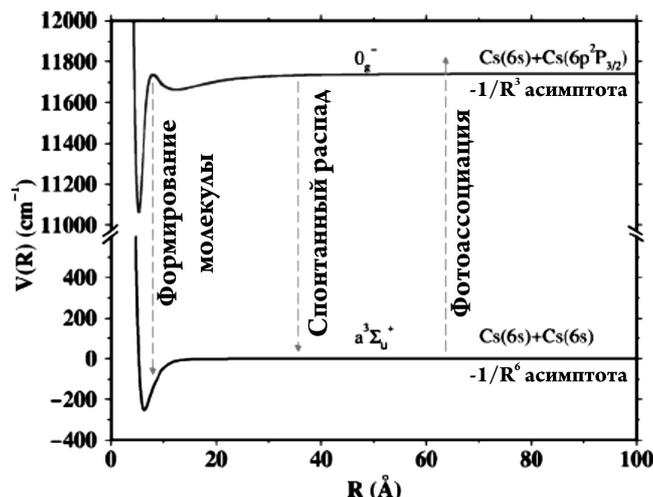


Рис. 4.5: Фотоассоциации атомов Cs в молекулу Cs<sub>2</sub>

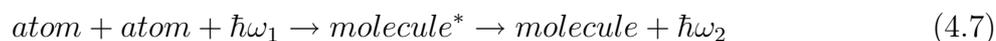
ностью состояние (рис. 4.4). Процесс может быть описан формулой:



где  $()$  обозначают связанное с поверхностью состояние.

Поскольку вероятность перехода в связанное с поверхностью возбужденное состояние определяется интегралом перекрытия волновых функций свободного состояния атома и возбужденного связанного с поверхностью, то такие переходы наиболее вероятны на высоколежащие энергетические уровни. Действительно, волновые функции таких уровней наиболее похожи на волновую функцию свободного состояния. Значит и при последующем переходе в основное связанное с поверхностью состояние атом окажется на одном из верхних энергетических уровней, для которых максимален интеграл перекрытия. Однако при нахождении атома на высоколежащих энергетических уровнях существует большая вероятность того, что атом покинет потенциальную яму за счет взаимодействия с тепловыми колебаниями атомов поверхности.

Описанный процесс аналогичен фотоассоциации атомов в молекулу:



В этом процессе атомы, поглощая фотон образуют возбужденное состояние молекулы, с последующим распадом на основной терм молекулы (рис. 4.5)

Однако стоит отметить, что по сравнению с описанным процессом образования молекулы, процесс квантовой адсорбции более вероятен. Это обусловлено, в первую очередь, формой потенциальных кривых. Дело в том, что вероятность перехода из возбужденного связанного состояния в основное связанное состояние зависит от интеграла перекрытия волновых функций соответствующих уровней. В случае квантовой адсорбции на поверхность формы потенциальных кривых, как уже отмечалось выше, одинаковы и, в силу этого, интеграл перекрытия может достигать значительной величины. В случае

## 4.2. Ассоциация атомов с поверхностью твердого тела

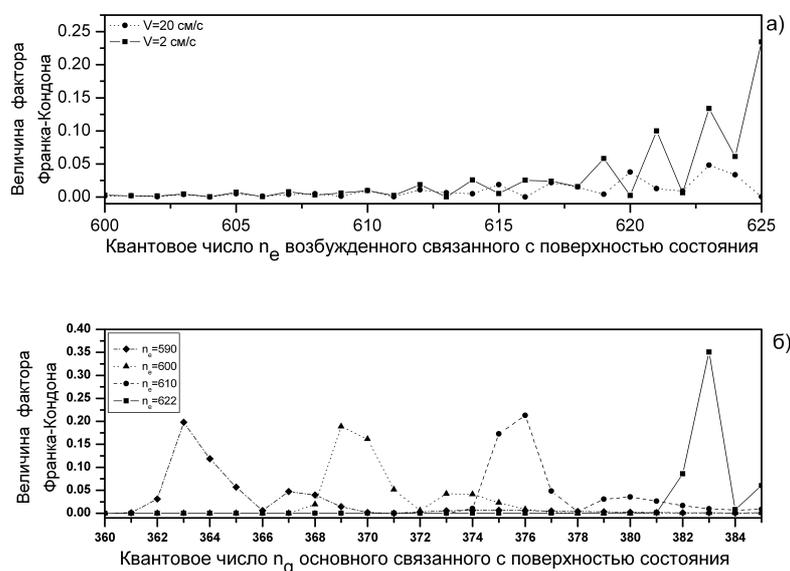


Рис. 4.6: Вероятности переходов из основного свободного состояния атома в возбужденное связанное с поверхностью состояние для различных скоростей атомов; вероятности переходов из возбужденного связанного в основное связанное с поверхностью состояния при взаимодействии атомов Rb с металлической поверхностью

же фотоассоциации молекулы формы кривых значительно различны, что уменьшает вероятность перехода  $molecule^* \rightarrow molecule + \hbar\omega_2$ .

Используя волновые функции, полученные при численном решении уравнения Шредингера 4.3 были рассчитаны вероятности переходов атомов Rb из основного свободного в возбужденное связанное с поверхностью состояние, а также из возбужденного связанного в основное связанное с поверхностью состояние. Соответствующие расчеты представлены на графиках 4.6 и 4.7 для взаимодействия с металлом и кристаллом YAG. При расчетах вероятностей переходов из основного свободного состояния в возбужденное связанное с поверхностью состояния рассматривались разные скорости налетающих атомов.

Как видно из приведенных графиков вероятности переходов имеют явно выраженные максимумы как при возбуждении атомов, так и при их последующей релаксации. Причем чем ниже скорость атомов, тем выше вероятность возбуждения атома на энергетический уровень связанный с поверхностью. Это происходит в силу того, что чем меньше скорость атома, тем больше похожи волновые функции свободного состояния атома и возбужденного связанного с поверхностью, а следовательно с уменьшением скорости атома возрастает интеграл перекрытия этих волновых функций.

Наличие максимумов вероятности при переходе из возбужденного связанного в основное связанное с поверхностью состояния так же объясняется перекрытием волновых функций. Эта ситуация аналогична принципу Франка-Кондона при электронно-колебательных переходах в молекулах [107].

## 4.2. Ассоциация атомов с поверхностью твердого тела

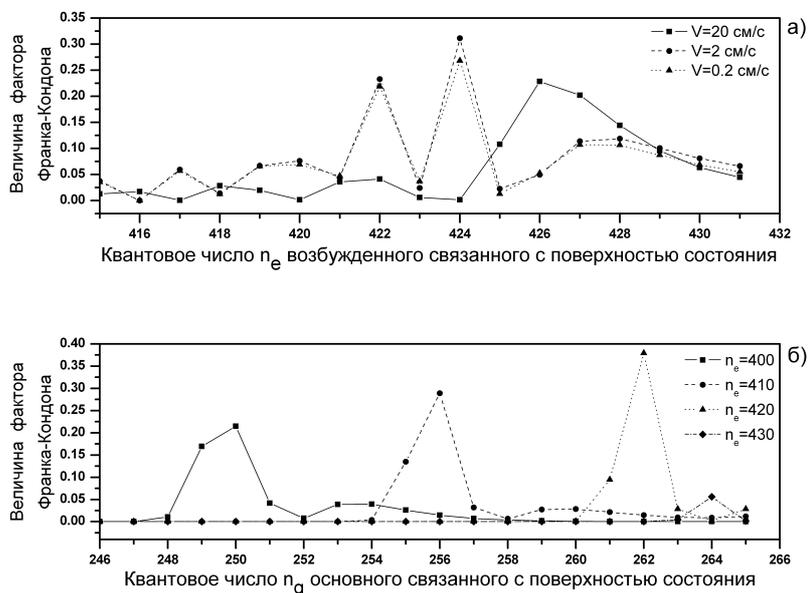


Рис. 4.7: Вероятности переходов из основного свободного состояния атома в возбужденное связанное с поверхностью состояние для различных скоростей атомов; вероятности переходов из возбужденного связанного в основное связанное с поверхностью состояния при взаимодействии атомов Rb с диэлектрической поверхностью кристалла YAG

Основная проблема при реализации данного метода квантовой адсорбции это необходимость малых скоростей атомов, подлетающих к поверхности. Верхний предел скоростей легко оценить из следующих соображений. Атом должен находиться над ямой ван дер Ваальса время большее или сравнимое с временем жизни его возбужденного состояния  $\tau_{sp}$ :

$$a/v_{\perp} > \tau_{sp},$$

где  $a$  - величина эффективного потенциала, а  $v_{\perp}$  - проекция скорости атома на направление перпендикулярное поверхности (рис. 4.8). Для 5P состояния атома рубидия это время составляет 26 нс [108]. За эффективную зону взаимодействия примем расстояние до стенки равное 60 нм (см. рис. 4.3). Отсюда, предельная скорость атомов получается порядка 2 м/с.

Дополнительная трудность реализации процесса фотоассоциации связана с тем, что в процессе поглощения кванта лазерного излучения и последующего перехода из возбужденного связанного состояния в основное связанное состояние атом теряет энергию эквивалентную 0,1 мК. Это следует из правила Франка-Кондона и структуры уровней, в силу чего возбуждение атома происходит на высоколежащие квантовые уровни связанного с поверхностью состояния. В процессе перехода атома в основное связанное с поверхностью состояние атом может занимать уровни дискретного спектра с величиной энергии порядка нескольких мегагерц которые находятся на границе раздела

### 4.3. Неупругие столкновения возбужденных атомов с переходом возбуждения на вышележащие уровни

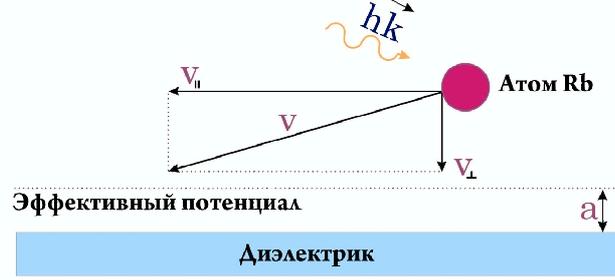
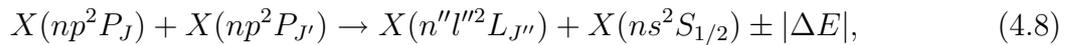


Рис. 4.8: Предельная проекция скорости атома на направление перпендикулярное к поверхности  $v_{\perp}^{max}$  для осуществления адсорбции должна быть около 2 м/с.

дискретный-непрерывный спектр 4.3. Вероятность тепловой десорбции атомов с таких состояний велика за счет взаимодействия с фоновыми колебаниями поверхности [109, 110].

### 4.3 Неупругие столкновения возбужденных атомов с переходом возбуждения на вышележащие уровни

При облучении атомных паров резонансным излучением часто можно наблюдать флуоресценцию с уровней лежащих около энергии соответствующей удвоенной энергии фотона [111], [112]. Этот процесс происходит в результате столкновения двух возбужденных атомов, при котором один релаксирует в основное состояние, а второй возбуждается в одно из вышележащих состояний. Для атомов щелочных металлов данный процесс может быть записан в следующем виде:



где  $X(n''l''^2L_{J''})$  высоковозбужденный уровень с энергией примерно равной удвоенной энергии уровня  $np$ . Величина  $\Delta E$  является дефектом энергии, рассматриваемого процесса. Описанный процесс может быть экзоэргическими или эндоэргическими в зависимости от тонкой структуры атомов. Дефект энергии приводит к изменению кинетической энергии атомов. В случае эндоэргического процесса это выражается в уменьшении скорости атома.

На данный момент времени существует ряд экспериментальных работ по наблюдению и изучению данного процесса с различными атомами. Например, для цезия [113], калия [114], рубидия [115] и [116]. Столь широкий интерес к данному процессу обусловлен его влиянием на потери в ультрахолодных атомных ловушках, т.к. плотность атомов в них достигает значений  $10^{11} \div 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Для оценки количества атомов возбужденных на высоколежащие уровни воспользуемся скоростным уравнением [113]:

$$\dot{n}_{n''l''^2L_{J''}} = k_{n''l''^2L_{J''}} [n_{np^2P_{J'}}]^2 - \frac{n_{n''l''^2L_{J''}}}{\tau_{n''l''^2L_{J''}}^{eff}}, \quad (4.9)$$

### 4.3. Неупругие столкновения возбужденных атомов с переходом возбуждения на вышележащие уровни

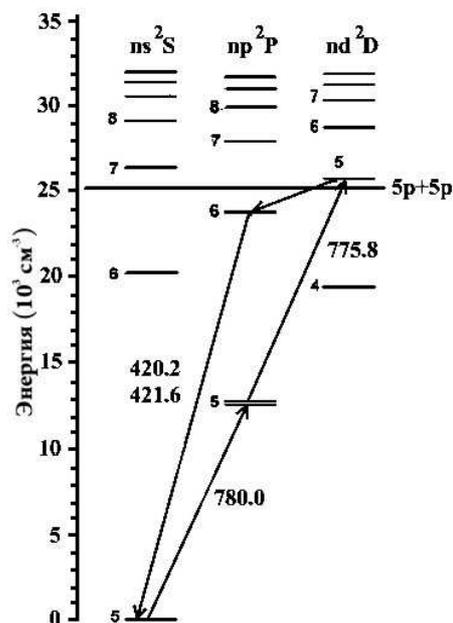


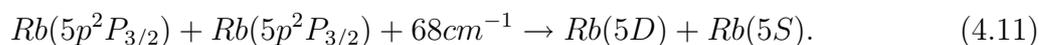
Рис. 4.9: Схема энергетических уровней атомов рубидия

что при условии стационарности  $\dot{n}_{n''l''^2L_{J''}} = 0$  дает решение:

$$n_{n''l''^2L_{J''}} = k_{n''l''^2L_{J''}} [n_{np^2P_{J'}}]^2 \tau_{n''l''^2L_{J''}}^{eff}. \quad (4.10)$$

Здесь,  $k_{n''l''^2L_{J''}}$  - коэффициент, характеризующий скорость процесса 4.8, а  $\tau_{n''l''^2L_{J''}}^{eff}$  - эффективное время жизни состояния  $n''l''^2L_{J''}$ , которое в простейшем случае равно сумме коэффициентов Эйнштейна  $A$ .

Рассмотрим эффект неупругого столкновения двух возбужденных атомов атомов рубидия. Как видно из схемы уровней атомов рубидия 4.9 наиболее близко расположенным энергетическим уровнем к энергии соответствующей удвоенной значению первого возбужденного состояния  $5P$  является состояние  $5D$ . При этом дефект энергии составляет  $-68 \text{ cm}^{-1}$ . В этом случае реакция 4.8 принимает вид:



Данная реакция является эндоэргической и приводит к потере кинетической энергии  $8,3 \text{ meV}$ , что соответствует температуре  $100 \text{ K}$ .

В работе [115] определено сечение реакции 4.11, которое составляет  $\sigma = (3 \pm 1.5) \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ . При этом, концентрация атомов в состоянии  $5D$  определяется в соответствии с уравнением 4.10, где скорость процесса равна  $k_{5P-5D} = 1,5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$ .

Возбужденный атом в состоянии  $5D$  обладает двумя каналами релаксации в основное состояние: через уровень  $5P$ , либо  $6P$ . С обоих этих уровней возможен переход атома в основное состояние. При этом наибольший интерес представляет переход  $6P \rightarrow 5S$  с длиной волны  $420 \text{ nm}$ . Этот переход дает возможность измерять эффективность неупругих столкновений возбужденных атомов с переносом энергии на высоко-

### 4.3. Неупругие столкновения возбужденных атомов с переходом возбуждения на вышележащие уровни

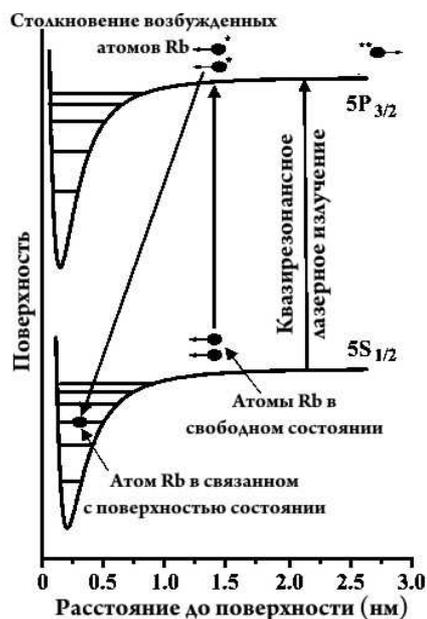


Рис. 4.10: Процесс квантовой адсорбции атомов Rb поверхностью твердого тела в процессе неупругих столкновений.

лежащие уровни, полностью избавившись от засветки силового лазерного излучения путем его фильтрации.

Помимо перехода с уровня  $5P$  на уровень  $5D$  за счет неупругих столкновений, возможны переходы:  $5P \rightarrow 6P$  и  $5P \rightarrow 7S$ . Отметим, что вероятность таких процессов на порядок меньше [116] и в дальнейшем рассмотрении не учитываются.

При столкновении атомов рубидия вблизи поверхности твердого тела, в результате описанного процесса, один из атомов может перейти в основное связанное с поверхностью состояние. Таким образом, процесс неупругих столкновений реализует механизм охлаждения атомов в зоне действия потенциала ван дер Ваальса с их последующей локализацией. Схематично описанный процесс представлен на рисунке 4.10: два атома рубидия возбуждаются квазирезонансным лазерным излучением вблизи поверхности твердого тела, после чего в процессе неупругого столкновения один из атомов переходит в основное связанное с поверхностью состояние, а второй возбуждается в состоянии  $6P$ .

Рассмотрим поток атомов на поверхность твердого тела в присутствии плотных паров и лазерного излучения и определим динамику адсорбированных атомов используя подходы описанные в главе 2. Рассмотрение произведем при температуре  $T=500$  К и интенсивности лазерного излучения  $170$  мВт/см<sup>2</sup>. При данной температуре ударное уширение составляет величину  $\gamma_c = 140$  МГц (см. рис. 4.12).

При рассмотрении двухуровневого атома, находящегося в поле лазерного излучения, населенность возбужденного уровня определяется выражением:

$$\rho_{ee} = \frac{\frac{\Omega^2}{2\gamma\Gamma}}{\frac{\Omega^2}{\gamma\Gamma} + \frac{\delta}{\gamma} + 1}, \quad (4.12)$$

### 4.3. Неупругие столкновения возбужденных атомов с переходом возбуждения на вышележащие уровни

где  $\Omega = -\mathbf{d}\mathbf{E}_0/\hbar$  - частота Раби атома с дипольным моментом  $\mathbf{d}$  в поле электромагнитной волны амплитуды  $\mathbf{E}_0$ ;  $\delta$  - отстройка частоты электромагнитного поля от точного резонанса;  $\Gamma$  - скорость естественного распада верхнего возбужденного состояния;  $\gamma = \Gamma/2 + \gamma_c$  - величина затухания недиагональных элементов матрицы плотности, которая феноменологически учитывает уширение, вызванное столкновениями атомов  $\gamma_c$ . При рассматриваемых параметрах лазерного излучения и температуры, частота Раби  $\Omega = 2,6 \times 10^8$  Гц; скорость естественного распада верхнего возбужденного состояния  $\Gamma = 38 \times 10^6$  с<sup>-1</sup>, а величина  $\gamma = 856 \times 10^6$  с<sup>-1</sup>. Стоит отметить, что величина  $G = \frac{\Omega^2}{\gamma\Gamma}$  является параметром насыщения, который при данных условиях  $G = 2$ .

Учитывая эффект Доплера отстройка  $\delta$  имеет вид:  $\delta = \omega_{laser} - \omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v}$ , где  $\omega_{laser}$  - частота лазерного излучения;  $\omega_0$  - частота атомного перехода;  $\mathbf{k}$  - волновой вектор излучения;  $\mathbf{v}$  скорость атома. В этом случае концентрация возбужденных атомов определяется выражением:

$$n_e = \int_{-\infty}^{\infty} n(v)\rho_{ee}(v)dv, \quad (4.13)$$

где  $\rho_{ee}(v)$  - зависящая от скорости населенность атомов в возбужденном состоянии 4.12, а величина  $n(v)$  - распределение концентрации атомов по скоростям. При сделанных предположениях, а так же при отстройке частоты лазерного излучения  $\omega_{laser}$  от точной частоты атомного перехода в красную сторону на величину  $\omega_{laser} - \omega_0 = -1,5$  ГГц концентрация атомов в состоянии  $5P$  равна  $n_{5P} = 0,009n_0 = 1,8 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, где  $n_0 = 2 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup> - концентрация насыщенных паров атомов рубидия при температуре  $T=500$  К. Это позволяет оценить концентрацию атомов в состоянии  $5D$  согласно выражению 4.10, зная радиационное время жизни этого состояния  $\tau_{5D} = 250$  нс. Концентрация в этом случае равна  $n_{5D} = k_{5P-5D}[n_{5P}]^2\tau_{5D} = 1,2 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Количество актов неупругих столкновений в процессе которых происходит возбуждение на уровень  $5D$ , а, следовательно, и потеря кинетической энергии системой двух атомов равно  $F = k_{5P-5D}[n_{5P}]^2 = 4,9 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>.

Это значение может быть использовано для оценки потока осаждаемых на подложку в процессе неупругих столкновений атомов. Для этого можно предположить, что все процессы таких соударений в области действия потенциала Ван дер Ваальса приводят к адсорбции атома на поверхность твердого тела. При неупругом столкновении 4.11 величина теряемой энергии соответствует температуре 100 К. В этом случае, за область действия потенциала Ван дер Ваальса можно принять расстояние до поверхности твердого тела на котором потенциальная энергия взаимодействия атома с подложкой равна теряемой в процессе охлаждения энергии. Используя выражение для потенциальной энергии атома в поле взаимодействия Ван дер Ваальса 2.16, а так же значения параметров взаимодействия, представленных в таблице 4.1, область действия потенциала равна  $l \simeq 1$  нм. Отсюда поток осаждаемых за счет неупругих столкновений атомов равен  $N \downarrow^{collision} = Fl = 4.9 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>.

Как уже было показано выше, при отсутствии лазерного излучения на поверхности кристалла YAG существует равновесная с насыщенными парами концентрация атомов рубидия  $N_{ad}^{vapour} = 1 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. При этом длина диффузии атомов значительно меньше

### 4.3. Неупругие столкновения возбужденных атомов с переходом возбуждения на вышележащие уровни

---

среднего расстояния между ними. Отсюда следует, что при включении лазерного излучения будет происходить рост атомных структур за счет образования дополнительного потока атомов  $N \downarrow^{collision}$  на поверхность твердого тела. Рост структур будет обусловлен непосредственной адсорбцией атомов вблизи уже существующих на поверхности. Таким образом, скорость образования островов, описываемая уравнением 2.29, на начальной стадии роста будет определяться следующим выражением:

$$\frac{dN^{collision}}{dt} = N \downarrow^{collision} N_{ad}^{vapour} S_{ad}, \quad (4.14)$$

где  $S_{ad}$  - определяет площадь захвата одиночного атома адсорбция в которой приводит к образованию островка. Для оценки данной площади можно воспользоваться периодом кристаллической решетки рубидия, поскольку данная площадь описывает расстояние на котором два атома рубидия взаимодействуют друг с другом. Величина периода решетки рубидия  $d_{Rb}$  составляет величину  $d_{Rb} \simeq 6 \text{ \AA}$ , что определяет  $S_{ad} = 2,8 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ . При этом скорость образования островков составляет величину  $\frac{dN^{collision}}{dt} = 1,4 \times 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Скорость роста островов определяет степень покрытия поверхности  $\theta$ , согласно выражению 2.30. Учитывая тот факт, что атомы рубидия полностью смачивают поверхность кристалла YAG (т.е. рост атомных структур происходит в соответствии с механизмом Франка - ван дер Мерве), а также отсутствие диффузии атомов, рост степени покрытия поверхности определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned} \frac{\theta^{collision}}{dt} &= 2N \downarrow^{collision} N_{ad}^{vapour} S_{ad}^2 + JN^{collision} = \\ &= 2N \downarrow^{collision} N_{ad}^{vapour} S_{ad}^2 + N \downarrow^{collision} \theta^{collision} S_{ad}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

где величина  $J = N \downarrow^{collision} R^2$ , определенная в работе [62], отвечает тому, что площадь покрытия увеличивается на величину  $S_{ad}$  за счет адсорбируемых на нее атомов. Это отвечает случаю полного смачивания поверхности адсорбируемыми атомами, т.к. эквивалентно тому, что атомы адсорбируемые поверхностью отдельного островка увеличивают его площадь оставляя неизменной высоту. В предположении того, что в начальный момент времени площадь покрытия поверхности островками равна нулю, скорость роста покрытия определяется адсорбцией атомов непосредственно в области нахождения уже адсорбированного атома, что дает  $\frac{\theta^{collision}}{dt} \Big|_{t \rightarrow 0} = 7,8 \times 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ . Временная динамика роста определяется решением уравнения 4.15:

$$\theta^{collision}(t) = 2N_{ad}^{vapour} S_{ad} [e^{N \downarrow^{collision} S_{ad} t} - 1]. \quad (4.16)$$

В качестве характерного времени роста островков, а соответственно и площади покрытия, выступает величина  $T_\theta = 1/N \downarrow^{collision} S_{ad} = 7300 \text{ с}$ . Стоит отметить, что увеличение интенсивности лазерного излучения до величины  $1 \text{ Вт/см}^2$ , увеличивает поток атомов, адсорбируемых в процессе неупругих столкновений, на порядок. Это приводит к тому, что характерное время роста покрытия уменьшается  $T_\theta^{1 \text{ Вт см}^{-2}} = 730 \text{ с}$ .

## 4.4 Общая схема эксперимента

Для проведения экспериментальных исследований локализации атомов на поверхности твердого тела под воздействием квазирезонансного поля лазерного излучения необходимо, чтобы экспериментальная установка удовлетворяла следующим требованиям:

1. в связи с зависимостью процесса неупругого столкновения возбужденных атомов рубидия, в котором происходит потеря кинетической энергии атомами, от концентрации атомов (давления) необходимо иметь удобный инструмент контроля и изменения давления паров атомов рубидия;
2. спектральная зависимость скорости процесса неупругого столкновения накладывает требования на контроль частоты источника лазерного излучения, который должен быть стабильным и перестраиваемым по частоте в пределах D2 линии поглощения рубидия;
3. в силу того, что атомы щелочных металлов, к которым относится рубидий, вступают в химическое взаимодействие с кислородом, необходимо проводить эксперимент и последующие измерения в вакуумированном состоянии.

Принимая во внимание сформулированные требования для реализации экспериментального наблюдения квантовой адсорбции атомов была выбрана вакуумированная сапфировая ячейка с парами атомов рубидия и окнами изготовленными из кристаллического YAG. Данный выбор обусловлен возможностью изменения давления атомарных паров в широком диапазоне ( $10^{-7}$  - 0.5 Торр) контролируя температуру. Сапфировая ячейка с парами атомов рубидия изготавливалась в тесном сотрудничестве с Физическим институтом национальной академии наук Армении.

При исследовании квантовой адсорбции, обусловленной столкновениями с переносом энергии, измерялось два сигнала. А именно, сигнал рассеяния адсорбированных атомов и сигнал флуоресценции на длине волны 420 нм, который соответствует переходу атомов рубидия  $6P \rightarrow 5S$  (см. рис. 4.9).

Принципиальная схема эксперимента исследования процесса квантовой адсорбции атомов поверхностью твердого тела представлена на рисунке 4.11. В ней можно выделить три основные части:

1. Ячейка с естественной смесью изотопов рубидия.
2. Лазерные системы.
3. Система регистрации.

При помощи лазерного излучения на поверхности ячейки создавалась структура адсорбированных атомов рубидия. Параллельно измерялся сигнал излучения на длине волны 420 нм. Далее лазерное излучение полностью перекрывалось и полученная структура освещалась лучом белого света, рассеяние которого наблюдалось при помощи CCD-камеры.

#### 4.4. Общая схема эксперимента

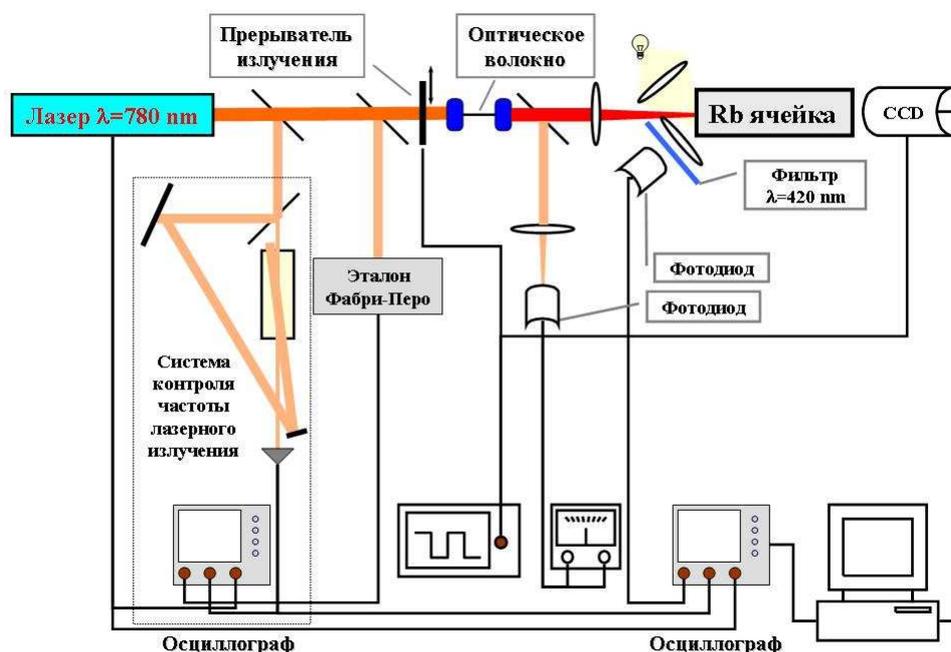


Рис. 4.11: Принципиальная схема экспериментальной установки по изучению квантовой адсорбции атомов поверхностью твердого тела.

##### 4.4.1 Вакуумная ячейка с парами атомов рубидия

Эффект исследовался в вакуумной ячейке с парами рубидия. При этом необходимо было обеспечить высокие плотности паров, что достигалось повышением температуры. Ячейка была изготовлена из сапфира с внутренним диаметром 10,7 мм. Металлический рубидий содержится в сапфировом отростке, припаянном к ячейке. Изотопический состав: 72%  $^{85}\text{Rb}$  и 28%  $^{87}\text{Rb}$ . Окна изготовлены из кристаллического граната с исправленным двулучепреломлением.

Температура максимального нагрева ячейки составляет  $420^\circ\text{C}$  на окнах и  $400^\circ\text{C}$  на сапфировом отростке. Для измерения температуры использовались две хромель-алюмелевые термопары, одна из которых помещалась на окне ячейки, а вторая на сапфировом отростке. Как показано в работе [117], плотность паров атомов рубидия определяется верхней границей столба металлического рубидия в сапфировом отростке (т.е. определяется второй термопарой).

Специально изготовленная печь состоит из трех нагревательных секций: две секции соединены последовательно для нагрева окон ячейки. Третья секция - центральная предназначена для нагрева центральной части ячейки.

Необходимым условием при работе с ячейкой является поддержание необходимого градиента температур вдоль оси последней. Этот градиент должен быть таковым, чтобы температура на окнах ячейки была больше, чем в центре на величину  $20 \div 30^\circ\text{C}$ . Данное условие позволяет избежать спонтанной конденсации паров атомов рубидия на

#### 4.4. Общая схема эксперимента

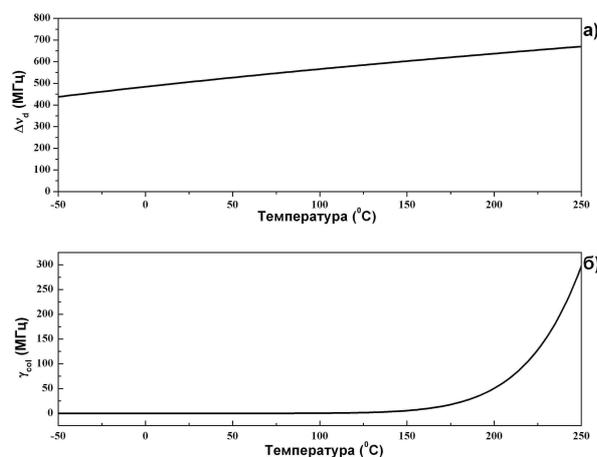


Рис. 4.12: Доплеровское и ударное уширения атомов рубидия в зависимости от температуры.

окнах ячейки. Охлаждение ячейки происходит так же при поддержании необходимого градиента для чего центральная часть может быть отключена от источника тока в то время как ток через печи окон ячейки плавно убирается в течении часа.

Экспериментальное исследование процесса квантовой адсорбции производилось в температурном диапазоне 140-240 °C. Температурная стабильность ячейки определяется в первую очередь двумя фактами: стабильностью температуры в комнате и стабильностью источника питания печи. Стабильность температуры во время эксперимента составляла 2 °C.

На графике 3.16 представлены зависимости давления и концентрации насыщенных паров рубидия при различных температурах. На рисунке 4.12 представлены зависимости доплеровского и ударного уширения для атомарного рубидия в зависимости от температуры. Стоит отметить резкое увеличение ударного уширения при температуре паров  $T \simeq 150$  °C. Начиная с этой температуры в парах атомов рубидия начинают играть заметную роль процессы столкновения. В частности это сказывается в появлении излучения на длине волны 420 нм., которое сопровождает процесс неупругих столкновений атомов.

#### 4.4.2 Лазерные системы

В экспериментах по квантовой адсорбции использовалось два диодных лазера с внешним резонатором. Длина волны излучения которых была настроена в резонанс с D2 линией рубидия (780 нм). Во время экспериментов частота контролировалась по поглощению в реперной ячейке, а также при помощи эталона Фабри-Перо. Первый лазер, мощностью 7 мВт, позволял производить сканирование частоты в широком диапазоне, который составляет 5 ГГц при сканировании решетки внешнего резонатора и до 30 ГГц при дополнительном сканировании тока. Второй лазер DL 100 (производства Toptica photonics) обладал высокой мощностью излучения (80 мВт) и возможностью сканиро-

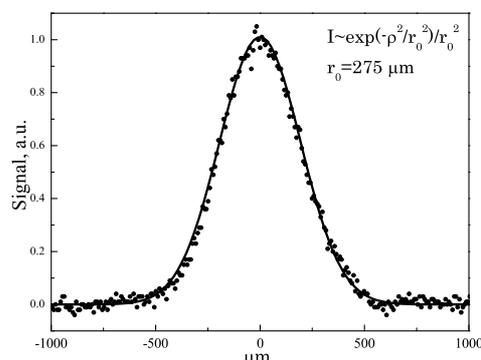


Рис. 4.13: Пространственный профиль силового луча.

вания частоты в диапазоне 10 ГГц. Пассивная стабилизация частоты лазеров обеспечивалась стабилизацией температуры лазерных платформ с использованием термостата. При этом в режиме пассивной стабилизации стабильность лазеров составляла 20 МГц за 5 минут.

Лазерное излучение доставлялись в область эксперимента с использованием одноволоконного оптического волокна. Такая конфигурация решала следующие задачи: (1) простота переключения между двумя источниками лазерного излучения; (2) пространственная фильтрация лазерного излучения.

При измерении динамики квантовой адсорбции, а так же при измерении ее спектра использовалось гаусово распределение мощности в профиле лазерного луча. На рисунке 4.13 представлен пространственный профиль используемого в эксперименте луча. Профиль интенсивности хорошо аппроксимируется гаусовой зависимостью  $I \sim \frac{1}{r_0^2} e^{-\rho^2/r_0^2}$  с параметром  $r_0 = 275 \mu m$ .

### 4.4.3 Система детектирования

При исследовании динамики квантовой адсорбции применялась охлаждаемая CCD камера производства фирмы "Видеоскан". Разрешение камеры составляет 776 x 582 пикселя. Величина каждого пикселя составляет 8,3 мкм. Использование объектива позволило записывать двумерный сигнал, который впоследствии мог быть обработан на компьютере при помощи программных средств.

При проведении экспериментов регистрировался сигнал рассеяния белого света адсорбированной структурой. Направление зондирующего луча выбиралось таким образом, чтобы не попадать на CCD-камеру напрямую. На время записи сигнала силовой лазерный луч полностью перекрывался.

При измерении флуоресценции на длине волны 420 нм. использовался ФЭУ с широким спектральным диапазоном чувствительности. При этом рассеянное излучение на длине волны 780 нм блокировалось при помощи фильтров. Для измерения мощности лазерного излучения использовались фотодиоды FDS100 производства фирмы

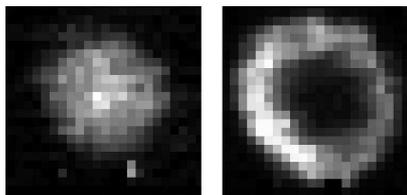


Рис. 4.14: Фотографии в рассеянном свете структуры из адсорбированных атомов на поверхности окна ячейки. Время облучения силовым лазером: 5 минут (слева) и один час (справа).

ThorLabs.

## 4.5 Квантовая адсорбция атомов, индуцированная лазерным излучением

При включении силового лазерного излучения на поверхности окна образуется структура из адсорбированных атомов рубидия, повторяющая форму лазерного пятна. В силу симметрии лазерного луча, картина адсорбированных атомов также симметрична. На рисунке 4.14 представлены фотографии в рассеянном свете адсорбированной структуры при различных экспозициях силового лазерного луча. Температура ячейки составляла  $190\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а мощность силового лазера  $3\text{ мВт}$ .

Изображение пятна адсорбированных атомов Rb на поверхности состоит из отдельных рассеивающих точек. Левый рисунок 4.14 показывает фото (полученное с помощью CCD) пятна адсорбированных атомов Rb на начальной стадии адсорбции. Пятно образовано отдельными рассеивающими центрами с максимумом рассеивающих центров соответствующему центру лазерного пятна, где интенсивность излучения максимальна и, соответственно, скорость адсорбции максимальна. Вставка на правой стороне того же рисунка показывает фото адсорбированных атомов на более поздней стадии адсорбции атомов и роста монослоя, когда уже происходит перекрытие отдельных островов и образование в центре пятна монослоя атомов, что приводит (из-за уменьшения рассеяния света) к появлению "дырки" в изображении адсорбированного пятна атомов.

Рисунок 4.15 иллюстрирует процесс адсорбции атомов и последующего роста монослоя на поверхности в зависимости от времени облучения ячейки с парами Rb: по вертикальной оси отложена интегральная интенсивность рассеянного света от адсорбированных на поверхности атомов Rb, по горизонтальной оси - время облучения ячейки лазерным излучением. Рисунок 4.15а) соответствует режиму медленной адсорбции. Показано изменение числа адсорбированных атомов при относительно медленной скорости захвата атомов поверхностным потенциалом. Такой режим достигался при использовании невысокой интенсивности лазерного излучения  $I = 150\text{ мВт/см}^2$ . Начальный участок кривой соответствует первым стадиям роста монослоя: от адсорбции индивидуальных атомов до роста островов. При выключении лазерного излучения в момент  $t$

#### 4.5. Квантовая адсорбция атомов, индуцированная лазерным излучением

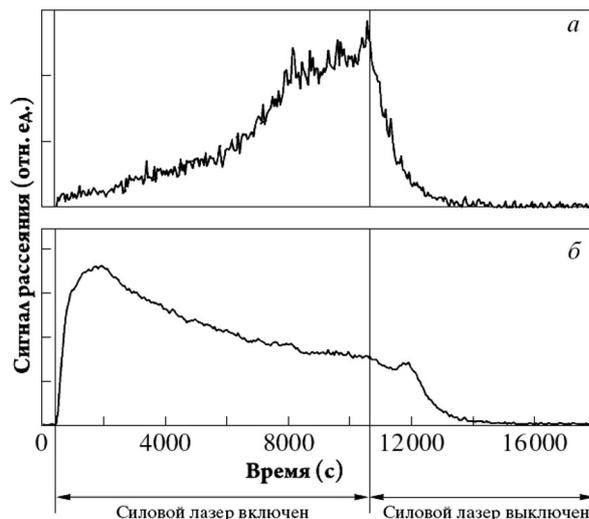


Рис. 4.15: Сигнал рассеяния адсорбированных на поверхность кристалла YAG атомов. а - сигнал от всего пятна; б - сигнал центральной части пятна.

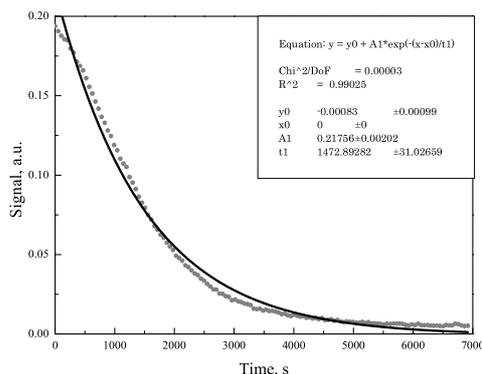


Рис. 4.16: Процесс десорбции атомов рубидия при выключенном силовом излучении.

$= 10^4$  секунды сигнал начинает уменьшаться из-за процесса тепловой десорбции атомов с поверхности. При этом процесс десорбции может быть аппроксимирован экспоненциальной зависимостью вида  $e^{t/\tau_{decay}}$ , представленной на графике 4.16. Отсюда можно определить характерное время жизни атом на поверхности  $\tau_{decay} \approx 1470$  секунды.

Рисунок 4.15б) соответствует режиму быстрой адсорбции атомов, что достигалось увеличением интенсивности лазерного излучения до величины  $I = 1,26$  Вт/см<sup>2</sup>. За время  $t_s = 2 \times 10^3$  секунд, интенсивность рассеянного света от адсорбированных атомов достигает насыщения. При дальнейшем облучении ячейки с парами атомов Rb лазерным излучением, рассеянный сигнал падает из-за перехода процесса адсорбции атомов в режим срастание островов и появления атомного монослоя, который уже не рассеивает свет, а зеркально отражает его.

Был произведен численный анализ процесса квантовой адсорбции с использованием

#### 4.5. Квантовая адсорбция атомов, индуцированная лазерным излучением

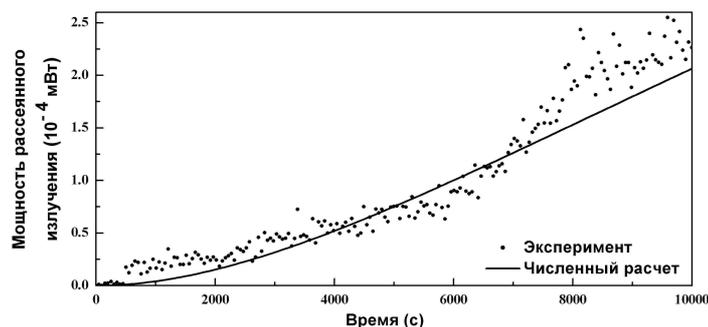


Рис. 4.17: Сравнение численного расчета процесса формирования атомных структур на поверхности твердого тела в процессе квантовой адсорбции атомов с экспериментальными данными.

выражений 2.28, 2.29 и 2.30, а также 2.35. Численный расчет с использованием данных выражений дает возможность подсчитать сечение рассеяния таких структур и определить рассеянную мощность с  $1 \text{ см}^2$ . При этом для величин  $\sigma_0$  и  $\sigma_i$  были использованы выражения полученные в работе [62].

Поскольку уравнения справедливы только в том случае когда острова из адсорбированных атомов еще не перекрываются, то сравнение экспериментальных данных и численного расчета производилось только на начальном этапе роста кривой. Результаты численного расчета (сплошная линия) и экспериментальные данные (точки) представлены на рисунке 4.17.

Как видно из приведенного графика наблюдается хорошее соответствие между экспериментальными данными и численным расчетом. Расчет динамики атомов при слиянии островов требует создания более полной теории взаимодействия атомов с поверхностью и друг с другом в потенциале ван дер Ваальса.

Измерение зависимости сигнала квантовой адсорбции атомов на поверхность от частоты силового лазера проводилось при температуре  $215 \text{ }^{\circ}\text{C}$ . Параметры температуры подбирались из условия быстрого создания структуры на поверхности окна ячейки достаточной для наблюдения и малого времени жизни такой картины при выключенном силовом лазере. В силу сложного характера поведения атомов на поверхности спектральная зависимость измерялась при дискретных значениях отстройки частоты лазерного излучения относительно фиксированной частоты атомного перехода. Измерения проводились по следующему алгоритму: выбиралась частота силового лазера, далее производилось облучение поверхности фиксированное время, затем силовым лазер перекрывался и производилась запись сигнала. После произведения записи сигнала проходило некоторое время за которое в силу тепловой десорбции атомов поверхность очищалась. Далее процесс повторялся с другой частотой силового лазера.

На графике 4.18 представлена зависимость сигнала рассеяния структуры из адсорбированных на поверхность окна ячейки атомов в зависимости от частоты силового лазера (рис. 4.18а)). Так же на графике представлена спектральная зависимость флуоресценции на длине волны  $420 \text{ нм}$  (рис. 4.18б)) и сигнал поглощения паров рубидия при

#### 4.5. Квантовая адсорбция атомов, индуцированная лазерным излучением

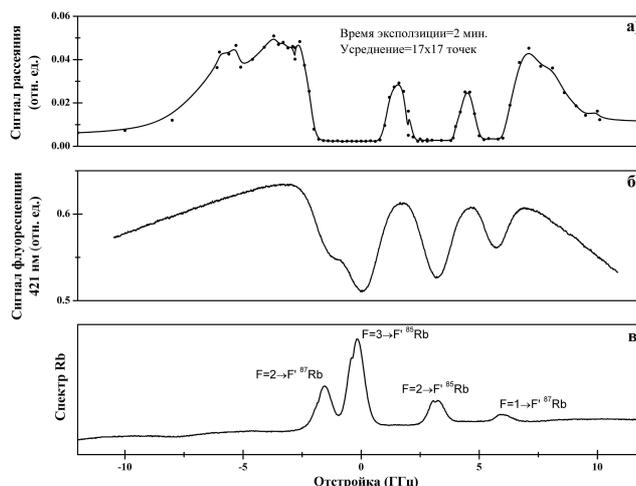


Рис. 4.18: Спектральная зависимость эффекта квантовой адсорбции атомов поверхностью кристалла YAG (а) в сравнении с флуоресценцией на длине волны 420 нм (б) и сигналом поглощения реперной ячейки при комнатной температуре (г).

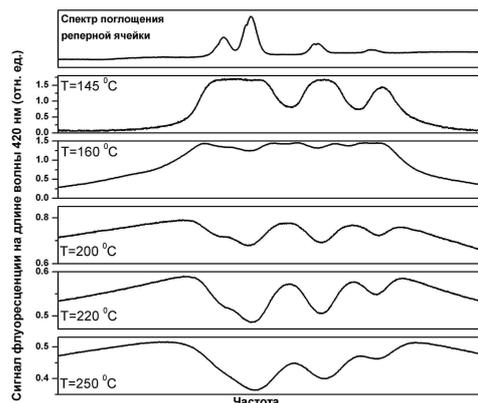


Рис. 4.19: Спектр флуоресценции на длине волны 420 нм. при различных температурах ячейки.

комнатной температуре из реперной ячейки (рис. 4.18в)). Совпадение спектральных зависимостей квантовой адсорбции и флуоресценции с высоковозбужденных уровней рубидия доказывает, что адсорбция происходит за счет столкновений с переносом энергии.

Как видно из представленного графика, наибольший эффект квантовой адсорбции и флуоресценции на длине волны 420 нм. наблюдаются при частотах не совпадающих с частотами атомных переходов. Это обусловлено взаимодействием атомов с поверхностью, а именно быстрым снятием возбуждения уровня  $5P$ . Для подтверждения этого был записан спектр флуоресценции атомов при меньшей температуре. В этом случае излучение полностью не поглощается в узком слое около поверхности и проникает вглубь ячейки даже на частотах совпадающих с частотами возбуждения атомов.

На графике 4.19 представлены результаты измерения спектральной зависимости

#### 4.5. Квантовая адсорбция атомов, индуцированная лазерным излучением

---

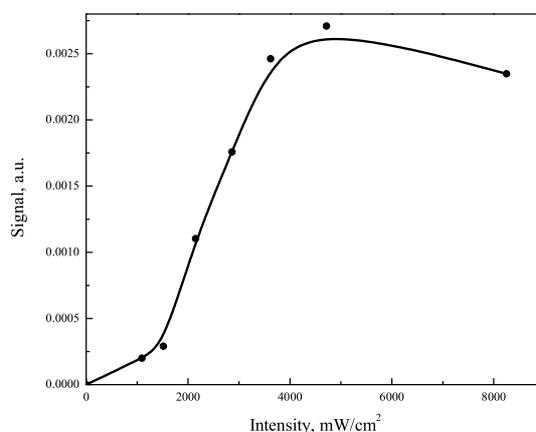


Рис. 4.20: Зависимость эффекта квантовой адсорбции от интенсивности силового лазера.

флуоресценции на длине волны 420 нм. при сканировании силового лазера вблизи переходов атомов рубидия отвечающих сверхтонкой структуре D2 линии для различных температур атомных паров. Как видно из представленных кривых при низких температурах максимумы флуоресценции соответствуют точным переходам атомов рубидия  $5S \rightarrow 5P$ . При повышении температура, а следовательно при увеличении концентрации атомов, максимумы излучения перемещаются в спектральную область между переходами.

Подавление сигнала флуоресценции и, соответственно, эффективности процесса адсорбции, наблюдаемое экспериментально, объясняется девозбуждением атомов на уровне  $5r$  из-за столкновения со стенкой. Известно [118], что при высоких концентрациях атомных паров длина проникновения лазерного излучения в область атомных паров существенно зависит от его частоты. При частотах лазера вблизи резонанса излучение проникает всего лишь на глубину порядка длины волны света и девозбуждение возбужденного состояния атомов за счёт столкновений со стенкой происходит за характерное время  $\sim 1$  нс, что на порядок меньше значения времени спонтанного излучения атома Rb ( $\sim 28$  нс). При больших отстройках лазерное излучение проникает на большую глубину, создавая в этом случае существенно большую концентрацию возбуждённых атомов вблизи поверхности окна ячейки.

Исследование зависимости квантовой отстройки от интенсивности лазерного излучения проводилось при фиксированной частоте лазера с отстройкой 4 ГГц в голубую сторону от перехода  $F = 3 \rightarrow F^{85}Rb$ , что соответствует одному из максимумов в спектре эффекта. Экспериментальные результаты представлены на графике 4.20. При этом, наблюдаемый спад в росте скорости квантовой адсорбции при увеличении мощности лазерного излучения связан с образованием монослоя за минимальные времена облучения поверхности.

#### 4.6. Создание атомных микроструктур на поверхности твердого тела с использованием квантовой адсорбции атомов

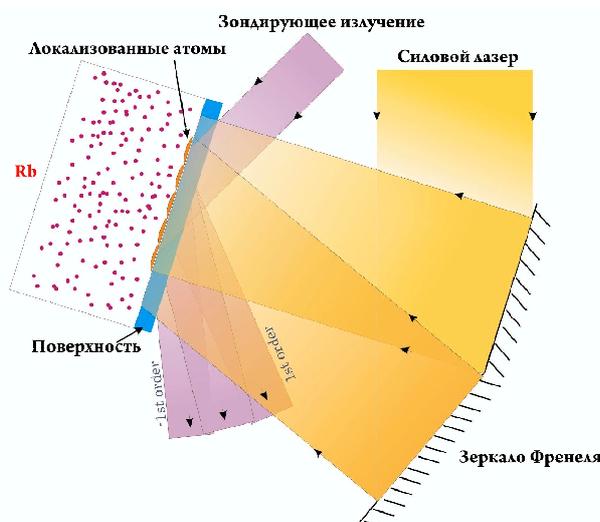


Рис. 4.21: Схема создания периодических атомных структур на поверхности окна ячейки.

### 4.6 Создание атомных микроструктур на поверхности твердого тела с использованием квантовой адсорбции атомов

При помощи эффекта квантовой адсорбции существует возможность создания структур заданной геометрии на поверхности окна ячейки. Этого можно добиться путем введения желаемой картины в пространственное распределение интенсивности силового лазера. В этом случае адсорбция атомов на поверхность окна ячейки произойдет только там, где есть излучение. В силу этого на поверхности окна ячейки произойдет пространственная локализация атомов, соответствующая распределению интенсивности в силовом луче.

При реализации периодических структур на поверхности окна ячейки пространственный профиль луча задавался при помощи зеркала Френеля (рис. 4.21). При этом на окне ячейки образовывалась интерференционная картина максимумов где происходила адсорбция и минимумов, где поверхность оставалась чистой. Таким образом на поверхности окна ячейки была создана регулярная система полос. Фотография полученной системы полос представлена на рисунке 4.22а). Светлые полосы на этой фотографии отвечают адсорбированным атомам рубидия, которые рассеивают падающее освещение. Период, полученной картины составляет 20 мкм. В центре картины можно наблюдать темное пятно (обведено в кружок), которое обусловлено пылинкой на зеркале Френеля. В этом месте адсорбция отсутствует.

Эта система полос является амплитудной дифракционной решеткой для падающего зондирующего лазерного излучения. Действительно, там где есть полосы адсорбированного рубидия происходит рассеяние падающей волны за счет чего изменяется коэффициент отражения вдоль окна ячейки. Следовательно, при отражении зондирующий лазерный луч будет дифрагировать на созданной структуре.

#### 4.6. Создание атомных микроструктур на поверхности твердого тела с использованием квантовой адсорбции атомов

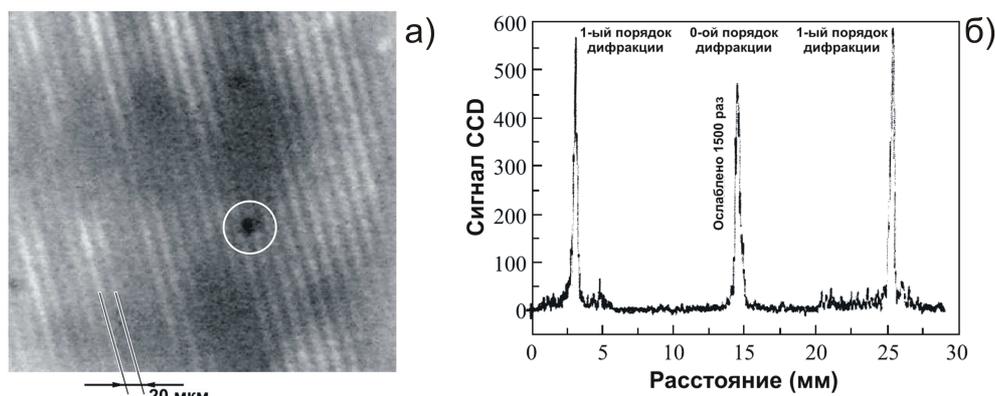


Рис. 4.22: Создание периодических структур на поверхности окна ячейки. а) Фотография полосок адсорбированного при помощи лазерного излучения рубидия; б) Пространственный профиль интенсивности отраженного от поверхности окна ячейки зондирующего лазерного излучения.

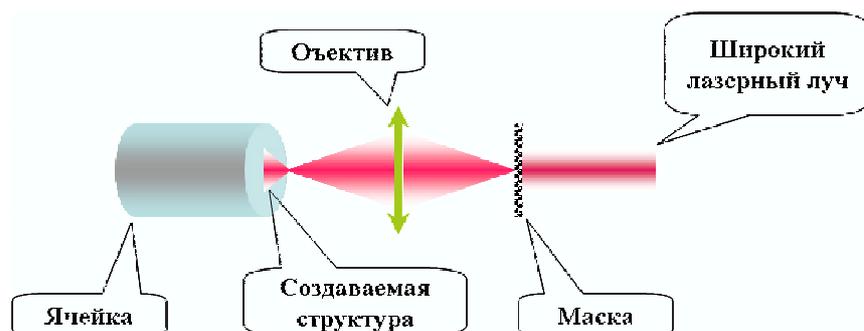


Рис. 4.23: Схема эксперимента создания атомных микроструктур на поверхности окна ячейки.

На рисунке 4.22б) представлено пространственное распределение интенсивности отраженного от поверхности окна ячейки зондирующего лазерного луча, полученное при помощи CCD-линейки. На графике отчетливо видны  $\pm 1$  и 0 порядки дифракции. При этом сигнал нулевого порядка дифракции уменьшен в 1500 раз при помощи нейтральных фильтров.

Отображение при помощи объектива маски на поверхность окна ячейки позволяет реализовывать структуры произвольной формы (рис. 4.23). На рисунке 4.24 представлена такая возможность на примере создания букв "P", "R" и "L". Построение заданной атомной структуры производилось следующим образом. (1) 35 отверстий в металлической фольге образовывали маску с изображением этих букв (рис. 4.24а)); (2) маска облучалась лазерным светом; (3) изображение маски проецировалось на поверхность окна ячейки и за время  $t = 5$  минут на поверхности создавались заданные микроструктуры (рис. 4.24в)). В процессе создания структур регистрировалось излучение на длине волны 420 нм, отвечающее интенсивности процесса адсорбции атомов (рис. 4.24б)). Размер реализованных структур составлял 50 мкм.

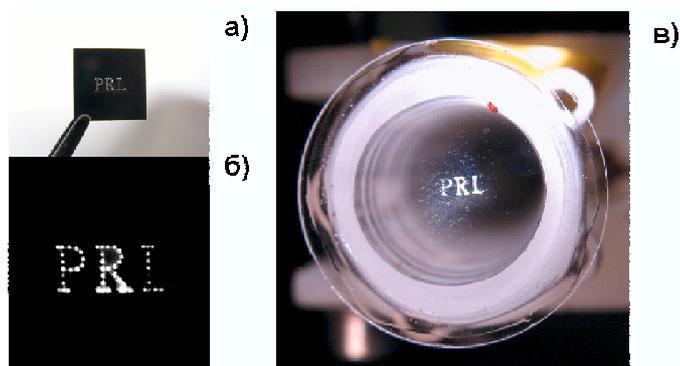


Рис. 4.24: Создание атомных микроструктур на поверхности окна ячейки: а) фотография маски; б) флуоресценция на длине волны 420 нм при облучении поверхности окна ячейки лазерным излучением; в) фотография полученных микроструктур.

## 4.7 Основные результаты главы

В процессе исследования квантовой адсорбции атомов на поверхности твердого тела было рассмотрено два метода управляемой загрузки атомов в поверхностный потенциал, образованный силами ван дер Ваальса. Первый метод предусматривает возбуждение атома в связанное с поверхностью состояние с последующей релаксацией атома в основное связанное с поверхностью состояние (фотоассоциация). Второй основан на эффекте неупругих столкновений возбужденных атомов. Оба метода предусматривают отбор кинетической энергии атома вблизи поверхности твердого тела: в первом случае за счет переизлучения кванта с большей частотой чем при возбуждении; во втором - часть кинетической энергии теряется за счет дефекта энергии процесса.

Для экспериментальной реализации квантовой адсорбции с применением первой схемы необходимы скорости атомов порядка 2 м/с. При помощи второго метода могут быть адсорбированы атомы со скоростью 130 м/с. Это приводит к тому, что случай квантовой адсорбции с применением переноса энергии при столкновениях значительно проще наблюдать в эксперименте.

Экспериментальное наблюдение эффекта показало сложное поведение структуры из адсорбированных атомов на поверхности в зависимости от интенсивности и времени экспозиции. Это связано с динамикой атомов на поверхности, которая зависит от потока атомов, падающих на поверхность, и характера взаимодействия поверхности и адсорбированных атомов.

Метод квантовой адсорбции может найти широкое применение при изучении поверхности. В частности, может быть измерено время жизни адсорбированных атомов. Отдельно стоит отметить возможность контролируемого создания микроструктур на поверхности твердого тела, что было продемонстрировано экспериментально.

## Глава 5

### Заключение

В диссертационной работе произведен анализ альтернативных методов создания атомных микроструктур на поверхности твердого тела с использованием элементов атомной оптики. Данное направление работы обусловлено широким применением методов атомной оптики в прецизионных измерениях. Развитие представлений о механизмах управления отдельными атомами показали возможность построения атомных микро и наноструктур с применением подхода "снизу-вверх". Выполненная работа находится в соответствии с последними тенденциями применения атомной оптики для создания структур на поверхности твердого тела [119], которые активно разрабатываются ведущими лабораториями.

В качестве методов атомной литографии в диссертационной работе были рассмотрены и экспериментально реализованы следующие следующие схемы:

- Фокусировка атомного пучка с использованием 2D МОЛ;
- Квантовая адсорбция атомов на поверхности твердого тела.

#### **Положения защищаемые в диссертации.**

- Предложена и экспериментально реализована фокусировка атомного пучка в микронный диапазон с использованием 2D МОЛ;
- Предложен метод литографии микроструктур на поверхности твердого тела с использованием атомной фокусировки 2D МОЛ;
- Экспериментально реализована квантовая адсорбция атомов на поверхности твердого тела с использованием неупругих столкновений атомов в присутствии квазирезонансного лазерного излучения;
- Предложен и реализован способ создания микроструктур на поверхности твердого тела с использованием квантовой адсорбции атомов.

---

## Публикации по результатам диссертационной работы

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 4-х научных статьях журналов, входящих в перечень ВАК.

- П.Н. Мелентьев, П.А. Борисов, С.Н. Руднев, А.Е. Афанасьев, В.И. Балыкин, "Фокусировка атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой", Письма в ЖЭТФ, т. 83, с. 16-20 (2006).
- А.Е. Афанасьев, П.Н. Мелентьев, В.И. Балыкин, "Квантовая адсорбция атомов на поверхность, индуцированная лазерным светом", Письма в ЖЭТФ, т. 86, с. 198-203 (2007).
- А.Е. Афанасьев, П.Н. Мелентьев, В.И. Балыкин, "Атомная поверхностная ловушка на основе квантовой адсорбции атомов", Известия Российской академии наук, серия физическая, т. 72, с. 701-706 (2008).
- A. E. Afanasiev, P. N. Melentiev, and V. I. Balykin, "Atom Surface Trap Based on Laser-Induced Quantum Adsorption", Proc. SPIE, V. 7024, p. 702402 (2008).

## Апробация работы

Результаты диссертационной работы докладывались на научных семинарах Института Спектроскопии, на научном семинаре Университета электро-коммуникаций (Япония), а также на Российских и международных научных конференциях:

- Симпозиум по передовым приложениям лазеров - "Atom beam focusing by 2D MOT", Берлин, Дрезден, Германия, 21 - 26 мая (2005).
- 49-я научная конференция МФТИ - "Квантовая адсорбция атомов на поверхность, индуцированная лазерным светом"(2006).
- 50-я научная конференция МФТИ - "Атомная поверхностная ловушка на основе квантовой адсорбции атомов"(2007).
- П.Н. Мелентьев, А.Е. Афанасьев, В.И. Балыкин - "Метод создания наноструктур на поверхности на основе квантовой адсорбции атомов, индуцированной лазерным излучением", XII Международный Симпозиум по Нанофизике и Наноэлектронике, Н. Новгород, 10 - 14 марта (2008).
- А.Е. Afanasiev, P.N. Melentiev, V.I. Balykin - "Atom surface trap based on energy pooling collisions", German-Russian Lasersymposium, 12-18 April, Luebeck, Rostock and Hamburg, (2008).
- А.Е. Afanasiev, P.N. Melentiev, V.I. Balykin - "Atom surface Trap", International Symposium on Physics of Cold Trapped Atoms, Trondheim, Norway, June 30 - July 04 (2008).

- 
- П.Н. Мелентьев, А.Е. Афанасьев, В.И. Балыкин - "Метод создания наноструктур на поверхности на основе квантовой адсорбции атомов, индуцированной лазерным излучением", Российское совещание по актуальным проблемам полупроводниковой фотоники "Фотоника - 2008", Новосибирск, август, Россия (2008).
  - А.Е. Afanasiev, P.N. Melentiev, V.I. Balykin - "Control of laser adsorption by laser light", The fifth international symposium Modern Problems of Laser Physics, Новосибирск, 24-30 августа, (2008).
  - П.Н. Мелентьев, А.Е. Афанасьев, Д.А. Лапшин, В.И. Балыкин, А.В. Заблоцкий, А.А. Кузин, А.С. Батулин, Ю. Агафонов, А.Ф. Вяткин, В.А. Скуратов, П.Ю. Апель - "Атомная Нанолитография", школа молодых ученых "Современные проблемы лазерной физики"(2009).

Автор выражает благодарность всему коллективу отдела лазерной спектроскопии ИСАН. Особая благодарность Балыкину В.И. за предоставленную возможность работать и обучаться в ведущей лаборатории России; Мелентьеву П.Н. за помощь в проведении экспериментов, а так же Рудневу С.Н., Борисову П.А. и Лапшину Д.А.

# Литература

- [1] N. Taniguchi, *"On the basic concept of nanotechnology"*, Proc. Int. Conf. Prog. Eng. Part II. Tokyo: Jap. Soc. Pres. Eng., 2 (1974).
- [2] N. Taniguchi, *"Future trends of nanotechnology"*, Intern. J. Japan. Soc. Precision Engineering. V.26, №1, pp. 1-7 (1992).
- [3] *Nanotechnology. Integrated Processing Systems for Ultra-Precision and Ultra-Fine Products*. Ed. N. Taniguchi et al. - Oxford: Oxford University Press, 406 p (1996).
- [4] M.J. Madou, *"Fundamentals of microfabrication"*, ed., CRC Press: Boca Raton (1997).
- [5] <http://www.pkl.co.kr/english/product/product05.html>
- [6] К.А. Валиев, *"Физика субмикронной литографии"*, - М.: Наука-Физматлит, 528 с. (1990).
- [7] J.A. Rogers, K.E. Paul, R.J. Jackman and G.M. Whitesides, *"Using an elastomeric phase mask for sub-100 nm photolithography in the optical near field"*, Appl. Phys. Lett., v. 70, p. 2658 (1997).
- [8] J.A. Rogers, K.E. Paul, R.J. Jackman and G.M. Whitesides, *"Generating 90 nanometer features using near-field contact-mode photolithography with an elastomeric phase mask"*, J. Vac. Sci. Technol. B, v. 16, pp. 59–68 (1998).
- [9] T.W. Odom, V.R. Thalladi, J.C. Love and G.M. Whitesides, *"Generation of 30–50 nm structures using easily fabricated, composite PDMS masks"*, J. Am. Chem. Soc., v. 124, p. 12112 (2002).
- [10] J. Hu, T. Deng, R.G. Beck, et al., *"Fabrication of GaAs/AlGaAs high electron mobility transistors with 250 nm gates using conformal phase shift lithography"*, Sens. Actuators A, v. 86, pp. 122–26 (2000).
- [11] M.A. McCord, M.J. Rooks, *Chapter 2. "SPIE Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication. Volume 1: Microlithography"* ed. P. Rai-Choudhury, SPIE Press Monograph Vol. PM39(2000).
- [12] J.P. Scott, *"Recent progress on the electron image projector"*, J. Vac. Sci. Technol, v.5, №3, pp. 1016-1021 (1978).

- [13] "Плазменная технология в производстве СБИС" Под ред. Н. Айнспрука и Д. Брауна. - М.: Мир, 470 с. (1987).
- [14] S.Y. Chou, P.P. Krauss, P. Renstrom, "Inprint lithography with 25-nanometer resolution", *Science*, v. 272, №5258, pp. 85-87 (1996).
- [15] Stephen Y. Chou, Peter R. Krauss, and Preston J. Renstrom, "Nanoimprint lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B*, v. 14, p. 4129 (1996).
- [16] Stephen Y. Chou, Peter R. Krauss, Wei Zhang et al., "Sub-10 nm imprint lithography and applications", *J. Vac. Sci. Technol B*, v. 15, pp. 2897-2904 (1997).
- [17] F. Carcenac, C. Vieu, A. Lebib et al. "Fabrication of high density nanostructures gratings ( $>500$  Gbit/in<sup>2</sup>) used as molds for nanoimprint lithography", *Microelectronic Engineering*, v. 53. pp. 163-166 (2000).
- [18] J.D. Gunton, M. San Miguel, and P. Sahni, in *Phase Transition and Critical Phenomena*, ed. Domb Lebowitx ,Academic, London, v. 8, pp. 267-466 (1983).
- [19] G. Krausch, *Surface induced self assembly in thin polymer films*, *Mater. Sci. Eng. R.*, v. 14, p. 1 (1995).
- [20] S.Y. Chou, L. Zhuang, "Lithographically induced self-assembly of periodic polymer micropillar arrays", *J. Vac. Sci. Technol. B.*, v. 17, pp. 3197-3202 (1999).
- [21] M. Park, C. Harrison, P.M. Chaikin, R.A. Register and D.H. Adamson, "Block copolymer lithography: Periodic arrays of  $10^{11}$  holes in 1 square centimeter", *Science*, v. 276 p.1401 (1997).
- [22] K. Guarini, C. Black, Y. Zhang, I. Babich, E. Sikorski and L. Gignac, "Low voltage, scalable nanocrystal FLASH memories fabricated by templated self-assembly", presented at the IEDM Meeting, Washington DC (December 8, 2003).
- [23] Y. Xia and G.M. Whitesides, "Soft lithography", *Annu. Rev. Mater. Sci.*, v. 28, pp. 153-84 (1998).
- [24] J. Brugger, J.W. Berenschot, S. Kuiper, W. Nijdam, B. Otter and M. Elwenspoek, "Resistless patterning of sub-micron structures by evaporation through nanostencils", *Microelectron. Eng.*, v. 53, pp. 403-405 (2000).
- [25] H.T. Soh, K.W. Guarini, C.F. Quate, "Scanning Probe Lithography", *Kluwer Academic Publishers*, - 224 p. (2001).
- [26] R.J.M. Vullers, M. Ahlskog, C. van Haesendonck, "Titanium nanostructures made by local oxidation with the atomic force microscope", *Appl. Surf. Sci.*, v. 144-145. pp. 584-588 (1999).

- [27] Ю. Панфилов, "Нанесение тонких пленок в вакууме", Технологии в электронной промышленности, №3 (2007).
- [28] R. Frisch, "Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsdruckstoßes", v. 86, p. 42 (1933).
- [29] V.S. Letokhov and V.G. Minogin, "Trapping and storage of atoms in a laser field", Appl. Phys. A, v. 17, p. 99 (1978).
- [30] A. Ashkin, "Atomic-Beam Deflection by Resonance-Radiation Pressure", Phys. Rev. Lett., v.25, p.1321 (1970).
- [31] A. Ashkin, "Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure", Phys. Rev. Lett., 24, p.156 (1970).
- [32] R. Schieder, H. Walther, L. Woste, "Atomic beam deflection by the light of a tunable dye laser", Opt. Commun. 5 337 (1972).
- [33] D. Meschede and J. Mlynek, eds.. Special Issue on "Nanomanipulation of Atoms", Appl. Phys. B, v. 70, N. 5 (2000).
- [34] J.J. McClelland, "Nanofabrication via Atom Optics", in Handbook of Nanostructured Materials and Technology, Academic Press, Cambridge (1999).
- [35] J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin, and D.B. Pearson, "Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-Radiation Pressure", Phys. Rev. Lett., v. 41, p. 1361 (1978).
- [36] J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin, and D.B. Pearson, "Experimental observation of the influence of the quantum fluctuations of resonance-radiation pressure", Opt. Lett., v. 5, p. 111 (1980).
- [37] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, "The possibility of deep laser focusing of an atom beam into the A region", Opt. Commun., v.64, pp.151-156 (1987).
- [38] T. Sleator, T. Pfau, V. Balykin, et al., "Imaging and focusing of an atomic-beam with a large period standing light-wave", Appl. Phys. B, v. 54, p.375 (1992).
- [39] J.J. McClelland, R.E. Scholten, E.C. Palm, and R.J. Celotta, "Laser-Focused Atomic Deposition", Science v. 262, p. 877 (1993).
- [40] V.I. Balykin., V.V. Klimov, V.S. Letokhov, "Laser near-field lens for atoms", J. Phys. II France, v. 4, p. 1981 (1994).
- [41] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, and V.V. Klimov, "Tight focusing of an atomic-beam by the near-field of diffracted laser-light", JETP Lett, v. 59, p. 896 (1994).

- [42] V. I. Balykin and V. G. Minogin, "*Focusing of atomic beams by near-field atom microlenses: The Bethe-type and the Fresnel-type microlenses*", Phys. Rev. A, v. 77, p. 013601 (2008).
- [43] V. I. Balykin, V. V. Klimov, and V. S. Letokhov, "*Atom Nanooptics Based on Photon Dots and Photon Holes*", JETP Letters, v. 78, p. 8 (2003).
- [44] O. Carnal, M. Sigel, T. Sleator, "*Imaging and focusing of atoms by a fresnel zone plate*", Phys.Rev.Lett., v. 67, p. 3231 (1991).
- [45] Н. Кобаяси, "*Введение в нанотехнологию*", ред. Л.Н. Патрикеев, Москва Бином. Лаборатория знаний (2005).
- [46] H.B.G. Casimir, "On the attraction between two perfectly conducting plates", Proc. Kon. Ned. Akad. Wetenschap 60, 793-795, 1948.
- [47] F. London, "*Theory and systematics of molecular forces*", Zeitschrift für Physik, v. 63, pp. 245-279 (1930).
- [48] J.E. Lennard-Jones, "*Processes of adsorption and diffusion on solid surfaces*", Trans. Faraday Soc., v. 28, p. 333 (1932).
- [49] J. D. Jackson, "*Classical electrodynamics*", New York (1998).
- [50] I. E. Dzyaloshinskii, E. M. Lifshitz, and L. Pitaevskii, "*The general theory of van der Waals forces*", Adv. Phys., v. 10, p. 165 (1961).
- [51] I.E. Dzyaloshinskii, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii, "*General theory of van der waals' forces*", Sov. Phys. Usp., v. 4, pp. 153–176 (1961).
- [52] H.B.G. Casimir, D. Polder, "*The influence of retardation on the London-van der Waals forces*", Phys. Rev., v. 73, pp. 360-372 (1948).
- [53] C.I. Sukenik, M. G. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar, E. A. Hinds, "*Measurement of the Casimir-Polder Force*", Phys. Rev. Lett., v. 70, pp. 560-563 (1993).
- [54] E.A. Hinds, V. Sandoghdar, "*Cavity QED level shifts of simple atoms*", Phys. Rev. A, v. 43, pp. 398–403 (1991).
- [55] C. Mavroyannis, "*The interaction of neutral molecules with dielectric surfaces*", Mol. Phys., v. 6, pp. 593-600 (1963).
- [56] "*Технология тонких пленок. Справочник*", т.1, под редакцией Л. Майссела, Р. Глэнга, Москва "Советское радио"(1977).
- [57] "*Физика тонких пленок*" том 2, ред. Г.Хасс и Р.Э. Тун, "Мир", Москва (1967).
- [58] D.Walton, "*Nucleation of Vapor Deposits*", J. Chem. Phys., v. 37, p. 2182 (1962).

- [59] H. Brune, *"Microscopic view of epitaxial metal growth: nucleation and aggregation"*, Surface science reports, v. 31, pp. 121-229 (1998).
- [60] C.E. Allen, E.G. Seebauer, *"Surface diffusion on semiconductors"*, ed. D.L. Beke. SpringerMaterials - The Landolt-Bornstein Database (<http://www.springermaterials.com>)
- [61] J. Cognard, *"Adhesion to Gold: A Review"*, Gold Bull., v.17, p. 131 (1984).
- [62] Pablo Jensen, Hernán Larralde, Alberto Pimpinelli, *"Effect of monomer evaporation on a simple model of submonolayer growth"*, Physical Review B, v. 55, p. 4 (1997).
- [63] D. Shindo, K. Hiraga, *"High-Resolution Electron Microscopy for Materials Science"*. - Tokyo: Springer (1998).
- [64] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *"Surface studies by scanning tunneling microscopy"*, Phys. Rev. Lett., v. 49, pp. 57-61 (1982).
- [65] C. Julian Chen, *"Introduction to Scanning Tunneling Microscopy"*, Oxford University Press (1993).
- [66] C. Binnig, C.F. Quate, H. Gerber, *"Atomic force microscope"*, Phys. Rev. Lett., v. 56, pp. 930-933 (1986).
- [67] Weisendanger R. *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy: Methods and Applications*. - Cambridge: Cambridge University Press, 1994. - 659 p. 31.
- [68] А.А. Суслов, С.А. Чижик, *"Сканирующие зондовые микроскопы"*, Материалы, технологии, инструменты, т. 2, с. 78-89 (1997).
- [69] *"Atomic Force Microscopy. Scanning Tunneling Microscopy"*, Eds. S.H. Cohen, M.L. Lightbody. Kluwer Academic Publishers, 218 p. (1999).
- [70] J. Goldstein, D.E. Newbury, D.C. Joy et al., *"Scanning Electron Microscopy and X-ray Microanalysis"*. Third edition. Kluwer Academic Publishers, 586 p. (2003).
- [71] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *"Электродинамика сплошных сред"*, гос. из-во технико-теоретической лит, Москва (1957).
- [72] V.G. Minogin and V.S. Letokhov, *"Laser Light Pressure on Atoms"*, New York: Gordon and Breach (1987).
- [73] В.И. Балыкин, В.С. Летохов, В.Г. Миногин, *"Охлаждение атомов давлением лазерного излучения"*, УФН, т. 147, с. 117 (1985).
- [74] V.I. Balykin, V.G. Minogin, V.S. Letokhov, *"Electromagnetic trapping of cold atoms"*, Rep. Prog. Phys., v. 63, p. 1429 (2000).

- [75] W.D. Phillips, *"Laser cooling and trapping of neutral atoms"*, Nobel Prize Lecture (1997).
- [76] P.N. Melentiev, P.A. Borisov, V.I. Balykin, *"Zeeman Laser Cooling of Rb Atoms in Transverse Magnetic Field"*, JETP, v. 98, p. 667 (2004).
- [77] Daniel A. Steck, *"Rubidium 85 D Line Data"*, available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 0.2.1, 30 April 2009)
- [78] П.Н. Мелентьев, *"Лазерное зеемановское охлаждение атомов и их динамика в квадрупольной ловушке"*, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2003).
- [79] E. Arimondo, M. Inguscio and P. Violino, *"Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms"*, Review of Modern Physics, v. 49, p. 31 (1977).
- [80] V.I. Balykin and V.G. Minogin, *"Magneto-optical compression of atomic beam"*, JETP, v. 96, p. 8 (2003).
- [81] R. Golub and J. M. Pendlebury, *"Ultra-cold neutrons"*, Rep. Prog. Phys. 42, 439 (1979).
- [82] V.I. Balykin, *"Pulsed magneto-optical compression of cold atoms"*, JETP Lett., v. 66, p. 349 (1997).
- [83] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, V.G. Minogin and T.V. Zueva, *"Collimation of atomic beams by resonant laser radiation pressure"*, Appl.Phys. B, v.35, pp. 149-153 (1984).
- [84] P.N. Melentiev, P.A. Borisov, S.N. Rudnev and V.I. Balykin, *"High flux, high intensity source of slow 85Rb atoms for atom optics"*, Proc. SPIE v. 6256, p. 62560N (2006).
- [85] R.D. Swenumson, U. Even, *"Continuous flow reflux oven as the source of an effusive molecucular Cs beam"*, Rev. Sci. Instrument, v. 52, p. 559 (1981).
- [86] K.L. Corwin, Z.T. Lu, C.F. Hand, R.J. Epstein and C.E. Wieman, *"Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor"*, Appl. Optics, v. 37, pp. 3295-3298 (1998).
- [87] M.J. Snadden, J.M. McGuirk, P. Bouyer, K.G. Haritos and M.A. Kasevich, *"Measurement of the Earth's Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer"*, Phys. Rev. Lett., v. 81, pp. 971-974 (1998).
- [88] C.J. Myatt, N.R. Newbury and C.E. Wieman, *"Simplified atom trap by using direct microwave modulation of a diode laser"*, Opt. Lett., v. 18, pp. 649-651, (1993).
- [89] S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito, T. Kimura, *"Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor laser"*, IEEE J. Quantum Electron, v. 18, p. 582 (1982).

- [90] T.-C. Yen, J.-W. Chang, J.-M. Lin, R.-J. Chen, "*High-frequency optical signal generation in a semiconductor laser by incoherent optical feedback*", *Opt. Comm.*, v. 150, pp. 158-162 (1998).
- [91] P. Melentiev, M. Subbotin, V. Balykin, "*Simple and effective modulation of diode lasers*", *Laser Physics*, v. 11, p. 891 (2001).
- [92] B. Mrozewich, M. Bugajski, W. Nakwaski, "*Physics of Semiconductor Lasers*", Amsterdam-Oxford-New York-Tokyo (1991).
- [93] M. Ohtsu, T. Tako, "*Coherence in semiconductor lasers*", *Progress in optics XXV*, Elsevier science, p.192-278, (1988).
- [94] S. Kobayashi and T. Kimura, "*Injection locking in AlGaAs semiconductor laser*", *IEEE J. Quantum Electron.*, v. 17, p. 681 (1981).
- [95] X. Wang, X. Chen, J. Hon, et al., "*Side-mode injection locking characteristics of 150 mW AlGaAs semiconductor lasers*", *Opt. Commun.*, v. 178, p. 165 (2000).
- [96] J. Ringot, Y. Lecoq, J.C. Garreau, and P. Szriftgizer, "*Generation of phase-coherent laser beams for Raman spectroscopy and cooling by direct current modulation of a diode laser*", *Eur. Phys. J. D*, v. 7, p. 285 (1999).
- [97] P. N. Melentiev, P. A. Borisov, and V. I. Balykin, "*High-Power Two-Frequency Laser Source Based on a Semiconductor Laser for Atom Optics*", *Laser Physics*, v. 15, pp. 1617–1622, (2005).
- [98] H. Hoinkes, "*The physical interaction potential of gas atoms with single-crystal surfaces, determined from gas-surface diffraction experiments*", *Rev. Mod. Phys.*, v. 52, p. 933 (1980).
- [99] M. Stephens, R. Rhodes, C. Wieman, "*Study of wall coatings for vapor cell laser traps*", *J. Appl. Phys.*, v. 76, p. 3479, (1994).
- [100] F.I. Hughes, "*Mean Adsorption Lifetime of Rb on Etched Tungsten Single Crystals: Neutrals*", *Phys. Rev.*, v.113, p.1036 (1959).
- [101] R. Storch, H. Stolz, H.W. Wassmuth: *Ann. Phys. Leipzig* 1, p. 315 (1992).
- [102] A. Golubović, S. Nikolić, R. Gajić, S. Durić and A. Valić, "*The growth of Nd: YAG single crystals*", *J.Serb.Chem.Soc.*, v. 67, pp. 291–300 (2002).
- [103] O.P. Makarova and A.N. Solov'ev, "*Experimental Investigation of the surface tension of rubidium and cesium*", *Zhurnat Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki*, v. 7, pp. 175-176 (1966).
- [104] Chen C. Hsu and H. Eyring, "*Significant Structure Theory of Surface Tension of the Alkali Metals*", *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, v. 69, pp. 1125-1127 (1972).

- [105] E. G. Lima, M. Chevrollier, O. Di Lorenzo, P. C. Segundo, M. Oriá, "Long-range atom-surface bound states", *Physical Review A*, v. 62, p. 013410 (2000).
- [106] T. Passerat de Silans, B. Farias, M. Oriá, M. Chevrollier, "Laser-induced quantum adsorption of neutral atoms in dielectric surfaces", *Appl. Phys. B*, v. 82, pp. 367–371 (2006).
- [107] М.А. Ельяшевич, "Атомная и молекулярная спектроскопия", государственное издательство физико-математической литературы, Москва (1962).
- [108] U. Volz and H. Schmoranzner, "Precision Lifetime Measurements on Alkali Atoms and on Helium by Beam- Gas-Laser Spectroscopy," *Physica Scripta* v. 65, p. 48 (1996).
- [109] Z.W. Gortel, H.J. Kreuzer, R. Teshima, "Desorption by phonon cascades for gas-solid systems with many physisorbed surface bound states", *Phys. Rev. B*, v. 22, pp. 5655–5670 (1980).
- [110] Fam Le Kien, S. Dutta Gupta, K. Hakuta, "Phonon-mediated decay of an atom in a surface-induced potential", *Phys. Rev. A*, v. 75, p. 062904 (2007).
- [111] A.N. Klyucharev and A.V. Lazarenko, *Opt. Spectrosc.* 32, p. 576, (1972) [*Opt. Spektrosk.* 32, 1063, 1972].
- [112] M. Allegrini, G. Alzetta, A. Kopystynska, L. Moi, and G. Orriols, "Electronic energy transfer induced by collision between two excited sodium atoms", *Opt. Commun.*, v. 19, p. 96 (1976).
- [113] Z.J. Jabbour, et al., "Energy-pooling collisions in cesium:  $6P_J + 6P_J \rightarrow 6S + (nl = 7S, 6D, 8S, 4F)$ ", *Phys. Rev. A*, v. 54, p. 1372 (1996).
- [114] R.K. Namiotka, J. Huennekens, M. Allegrini, "Energy-pooling collisions in potassium:  $4P_J + 4P_J \rightarrow 4S + (nl = 5P, 6S, 4D)$ ", *Phys. Rev. A*, v. 56, p. 514 (1996).
- [115] L. Barbier and M. Chéret, "Energy pooling process in rubidium vapour", *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, v. 16, pp. 3213-3228 (1983).
- [116] Shen Yi-Fan, et al., "Energy-Pooling Collisions in Rubidium:  $5P_{3/2} + 5P_{3/2} \rightarrow 5S + (nl = 5D, 7S)$ ", *Chin.Phys.Lett.*, V. 22, p. 2805 (2005).
- [117] D. Sarkisyan, U. Hinze, L. Meyer, B. Wellegehausen, "Efficient cw sodium dimer raman laser operation in a high-temperature sapphire cell", *Appl. Phys. B* 70, 3, 351, 2000.
- [118] Karine Le Bris, et al., "Characterization of retrofluorescence inhibition at the interface between glass and optically thick Cs vapour", *J. Opt. Soc. Am. B*, V. 18, pp. 1701-1710 (2001).
- [119] V.I. Balykin and P.N. Melentiev, "Nanolithography with Atom Optics", *Nanotechnologies in Russia*, V. 4, pp. 425–447 (2009).