

**Институт физики полупроводников
Сибирского Отделения Российской Академии Наук**

На правах рукописи

Рябцев Игорь Ильич

**СПЕКТРОСКОПИЯ КОГЕРЕНТНЫХ И
НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В РИДБЕРГОВСКИХ
АТОМАХ**

01.04.05 "Оптика"

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск – 2005

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	16
§1.1. Систематика уровней энергии ридберговских атомов	17
§1.2. Взаимодействие с тепловым фоновым излучением	21
§1.3. Взаимодействие с электрическим и магнитным полем	22
§1.4. Селективная ионизация электрическим полем (СИЭП)	24
§1.5. Экспериментальные методы изучения ридберговских атомов	25
§1.6. Микроволновая спектроскопия ридберговских атомов	27
§1.7. Фотоионизация ридберговских атомов	30
Глава 2. Экспериментальная установка для микроволновой и фотоионизационной спектроскопии ридберговских атомов натрия	32
§2.1. Лазерное возбуждение ридберговских nP -состояний атомов Na	32
§2.2. Атомный пучок и система регистрации	35
§2.3. Методика проведения экспериментов по микроволновой спектроскопии ..	45
Глава 3. Микроволновая спектроскопия когерентных и нелинейных процессов при однофотонных переходах между ридберговскими состояниями атомов Na	52
§3.1. Эффект Зеемана	53
§3.2. Статический эффект Штарка	58
§3.3. Динамический эффект Штарка	63
§3.4. Вынужденные переходы под действием теплового излучения в микроволновом резонаторе	71
§3.5. Квантовый интерферометр на основе импульсного штарковского расщепления	78
§3.6. Микроволновый эффект Ханле	100
Глава 4. Микроволновая спектроскопия когерентных и нелинейных процессов при многофотонных переходах между ридберговскими состояниями атомов Na	118
§4.1. Динамический эффект Штарка	119
§4.2. Статический эффект Штарка на многофотонных переходах	134
§4.3. Двойной штарковский резонанс на двухфотонных переходах $36P-37P$, $37P-38P$	143

§4.4. Калибровка напряженности электрического поля методом штарковской подстройки двойного микроволнового резонанса.....	150
§4.5. Влияние изменения волновых функций в электрическом поле и поляризации излучения на двойной штарковский резонанс	157
§4.6. Кинетические эффекты при взаимодействии атомов с интенсивным микроволновым излучением.....	168
Глава 5. Квантовая интерференция каналов одно- и двухфотонной ионизации атомов Na излучением Nd:YAG лазера из возбужденного состояния 4S	184
§5.1. Введение.....	184
§5.2. Квантовая интерференция каналов одно- и двухфотонной ионизации.....	187
§5.3. Измерение сечений одно- и двухфотонной фотоионизации	191
Заключение.....	202
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	206

Введение

В последние годы в атомной и лазерной физике значительно расширился круг задач, в которых когерентные и нелинейные процессы при взаимодействии атомов с электромагнитным излучением [1-7] играют важную роль и могут быть использованы для выполнения тонких экспериментов и практических приложений. Это спектроскопия высокого разрешения, атомные стандарты частоты нового поколения, квантовые неразрушающие измерения, лазерное охлаждение, бозе-эйнштейновская конденсация, атомная интерферометрия, измерение электромагнитных полей, когерентный контроль взаимодействия атомов с излучением и т.д. В настоящее время особенно актуальными стали исследования по разработке методов управления и диагностики состояний *одиночных* атомов в электромагнитных и оптических ловушках [8-11], что необходимо для создания логических элементов квантового компьютера, генераторов и детекторов одиночных фотонов, экспериментов по квантовой нелокальности, квантовой телепортации, квантовой криптографии и ряда других новых направлений квантовой физики [12-14]. Таким образом, экспериментальное изучение когерентных и нелинейных процессов в атомах представляет значительный интерес и требует проведения широкого круга новых исследований, направленных на уменьшение числа атомов и получение информации об элементарных актах взаимодействия одиночных атомов с излучением.

В основе *когерентных процессов* лежит явление квантовой интерференции атомных состояний [2-4]. Как известно, всякое состояние в атоме характеризуется фазой волновой функции. Взаимная когерентность состояний, или определенная разность фаз их волновых функций, может возникать при возбуждении оптических переходов резонансным излучением, причем это справедливо как для состояний, *вырожденных* по энергии (например, при когерентном возбуждении нескольких магнитных подуровней), так и для *невырожденных* состояний (например, при осцилляциях Раби в двухуровневом атоме). В приготовленном таким образом атоме квантовая интерференция состояний может проявляться при последующем взаимодействии с излучением или при спонтанном испускании в виде разнообразных когерентных процессов.

В зависимости от условий проведения эксперимента, могут наблюдаться квантовые биения в резонансном поглощении или флуоресценции, эффект Ханле в магнитном поле, осцилляции Раби, оптические биения Рамзея, фотонное эхо и много других интересных явлений [2-7]. Наибольшую актуальность для современных исследований представляет использование квантовой интерференции для управления вероятностями переходов и определения разности фаз атомных состояний, т.е. управление и диагностика одиночных атомов оптическими методами.

Нелинейные процессы возникают при взаимодействии атомов с интенсивным излучением, при этом зачастую когерентность состояний также играет заметную роль [2-7]. Увеличение интенсивности излучения вовлекает во взаимодействие большое число атомных уровней, поэтому необходимо рассматривать сложные резонансные ситуации и учитывать, например, возможность возбуждения не только однофотонных, но и многофотонных переходов между атомными состояниями, сопровождающихся одновременным поглощением или испусканием нескольких квантов излучения. Вероятности таких переходов нелинейно зависят от интенсивности (в первом приближении, пропорционально интенсивности в степени числа фотонов). К наиболее интересным нелинейным процессам относятся многофотонное поглощение, рамановские переходы и адиабатический перенос населенностей, нелинейный интерференционный эффект, когерентное пленение населенностей и электромагнитно индуцированная прозрачность, полевое уширение и динамическое расщепление линий переходов, а также генерация суммарных и разностных частот.

Экспериментальное изучение когерентных и нелинейных явлений в обычных атомах представляет собой непростую задачу, что обусловлено разного рода релаксационными процессами, приводящими к быстрой потере когерентности, необходимостью использования больших атомных ансамблей для надежной регистрации сигналов, и вторичными процессами в интенсивном электромагнитном поле, искажающими истинную картину взаимодействия излучения с одиночным атомом.

В простейшем случае, когда отсутствуют другие механизмы релаксации, время когерентности состояний, т.е. время "памяти" атома о переходах под

действием возбуждающего излучения, ограничено спонтанным распадом. Для того чтобы когерентные процессы могли наблюдаться и исследоваться в экспериментах, характерное время взаимодействия атомов с излучением и время измерения сигналов поглощения или испускания должны быть меньше, чем время спонтанной релаксации. Это обстоятельство зачастую является серьезным препятствием для изучения когерентных процессов в слабовозбужденных атомах, поскольку их характерные времена релаксации невелики (например, время жизни первого возбужденного состояния $3P$ в атоме Na составляет всего 16 нс).

С другой стороны, наблюдение и исследование нелинейных процессов для атомов в низколежащих состояниях требует применения сравнительно мощных монохроматических источников излучения. В оптической области спектра такие источники стали доступными только с появлением и развитием лазеров, начиная с 1970-х годов. Однако нельзя считать, что экспериментальная ситуация в 1970-х – 1980-х годах была вполне благополучная и все предсказанные эффекты получили экспериментальное подтверждение. Проблема состояла в том, что в большинстве оптических экспериментов требовались либо световые поля с высокой интенсивностью, либо сравнительно высокая концентрация резонансных атомов. В плотной среде в присутствии интенсивного излучения возникают разнообразные вторичные процессы с иной физической природой, изменяется состояние вещества и, естественно, затрудняется изучение элементарного акта взаимодействия электромагнитного излучения с отдельными атомами. Например, в одной из первых экспериментальных работ [15] по изучению двухфотонных переходов $3S-5S$ и $3S-4D$ в атоме Na из-за высокой плотности атомов наблюдалось уширение переходов вследствие Ван-дер-Ваальсовского взаимодействия атомов в основном и возбужденном состояниях.

Поэтому в 1970-х годах возникла необходимость найти такой многоуровневый квантовый объект, который позволил бы изучать когерентные и нелинейные процессы на сравнительно больших масштабах времен (десятки микросекунд), при низких интенсивностях излучения, и, что особенно важно, при низкой плотности атомов или даже для одиночных атомов. Этим объектом стали атомы в высоковозбужденных, так называемых *ридберговских* состояниях [16-20], которые и являются предметом исследований в настоящей диссертации.

В ридберговском атоме один из электронов находится в высоковозбужденном состоянии с главным квантовым числом $n \gg 1$. Большую часть времени он проводит далеко от атомного остова (классический радиус орбиты электрона $\sim n^2 a_0$, где a_0 – радиус Бора), и для него поле остова является почти кулоновским. Поэтому ридберговский электрон можно описывать с помощью водородоподобных волновых функций, что позволяет с высокой точностью вычислять дипольные моменты переходов, поляризуемости, времена жизни и другие параметры уровней. Ридберговские атомы привлекают внимание исследователей рядом существенных отличий от атомов в низковозбужденных состояниях.

Во-первых, длины волн излучательных переходов между ридберговскими состояниями лежат в микроволновой и дальней инфракрасной области спектра, что позволяет проводить эксперименты с высоким спектральным разрешением. Значения дипольных моментов d этих переходов составляют сотни и тысячи атомных единиц ($d \sim e a_0 n^2$, где e – заряд электрона), и, следовательно, при одной и той же интенсивности излучения вынужденные переходы имеют намного большую вероятность, чем в низковозбужденных атомах. Последнее обстоятельство позволяет изучать не только однофотонные, но и многофотонные переходы высокого порядка при чрезвычайно низкой интенсивности излучения, особенно в микроволновой области спектра.

Во-вторых, удаленность возбужденного электрона от атомного остова обуславливает большие времена жизни τ ридберговских состояний ($\tau \sim n^3 - n^5$). Это значительно упрощает как постановку экспериментов, так и теоретические расчеты, поскольку во многих случаях спонтанной релаксацией ридберговских состояний можно пренебречь. В то же время, спецификой ридберговских состояний является высокая чувствительность к тепловому фоновому излучению, из-за взаимодействия с которым эффективное время жизни может заметно уменьшаться.

В-третьих, ридберговские состояния очень чувствительны к внешнему электрическому полю, их поляризуемости растут как n^7 . Слабое электрическое поле радикально изменяет структуру уровней и частоты переходов между

ридберговскими состояниями, позволяя эффективно управлять взаимодействием атомов с резонансным излучением.

В-четвертых, ридберговские атомы легко ионизируются сравнительно слабым постоянным электрическим полем, причем пороговое значение поля зависит от главного квантового числа как n^{-4} . В сочетании с использованием электронного умножителя для регистрации образовавшихся электронов это позволяет детектировать одиночные ридберговские атомы, идентифицировать ридберговские состояния, и проводить эксперименты при чрезвычайно низкой концентрации атомов, когда отсутствуют разного рода релаксационные процессы, связанные с распадом, столкновениями, пленением излучения и т.д.

Перечисленные выше свойства открыли широкие возможности для экспериментального и теоретического изучения когерентных и нелинейных процессов в ридберговских атомах, их сопоставления с аналогичными процессами в низковозбужденных атомах, и наблюдения ряда новых эффектов, недоступных для изучения в обычных атомах. Это осцилляции Раби на одно- и многофотонных переходах, получение мазерной генерации на одиночных атомах (в том числе и на двухфотонных переходах), возбуждение волновых пакетов сверхкороткими лазерными импульсами, квантовая интерференция при многофотонной ионизации, квантовая интерференция переходов между вырожденными атомными состояниями, квантовые биения и эффекты пересечения уровней в магнитном и электрическом полях, микроволновые биения Рамзея и т.д. Можно было ожидать существенных отличий в проявлении этих эффектов в ридберговских атомах по сравнению с атомами в низколежащих состояниях, в основном благодаря отсутствию релаксационных процессов.

Однако экспериментальные данные по когерентным и нелинейным явлениям в ридберговских атомах были далеко не полными на момент постановки задачи в середине 1980-х годов. Например, не были изучены такие важные процессы, как динамический эффект Штарка для многофотонных переходов, влияние электрического поля на спектры и вероятности многофотонных переходов, квантовая интерференция вырожденных состояний в электрическом и магнитном поле, кинетические эффекты при взаимодействии ридберговских атомов с излучением, и квантовая интерференция при

фотоионизации ридберговских состояний. Этим определяется актуальность выбранной темы диссертации.

Целью данной диссертационной работы являлось систематическое экспериментальное и теоретическое изучение когерентных и нелинейных процессов при оптических и микроволновых переходах между ридберговскими состояниями и при фотоионизации атомов, а также экспериментальная демонстрация возможных практических применений полученных результатов. Работы в этом направлении являлись логическим продолжением и развитием исследований, начатых автором в кандидатской диссертации [21]. В настоящей работе основное внимание уделялось выявлению особенностей когерентного взаимодействия одиночных ридберговских атомов с излучением, нелинейным многофотонным процессам, квантовой интерференции, развитию новых экспериментальных методик для исследования и управления ридберговскими атомами. Все эксперименты выполнялись с тепловым пучком атомов Na, и проводились в следующих направлениях:

1. Разработка новых схем лазерного возбуждения и методик проведения экспериментов с ридберговскими атомами [22].
2. Исследование спектров одно- и многофотонных микроволновых переходов из ридберговских nP состояний в области $n=30-40$ [23-25].
3. Изучение статического и динамического эффектов Штарка на микроволновых переходах между ридберговскими состояниями [26-29].
4. Спектроскопия двойного штарковского резонанса на двухфотонных переходах $nP \rightarrow (n+1)P$ и его использование для калибровки напряженности слабого электрического поля в вакууме [30-33].
5. Исследование кинетических эффектов при многофотонном взаимодействии с интенсивным микроволновым излучением [34-40].
6. Изучение особенностей взаимодействия теплового фонового излучения с ридберговскими атомами в микроволновом резонаторе [41].
7. Исследование квантовой интерференции вырожденных состояний при микроволновых переходах в ридберговских атомах и реализация различных схем квантовых интерферометров [42-44].

8. Изучение квантовой интерференции и полярной асимметрии диаграммы вылета фотоэлектронов при одно- и двухфотонной ионизации из возбужденного состояния $4S$ излучением второй и первой гармоник Nd:YAG-лазера, а также измерение сечений фотоионизации [45,46].

Научная новизна полученных результатов заключается в обобщении новой экспериментальной информации о когерентных и нелинейных процессах при оптических и микроволновых переходах в ридберговских атомах. Отсутствие спонтанной релаксации и столкновительного уширения линий позволили впервые наблюдать двухфотонный динамический эффект Штарка, двойной штарковский резонанс в постоянном электрическом поле, исследовать эффект Ханле для микроволновых переходов, реализовать новую схему квантового интерферометра с импульсным электрическим полем, наблюдать и исследовать интерференцию каналов одно- и двухфотонной ионизации излучением второй и первой гармоник Nd:YAG-лазера. Особо следует отметить, что благодаря разработке оригинальных методик проведения экспериментов измерялись и накапливались сигналы от одиночных ридберговских атомов при низкой концентрации атомного пучка. Такие условия практически недоступны для экспериментов с атомами в низколежащих состояниях, поскольку для них отсутствуют эффективные методы регистрации.

Практическая значимость полученных результатов заключается в возможных применениях для спектроскопии высокого разрешения, квантовых неразрушающих измерений, атомных интерферометров, измерения электрических полей, когерентного контроля фотоионизации и т.д. Новая область применения ридберговских атомов, которая активно обсуждается в последнее время – это квантовые компьютеры, основой которых являются так называемые "перепутанные" когерентные состояния двух и более атомов. Разработанные нами методики контроля и управления состоянием ридберговских атомов могут быть использованы для получения перепутанных состояний, например, на основе диполь-дипольного или ван-дер-ваальсовского взаимодействия при кратковременном возбуждении холодных локализованных атомов из основного состояния в ридберговские [47].

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Изменение спектральной плотности осцилляторов электромагнитного поля в микроволновом резонаторе приводит к увеличению скорости переходов между ридберговскими состояниями под действием теплового фонового излучения, что может значительно уменьшать эффективное время жизни этих состояний. В эксперименте при добротности резонатора $Q \approx 7000$ и температуре 100 К, скорость перехода $37P \rightarrow 37S$ в поле 30 тепловых фотонов в одной моде резонатора возрастает в 80 раз и достигает $(30000 \pm 6500) \text{ с}^{-1}$, что согласуется с выполненными теоретическими расчетами.
2. Квантовый интерферометр на основе кратковременного штарковского расщепления вырожденных ридберговских состояний позволяет эффективно управлять вероятностями микроволновых переходов V-типа с помощью изолированного во времени импульса слабого электрического поля, вызывающего только сдвиг фаз вырожденных состояний без изменения их населенностей. Измеряемый интерференционный сигнал обладает высокой чувствительностью к разности фаз начальных состояний, которая задается поляризацией возбуждающего лазерного излучения и прецессией магнитного момента в лабораторном магнитном поле.
3. Форма сигнала Ханле для вынужденных микроволновых переходов в ридберговских атомах представляет собой сумму нескольких контуров различной ширины, которые соответствуют переходам между различными магнитными подуровнями. Благодаря большим временам жизни ридберговских состояний ширина огибающей сигнала Ханле определяется в основном временем взаимодействия с микроволновым излучением, а сам сигнал может сопровождаться квантовыми биениями вследствие интерференции вырожденных состояний в магнитном поле.
4. Расщепление линий вследствие двухфотонного динамического эффекта Штарка впервые наблюдалось и исследовалось методом пробного поля на микроволновом переходе $36P \rightarrow 37P$ в ридберговских атомах Na. Измеренное расщепление линий 15 МГц при интенсивности микроволнового поля $3,4 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см}^2$ хорошо описывается трехуровневой моделью $36P-37S-37P$ двухфотонного перехода благодаря малости отстройки реального

- промежуточного уровня $37S$ от виртуального промежуточного уровня двухфотонного перехода.
5. Эффект двойного штарковского резонанса на двухфотонных переходах $nP \rightarrow (n+1)P$ в атомах Na возникает вследствие пересечения реального промежуточного уровня $(n+1)S$ с виртуальным уровнем двухфотонного перехода в электрическом поле. Он проявляется как резкое увеличение ширины спектра и вероятности микроволнового перехода в узком интервале напряженностей электрического поля, и может быть использован для абсолютной калибровки напряженности электрического поля в вакууме.
 6. Интенсивное микроволновое поле может изменять кинетику и профиль пучка ридберговских атомов вследствие градиентной силы, действующей в стоячей волне. Этот процесс наиболее эффективен для многофотонных микроволновых резонансов благодаря увеличению пространственного градиента потенциала взаимодействия атомов с полем стоячей волны.
 7. Квантовая интерференция каналов одно- и двухфотонной фотоионизации излучением второй и первой гармоник Nd:YAG-лазера из возбужденного $4S$ -состояния Na приводит к предсказанной полярной асимметрии диаграммы вылета фотоэлектронов. Измеренное сечение двухфотонной ионизации $4S$ -состояния излучением первой гармоники Nd:YAG лазера $(5,5 \pm 2,7) \cdot 10^{-47} \text{ см}^4 \cdot \text{с}$ совпадает с расчетами по трехуровневой модели с промежуточным уровнем $5P$.

Кратное содержание работы по главам

Во введении обосновывается актуальность темы диссертации, сформулированы цель и научная новизна работы, изложены основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе диссертации рассмотрены основные свойства ридберговских атомов и проведен обзор современного состояния исследований по микроволновой спектроскопии и фотоионизации ридберговских атомов.

Во второй главе приведено описание экспериментальной установки для микроволновой и фотоионизационной спектроскопии ридберговских атомов Na. Представлена новая схема оптического возбуждения nP -серии с использованием двух импульсных перестраиваемых лазеров на красителях и лазера на центрах

окраски с высокой частотой следования импульсов. Дано описание двух вариантов источника пучка и системы регистрации ридберговских атомов Na. Изложена оригинальная методика регистрации спектров микроволновых переходов, в которой сигнал не зависит от концентрации атомов Na и мощности лазера на последней ступени возбуждения.

В третьей главе представлены результаты экспериментов по микроволновой спектроскопии когерентных и нелинейных процессов для однофотонных переходов в ридберговских атомах Na. Однофотонный динамический эффект Штарка наблюдался на переходах $36P-37S$, $37P-38S$, и использовался для абсолютной калибровки интенсивности микроволнового излучения. На примере перехода $37P-37S$ проведены исследования статического эффекта Штарка, эффекта Зеемана, взаимодействия с тепловым излучением в микроволновом резонаторе, изучено влияние квантовой интерференции вырожденных ридберговских состояний на спектры и вероятности микроволновых переходов. Для наблюдения интерференционных сигналов энергии уровней управлялись с помощью электрического или магнитного поля. Представлена оригинальная схема квантового интерферометра на основе кратковременного штарковского расщепления вырожденных уровней. Изучены особенности квантовой интерференции при микроволновом эффекте Ханле в магнитном поле.

В четвертой главе представлены результаты экспериментов по микроволновой спектроскопии когерентных и нелинейных процессов для многофотонных переходов в ридберговских атомах Na. Приведены экспериментальные записи панорамных спектров этих переходов, исследовано влияние статического эффекта Штарка. Даны результаты первого экспериментального наблюдения двухфотонного динамического эффекта Штарка на переходе $36P-37P$ методом пробного поля. В постоянном электрическом поле впервые наблюдалось возникновение двойного штарковского резонанса на двухфотонных переходах $36P-37P$ и $36P-37P$. Исследован механизм этого эффекта, выполнены численные расчеты критических полей, изучено влияние режимов включения электрического поля и поляризации возбуждающего лазерного излучения. Предложен и реализован новый метод калибровки напряженности электрического поля в вакууме

методом штарковской подстройки двойного микроволнового резонанса. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование кинетических эффектов при многофотонном взаимодействии ридберговских атомов с интенсивным микроволновым полем.

В пятой главе приводятся результаты экспериментов по квантовой интерференции каналов одно- и двухфотонной ионизации атомов Na в возбужденном состоянии 4S излучением соответственно второй и первой гармоник Nd:YAG-лазера. Обнаружено, что интерференция приводит к полярной асимметрии диаграммы вылета фотоэлектронов в полном соответствии с теоретическими предсказаниями. Также измерено сечение двухфотонной ионизации, получено хорошее согласие с расчетами в трехуровневом приближении.

В Заключении сформулированы основные выводы и результаты диссертации.

Апробация работы. Основные результаты по теме диссертации докладывались и обсуждались на семинарах ИФП СО РАН, ИАиЭ СО РАН, ИЛФ СО РАН, МФТИ, ЛГУ, Международных Вавиловских конференциях по нелинейной оптике (Новосибирск 1987, 1990, 1997); XX Всесоюзном съезде по спектроскопии (Киев, 1988); Всесоюзных семинарах по лазерной резонансной ионизационной спектроскопии (Новосибирск 1988, 1991); Международных конференциях по когерентной и нелинейной оптике ICONO (Санкт-Петербург 1991, 1995; Москва 1998; Минск 1988, 2001); Международных конференциях по резонансной ионизационной спектроскопии RIS (Гайтерсбург 1988; Бернкастель-Куес 1994); Международных конференциях по многофотонным процессам ICOMP (Париж 1990, 1996); Международных конференциях по атомной физике ICAP (Амстердам 1996; Виндзор 1998; Флоренция 2000); Международной конференции MPLP-2000 (Новосибирск 2000); Европейской конференции по атомной и молекулярной физике ECAMP-7 (Берлин 2001); Международной конференции по квантовой электронике IQEC-2002 (Москва 2002); Международной конференции по квантовой информации (Сан-Фелиу 2002); Международной конференции Европейской группы по атомной спектроскопии EGAS-31 (Марсель 1999).

Основные результаты диссертации содержатся в работах, выполненных совместно с д.ф.-м.н. И.М.Бетеровым, к.ф.-м.н. Н.В.Фатеевым, к.ф.-м.н. Г.Л.Василенко, к.ф.-м.н. А.А.Шульгиновым, к.ф.-м.н. А.В.Безвербным, д.ф.-м.н. А.М.Тумайкиным, м.н.с. Д.Б.Третьяковым, которым автор выражает свою глубокую благодарность. Все результаты, вошедшие в диссертацию, получены при личном определяющем участии автора в постановке задач, разработке методов их решения, подготовке и проведении экспериментов, анализе и представлении результатов.

Глава 1. Обзор литературы.

Ридберговские состояния атомов и молекул известны довольно давно. Ридберг опубликовал результаты своих исследований в 1890 г. [48]. Еще раньше, в 1884 г., Бальмер, обобщив результаты астрофизических наблюдений, вывел эмпирическую формулу для длин волн, соответствующих оптическим переходам в атомарном водороде. В то же время, исследования ридберговских состояний атомов и молекул с полным правом называют новым направлением в атомной физике, возникшим около 30 лет назад. Толчком к развитию исследований послужило создание и последующее усовершенствование лазеров с перестраиваемой частотой, что позволило получать атомы и молекулы, селективно возбужденные в заданные состояния [20]. Современные исследования ридберговских атомов опираются и на другие достижения экспериментальной техники, например, в области атомных пучков и микроволновой спектроскопии [49,50].

Первые систематические исследования ридберговских атомов были начаты в 1970-х годах. На начальном этапе основными задачами были определение структуры высоковозбужденных состояний, измерение квантовых дефектов, времен жизни, поляризуемостей и т.д. Также большое внимание уделялось разработке техники регистрации ридберговских атомов, в особенности методам селективной полевой и столкновительной ионизации.

Затем, в 1980-х годах, внимание исследователей было обращено на возможность использования уникальных свойств ридберговских атомов для проверки законов квантовой механики и электродинамики [51]. Проводились эксперименты с одноатомными ридберговскими микромазерами, волновыми пакетами электронов в ридберговских атомах, по микроволновой спектроскопии одно- и многофотонных переходов и фотоионизации, исследовалось взаимодействие с интенсивным электромагнитным излучением.

В последние годы интерес к ридберговским атомам заметно возрос благодаря новым возможностям экспериментов с холодными атомами в магнито-оптических ловушках. Уже проведены эксперименты по измерениям времен жизни [52], микроволновой спектроскопии [53], и столкновениям холодных

ридберговских атомов [54,55]. Также большой интерес вызывает их возможное применение для создания логических элементов квантовых компьютеров [47,56]. Основой этих экспериментов является когерентное взаимодействие одиночных локализованных атомов друг с другом и с оптическим и микроволновым излучением, поэтому новые исследования в этой области становятся особенно актуальными.

§1.1. Систематика уровней энергии ридберговских атомов.

Для квазиклассического описания водородоподобных ридберговских атомов разработано несколько теоретических моделей. К числу основных можно отнести метод Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна, метод Бейтса-Дамгаард, и метод квантового дефекта [1,16]. Легче всего поддаются описанию возбужденные состояния атомов щелочных металлов, имеющих один электрон сверх заполненных оболочек.

Теория квантового дефекта отличается от других своей простотой, в то же время оставаясь достаточно точной и эффективной. Ее суть заключается в том, что энергия связи возбужденного внешнего электрона в зависимости от главного квантового числа n и орбитального момента L определяется формулой Ридберга:

$$E_{nL} = -\frac{R}{(n - \delta_L)^2}, \quad (1.1)$$

где R – постоянная Ридберга с учетом конечной массы ядра, δ_L – квантовый дефект, величина которого зависит от орбитального момента, а также, в гораздо более слабой степени, от номера уровня n . Квантовый дефект существенно отличен от нуля только для так называемых проникающих орбит (для Li это $L=0$, для Na и K $L=0,1$ и т. д.), на которых ридберговский электрон может проникать внутрь атомного остова. Для непроникающих орбит квантовый дефект с большой точностью равен нулю, поэтому такие состояния можно считать идентичными водородным и, соответственно, описывать водородными волновыми функциями, а их поведение во внешних полях поведением соответствующих уровней в атоме водорода. Таким образом, положение уровней

энергии ридберговских атомов характеризуются эффективным главным квантовым числом:

$$n_{\text{эфф}} = n - \delta_L, \quad (1.2)$$

которое служит основным параметром уровня для квазиклассических расчетов.

Существенным фактором является наличие тонкой структуры у ридберговских уровней. Для атомов щелочных металлов с хорошей точностью реализуется приближение LS -связи, поэтому энергия уровня определяется не только квантовыми числами n и L , но также и полным моментом J внешнего электрона, т.е. квантовый дефект для одной и той же nL -серии будет немного отличаться для разных J . Например, для ридберговской nP -серии атомов Na это отличие составляет $\sim 0,001$. Тонкую структуру необходимо учитывать при спектроскопии высокого разрешения.

Энергии компонент тонкой структуры ридберговских S и P уровней Na можно вычислить по значениям квантовых дефектов, с высокой точностью измерившихся в работах [57-59]. В [58] измерения проводились на двухфотонных S–S и однофотонных S–P переходах с использованием микроволнового генератора с шириной линии несколько десятков кГц. Для уровня с главным квантовым числом n эти величины составляют:

$$\begin{aligned} \delta(nS_{1/2}) &= 1,3479692(4) + \frac{0,06137(10)}{[n - 1,3479692(4)]^2} \\ \delta(nP_{1/2}) &= 0,855424(6) + \frac{0,1222(2)}{[n - 0,855424(6)]^2} \\ \delta(nP_{3/2}) &= 0,854608(3) + \frac{0,1222(2)}{[n - 0,854608(3)]^2} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Индексы 1/2 и 3/2 обозначают компоненту тонкой структуры, соответствующую полному моменту $J=1/2$ или $J=3/2$. Числа в скобках соответствуют погрешности измерений для последнего значащего числа. Постоянная Ридберга для атома Na с учетом конечной массы ядра равна:

$$R_{Na} = 3,289763408(20) \cdot 10^{15} \text{ Гц} . \quad (1.4)$$

Квантовые дефекты для состояний с более высокими моментами исследовались в работе [60] на двух- и трехфотонных микроволновых D–G и D–H переходах. Результаты этих измерений составляют:

$$\begin{aligned} \delta_{17D} &= 0,014759(7) \\ \delta_{17F} &= 0,001603(5) \\ \delta_{17G} &= 0,0004252(43) \\ \delta_{17H} &= 0,0001489(15) \end{aligned} \quad (1.5)$$

Уточненные данные по квантовым дефектам S, P и D состояний Na были получены позднее в работах [61,62].

Длины волн оптических переходов между ридберговскими состояниями лежат в дальней инфракрасной и микроволновой областях спектра. Значения дипольных моментов d этих переходов могут быть вычислены с высокой точностью в квазиклассическом приближении [16,19]. Например, в работе [63] приведены таблицы для расчетов матричных элементов. В то же время, для оценок можно использовать приближенную аналитическую формулу для квазиклассического расчета радиальной части $R_{nL}^{n'L \pm 1}$ дипольных моментов переходов между ридберговскими состояниями nL и $n'L \pm 1$ [64,65]:

$$R_{nL}^{n'L \pm 1} = \frac{12^{2/3}}{\pi\sqrt{3}} \Gamma(2/3) \frac{(nn')^{11/6}}{(n^2 - n'^2)^{5/3}}, \quad (1.6)$$

где $\Gamma(2/3)$ – гамма-функция. Дипольные моменты достигают сотен и тысяч атомных единиц, поэтому вынужденные переходы между ридберговскими состояниями имеют намного большую вероятность, чем в низковозбужденных атомах. Последнее обстоятельство позволяет легко возбуждать не только однофотонные, но и многофотонные переходы высокого порядка при чрезвычайно низкой интенсивности излучения, особенно в случае микроволновых переходов. В то же время, вероятности спонтанных переходов в

микроволновой области спектра малы, что связано с малой спектральной плотностью нулевых колебаний вакуума. Благодаря этому, с использованием ридберговских атомов может быть реализован детектор микроволнового излучения с предельной квантовой чувствительностью $\sim 10^{-19}$ Вт/(Гц)^{1/2}. Соответствующие демонстрационные эксперименты проводились в работах [66,67].

Радиационные времена жизни ридберговских состояний быстро увеличиваются с ростом номера уровня ($\sim n^3$ для проникающих орбит, и $\sim n^5$ для высоких непроникающих орбит), поскольку кеплеровский период обращения электрона по орбите увеличивается. Численные расчеты времен жизни различных ридберговских атомов проводились в работах [68,69], а измерения для Na в [70,71]. Радиационные времена жизни S, P и D состояний Na, которые исследовались в настоящей диссертации, определяются следующими эмпирическими выражениями [72]:

$$\begin{cases} \tau_p(nS) = 1,38 \cdot n_{эфф}^3 & (\text{нс}) \\ \tau_p(nP) = 8,35 \cdot n_{эфф}^{3,11} & (\text{нс}) \\ \tau_p(nD) = 0,96 \cdot n_{эфф}^{2,99} & (\text{нс}) \end{cases} \quad (1.7)$$

Наибольших значений времена жизни достигают для так называемых "циркулярных" состояний, которые соответствуют состояниям с максимальной проекцией орбитального момента $|m| = n-1$. Спонтанный переход из них возможен только в соседнее нижележащее циркулярное состояние с $|m| = n-2$, поэтому время спонтанной релаксации измеряется единицами секунд и более. В то же время, эти состояния весьма чувствительны к внешним полям и могут быстро перемешиваться с другими состояниями, вырожденными с ними по энергии, поэтому эксперименты с атомами в циркулярных состояниях проводятся в присутствии слабого электрического поля. Экспериментальные методы получения циркулярных состояний посредством адиабатических микроволновых переходов в скрещенных электрическом и магнитном полях исследовались в работах [73,74], а ряд экспериментов по микроволновой спектроскопии представлен в [56].

§1.2. Взаимодействие с тепловым фоновым излучением.

В экспериментальных работах [67,70,71,75] было отмечено, что измеренные времена жизни высоких ридберговских уровней оказались заметно меньше расчетных радиационных времен жизни. Причиной этого является тепловое фоновое излучения. Низкие частоты переходов между соседними ридберговскими состояниями попадают в область спектра излучения черного тела при любых температурах. Благодаря большим дипольным моментам переходов возникает сильная связь атомов с излучением, и, при первоначальном возбуждении одного ридберговского состояния, тепловое излучение впоследствии индуцирует переходы на близлежащие уровни. В результате происходит перераспределение населенностей, а для высоколежащих состояний со значением главного квантового числа $n \geq 15$ и заметное уменьшение времени жизни по сравнению с радиационным. Соответствующие расчеты проводились в работах [68,76,77].

В работе [70] был получена квазиклассическая формула для скорости распада произвольного ридберговского состояния nL под действием теплового излучения с температурой T :

$$\Gamma = 6,77 \cdot 10^4 \frac{T}{n_{\text{эфф}}^2} \quad (\text{с}^{-1}). \quad (1.8)$$

Таким образом, эффективное время жизни данного состояния с учетом переходов под действием теплового излучения определяется выражением:

$$\frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} = \frac{1}{\tau_{\text{р}}} + \Gamma. \quad (1.9)$$

Кроме уменьшения времени жизни, тепловое излучение приводит также к динамическому сдвигу энергий всех ридберговских уровней [76]:

$$\Delta W = \frac{1}{3} \pi \alpha^3 (kT)^2 \quad (\text{ат. ед.}). \quad (1.10)$$

Например, при $T = 300$ К динамический сдвиг составляет около 2,2 кГц. Это обстоятельство необходимо учитывать при точных измерениях частот переходов между низколежащими и ридберговскими состояниями.

Влияние теплового излучения обычно уменьшают с помощью охлаждаемых до температуры жидкого азота или гелия защитных экранов, окружающих область взаимодействия ридберговских атомов с резонансным излучением. Однако эксперименты по микроволновой спектроскопии зачастую проводятся с использованием пучка атомов, пролетающих через микроволновый резонатор. При настройке на точный резонанс возрастает не только эффективность взаимодействия с излучением от микроволнового генератора, но и с тепловыми фотонами в резонаторе, поэтому требуется глубокое охлаждение резонатора до температуры порядка 1 К. Существенное увеличение скорости переходов под действием тепловых фотонов в резонаторе наблюдалось, например, в нашей работе [41].

§1.3. Взаимодействие с электрическим и магнитным полем.

В электрическом и магнитном поле полный момент J , вообще говоря, не сохраняется, сохраняется лишь его проекция M на направление поля. Однако в достаточно слабых полях взаимодействие атома с постоянным внешним полем может быть описано с помощью теории возмущений [1,78]. В случае LS -связи для атомов щелочных металлов, в электрическом поле первый ненулевой член теории возмущений будет квадратичным по напряженности поля E для проникающих орбит. Сдвиг и расщепление состояний с набором квантовых чисел $nLJM$ определяется общим выражением для квадратичного эффекта Штарка:

$$\Delta W = -\frac{1}{2} \left(\alpha_0 + \alpha_2 \frac{3M^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} \right) E^2, \quad (1.11)$$

где α_0 , α_2 соответственно скалярная и тензорная поляризуемости, которые отвечают за сдвиг центра тяжести и расщепление данного состояния, причем

компонента $J=1/2$ не испытывает расщепления, т.к. $\alpha_2 \sim \sqrt{2J-1}$, а дробь в выражении (1.11) обращается в 1. Зависимость α_0 и α_2 от nL можно представить как

$$\alpha_{0,2} = C_{0,2} \cdot n_{\text{эфф}}^7, \quad (1.12)$$

где $C_{0,2}$ – константы, слабо зависящие от $n_{\text{эфф}}$ [78]. Однако, такой способ описания справедлив лишь до тех пор, пока сдвиг данного уровня в электрическом поле много меньше расстояния до ближайшего уровня.

При увеличении поля происходит перемешивание уровней энергии разной четности и квадратичный эффект Штарка переходит в линейный, характерный для атома водорода. В отличие от водорода, уровни энергии в водородоподобных атомах не пересекаются (эффект антипересечения уровней), что связано с некулоновскими поправками в потенциале атомного остова [16,79]. Для непроникающих орбит квадратичный режим наблюдается в чрезвычайно малых полях ($< 1\text{В/см}$) и практически сразу переходит в линейный.

Существуют несколько численных методов, позволяющих находить собственные значения энергий уровней атома в электрическом поле. Один из них описан в работе [80] и основан на диагонализации матрицы оператора взаимодействия атома с полем. Этот метод позволяет строить штарковские диаграммы для любых напряженностей электрического поля, включая области антипересечений и ионизации электрическим полем. Его точность определяется точностью вычисления матричных элементов, точностью определения невозмущенных уровней энергии атома (значениями квантовых дефектов), размерами базиса состояний $nLJM$, по которому осуществляется диагонализация, и точностью процедуры численной диагонализации. При выборе оси квантования Z вдоль направления электрического поля, уровни энергии с разными значениями M не взаимодействуют, поэтому штарковские диаграммы могут быть получены независимо для различных M . Высокая точность расчетов была продемонстрирована в [80] при сравнении с результатами экспериментов по спектроскопии эффекта Штарка в атомах Li и Cs.

Экспериментальному изучению эффекта Штарка было посвящено большое количество работ, например [57,79-82]. Для атомов Na статический эффект Штарка наиболее детально исследовался методом микроволновой спектроскопии в серии наших работ [28-33], а динамический эффект Штарка в наших работах [23,24,26,27], причем изучались как одно-, так и многофотонные переходы между ридберговскими состояниями.

Следует отметить, что электрическое поле изменяет волновые функции ридберговских состояний, что связано как с разрывом LS -связи (аналогично эффекту Пашена-Бака в сильном магнитном поле), так и с перемешиванием состояний в электрическом поле. Этот эффект исследовался нами в работе [33] на примере двухфотонного перехода $36P-37P$.

Магнитное поле, в отличие от электрического, полностью снимает вырождение уровней по проекции полного момента [1]. Эффект Зеемана наблюдается в слабых магнитных полях <10 Гс, когда расщепление уровней атома линейно по напряженности магнитного поля B и симметрично, а величина расщепления не зависит от номера уровня n , как было показано в наших работах [25,43,44]. Однако в полях >10 Гс для ридберговских состояний быстро возрастает роль диамагнитного взаимодействия, которое пропорционально $n^4 B^2$ вследствие уменьшения расстояния между соседними уровнями [16]. Спектры ридберговских атомов в сильном магнитном поле исследовались в работах [83,84].

§1.4. Селективная ионизация электрическим полем (СИЭП).

Во внешнем электрическом поле энергетические уровни атома перестают быть стационарными, поскольку появляется возможность туннелирования возбужденного электрона через потенциальный барьер, образованный суперпозицией кулоновского и внешнего потенциалов электрона. Вероятность туннелирования зависит от квантового состояния электрона nLm и становится большой, если энергия уровня в электрическом поле оказывается выше седловой точки этого потенциала. Для этого внешнее поле должно достичь критического значения, даваемого приближенной формулой [16]:

$$E_{\text{кр}} \approx \frac{3,2 \cdot 10^8}{n_{\text{эфф}}^4} \quad (\text{В/см}). \quad (1.13)$$

При меньших полях вероятность туннелирования пренебрежимо мала, а при больших экспоненциально нарастает и достигает 1. Резкая зависимость порога ионизации от главного квантового числа позволяет идентифицировать ридберговские уровни и селективно детектировать населенности отдельных состояний.

Экспериментальные исследования метода СИЭП проводились в работах [85–90]. Было отмечено, что (1.8) справедливо лишь для медленного (адиабатического) включения электрического поля, когда вероятность неадиабатического прохождения антипересечений уровней в электрическом поле мала. В обратном случае, а также в случае атома водорода, (1.8) неприменимо, и значение критического поля сильно зависит от режима включения поля. Кроме того, даже в адиабатическом режиме значение коэффициента в (1.8) оказывается различным для разных проекций орбитального момента m_L . Это необходимо учитывать при использовании метода СИЭП для идентификации ридберговских состояний.

§1.5. Экспериментальные методы изучения ридберговских атомов.

К настоящему времени разработаны различные методы возбуждения ридберговских состояний [16,20]. Самыми известными из них являются: рекомбинация ионов с электронами; столкновение электронов с атомами и возбуждение резонансным лазерным излучением. Наиболее эффективным является последний метод. В отличие от первых двух, он позволяет получать ридберговские состояния с заданными квантовыми числами $nLJM$. Широкое развитие этот метод получил после создания лазеров на красителях с перестраиваемой частотой.

Существует много вариантов лазерного возбуждения атомов щелочных металлов. Самый простой – прямое однофотонное возбуждение атома из основного состояния в ридберговское. Однако для этого требуется интенсивное излучение с длиной волны, лежащей в ультрафиолетовом диапазоне. Для повышения эффективности выгоднее применять многоступенчатое резонансное возбуждение с использованием нескольких лазеров с разными частотами излучения [20]. Также можно осуществлять нерезонансное многоступенчатое возбуждение через виртуальное состояние и комбинацию ступенчатого возбуждения и спонтанного распада. Кроме того, при получении ридберговских состояний через промежуточные низколежащие состояния метод лазерного возбуждения можно применять вместе с возбуждением электронным ударом.

Для экспериментов по спектроскопии ридберговских атомов наиболее удобным является метод атомного пучка [49,50]. Он существенно ослабляет эффекты, связанные со столкновениями и доплеровским уширением. Для формирования атомного пучка обычно используют печь, в которую загружается исследуемое вещество. Печь разогревается до определенной температуры, пары вещества вылетают через небольшое отверстие, проходят через коллимирующие диафрагмы и попадают в область взаимодействия с лазерным пучком (если используется возбуждение лазерным излучением). При изучении взаимодействия атомов с микроволновым излучением в резонаторе эта область может находиться прямо внутри резонатора [91]. Далее вдоль направления движения пучка располагается система регистрации населенностей ридберговских состояний. В случае исследований эффекта Штарка область возбуждения атомов находится между двумя металлическими пластинами, формирующими электрическое поле. Такое построение системы характерно для экспериментов с ридберговскими атомами, поскольку большое время жизни ридберговских состояний позволяет разделять в пространстве и времени процессы возбуждения и регистрации.

К числу основных методов регистрации ридберговских атомов можно отнести анализ флуоресцентного излучения, регистрацию с помощью термоэлектронного диода и метод СИЭП. Первый метод можно использовать лишь для значений $n < 20$, поскольку, вследствие увеличения времени жизни для больших n , интенсивность флуоресценции оказывается недостаточной для

регистрации. Второй метод не позволяет идентифицировать различные ридберговские состояния. Для измерения населенностей и идентификации применим только метод СИЭП. Свободные электроны, образовавшиеся в результате ионизации ридберговских атомов импульсом электрического поля, ускоряются этим же полем и регистрируются вакуумным канальным электронным умножителем (каналотроном) или микроканальной пластиной (МКП) [92]. Отдельные импульсы на выходе умножителя, обычно имеющего коэффициент усиления 10^6 – 10^9 , соответствуют сигналам от одиночных ридберговских атомов. Далее они могут обрабатываться либо в режиме счета импульсов, когда частота появления импульсов пропорциональна числу атомов, либо накапливаться строб-интегратором.

СИЭП позволяет регистрировать небольшие изменения населенностей ридберговских состояний, обусловленные, например, спонтанными переходами, или переходами под действием лазерного и микроволнового излучения. Метод используется как в пороговом режиме (импульс ионизирующего поля имеет прямоугольную форму), так и в режиме временного разрешения (импульс нарастает во времени). В первом случае ионизируется сразу весь набор возбужденных состояний, а во втором происходит последовательная ионизация уровней, в результате чего в детектируемом сигнале наблюдается ряд пиков, каждому из которых соответствует определенное состояние атома.

§1.6. Микроволновая спектроскопия ридберговских атомов.

Микроволновая спектроскопия переходов между ридберговскими состояниями является основным методом изучения структуры уровней энергии и различных процессов в ридберговских атомах. Метод двойного радиооптического резонанса имеет высокое спектральное разрешение и позволяет исследовать ридберговские уровни в сочетании с импульсным или непрерывным оптическим возбуждением. Благодаря большим временам жизни, предельные ширины микроволновых резонансов, как правило, определяются временем взаимодействия атомов с микроволновым излучением и составляют от десятков кГц до единиц мегагерц. Микроволновая спектроскопия атомов,

помещенных во внешнее постоянное или переменное электромагнитное поле, выявляет магнитную и электрическую структуру ридберговских уровней, позволяет анализировать распределение населенностей по магнитным подуровням и определять разности фаз волновых функций. Такого рода исследования служат основой когерентного контроля ридберговских состояний. Отличительной особенностью является возможность изучения сигналов от одиночных ридберговских атомов.

Например, большой интерес представляет исследование свойств одноатомного ридберговского микромазера [51,56,91]. Благодаря большим дипольным моментам, порог генерации микромазера достигается при одном ридберговском атоме в высокодобротном ($Q \sim 10^8 - 10^9$) сверхпроводящем резонаторе. Излучательный переход инвертированного ридберговского атома регистрируется методом селективной полевой ионизации по изменению населенностей начального и конечного уровней. Малое число фотонов в резонаторе обуславливает возможность проверки законов квантовой электродинамики и новых теоретических предсказаний, касающихся субпуассоновской статистики фотонов и получения так называемых "сжатых" состояний электромагнитного поля [51].

В аналогичных экспериментах состояние электромагнитного поля в микроволновом резонаторе управлялось пропусканием через него инвертированных ридберговских атомов [56]. Использование метода разнесенных полей Рамзея позволило зарегистрировать сдвиги фаз волновых функций атомов, обусловленные нерезонансным взаимодействием с одним фотоном в резонаторе и получать так называемые "перепутанные" состояния двух атомов, последовательно пропускаемых через резонатор.

Одно- и многофотонные процессы в ридберговских атомах в микроволновом поле изучались в наших работах [23-44], которые будут изложены в настоящей диссертации, и в работах зарубежных исследователей, например, в [51,57-62,93-100]. В [57-59] исследовано двухфотонное $nS \rightarrow (n+1)S$ и однофотонное $nS \rightarrow nP$ поглощение в атоме Na для целей прецизионной спектроскопии и метрологии. С высокой точностью были измерены квантовые дефекты S и P серий натрия, в том числе для различных компонент тонкой структуры, а также, с меньшей точностью, квантовый дефект D-серии и

статические поляризуемости некоторых S и P уровней. Все эксперименты проводились в микроволновом резонаторе при низком уровне мощности СВЧ-излучения. Аналогичные исследования были проведены в работе [60] на двухфотонных D–G и трехфотонных D–H переходах. Кроме того, изучалась зависимость частот резонансов от мощности микроволнового излучения, наблюдались сдвиги резонансов под действием динамического эффекта Штарка.

Эксперименты с более интенсивными полями выполнены в [93-95]. В работе [93] наблюдались 28-фотонные переходы между штарковскими подуровнями калия. Использовались нерезонансные переходы для малых n ($n \sim 16$), так что картина спектра демонстрировала возможность наблюдения многофотонных переходов высокого порядка, что, по мнению авторов, является рекордным для нелинейного взаимодействия. Частота микроволнового поля в этих экспериментах была фиксирована, а расстояние между уровнями варьировалось с помощью электрического поля. В работе [94] изучался процесс надпороговой ионизации ридберговских атомов Na. Напряженность микроволнового поля в этом эксперименте достигала 3 кВ/см. Микроволновой многофотонной ионизации атома He посвящена также работа [95]. Кроме того, изучалось влияние различных режимов включения микроволнового поля на спектры наблюдаемых переходов.

Еще одним направлением исследований являлось взаимодействие ридберговских атомов с интенсивным нерезонансным микроволновым излучением. Серия экспериментов по нелинейной ионизации высоковозбужденных состояний микроволновым полем была выполнена для атома водорода [96-97]. Интенсивности поля были очень велики, а частота излучения была порядка классической кеплеровской частоты обращения возбужденного электрона по орбите. Регистрировался сигнал выхода протонов в зависимости от интенсивности и частоты микроволнового поля. Наблюдался порог, зависящий от частоты, при котором ионный сигнал резко возрастает и выходит на насыщение. В качестве механизма рассматривался процесс диффузионной ионизации [98], обусловленный стохастической динамикой возбужденного электрона. При этом конкурирующим процессом являлась многофотонная ионизация в сильном микроволновом поле, наличие которой

затрудняло проведение экспериментов и требовало соблюдения специальных условий.

В работах [99,100] была проведена микроволновая спектроскопия ридберговских состояний атома кальция. В [99] были измерены с высоким разрешением ($\sim 10^{-6}$) частоты переходов и квантовые дефекты S, P и D уровней, исследовано влияние остаточных полей на частоты резонансов. В [100] изучался такой фундаментальный процесс, как возникновение осцилляций Раби на одно- и двухфотонных переходах, приведены временные зависимости осцилляций населенностей уровней при изменении мощности и частоты микроволнового поля, а также исследовано влияние эффекта Зеемана на это процесс. Наблюдение осцилляций Раби позволяет измерять абсолютную интенсивность микроволнового поля, если известны значения дипольных моментов переходов.

§1.7. Фотоионизация ридберговских атомов.

Фотоионизация ридберговских атомов сопровождается переходом ридберговского электрона в состояния непрерывного спектра [20]. Сечения фотоионизации ридберговских состояний имеют большие значения благодаря слабой связи электрона с атомным остовом [64,65].

Большое число исследований было посвящено изучению взаимодействия интенсивного ИК излучения с ридберговскими атомами. В экспериментальной работе [101] изучался процесс тушения высоких ридберговских состояний интенсивным ($E \sim 8 \cdot 10^7$ В/см) нерезонансным излучением 1,06 мкм. Наблюдался ряд эффектов (сдвиг линий и их асимметрия), которые не получили удовлетворительной интерпретации. В работе [102] были экспериментально измерены значения сечений фотоионизации состояний 4D и 5S в атоме Na излучением 1,06 мкм. Измерения проводились методом насыщения с использованием мощного импульсного Nd:YAG-лазера. Было получено хорошее согласие с теоретическими расчетами в квазиклассическом приближении. Одно- и двухфотонная ионизация состояния 4S излучением второй и первой гармоник Nd:YAG-лазера исследовалась в наших работах [45,46], в которых впервые была зарегистрирована квантовая интерференция двух каналов фотоионизации.

Особое внимание уделялось процессу многофотонной ионизации. Этот эффект изучался как теоретически [101-108], так и экспериментально [109,110]. Его наблюдение требует высоких интенсивностей излучения. Ряд новых эффектов возникающих при этом (возбуждение гибридных резонансов, связанных с образованием молекул в [109] и флюоресценция с промежуточных уровней в [110]) говорит о том, что процесс многофотонной ионизации довольно сложен и не всегда поддается простому теоретическому описанию.

Новые возможности для изучения ридберговских состояний открыло использование CO₂-лазера. Узкая линия генерации, малое доплеровское уширение и большая мощность излучения позволяют осуществлять спектроскопию высокого разрешения в ИК области спектра. С точки зрения как фундаментальных, так и прикладных исследований, большой интерес представляют эксперименты по фотоионизации [111-116] и штарковской спектроскопии [117-119]. Например, в наших работах [114-116] были обнаружены аномально большие сечения фотоионизации ридберговских *n*P состояний Na вблизи порога ионизации, которые не описываются теоретическими расчетами в квазиклассическом приближении. Возможные практические применения лежат в области создания фотоионизационных масс-спектрометров, лазерного разделения изотопов, детекторов ИК излучения, контроля пространственного распределения слабых электрических полей в вакууме и т.д.

В то же время, в серии теоретических работ [120,121] было показано, что в определенных условия увеличение интенсивности излучения может приводить к уменьшению сечения фотоионизации вследствие интерференционной стабилизации ридберговских атомов. В этом случае взаимодействие с излучением приводит к диффузии ридберговского электрона по энергетическим уровням, но фотоотрыва электрона от остова не происходит, и эффективное время жизни увеличивается. Один из первых экспериментов в этом направлении был выполнен нами в работе [122], где атомы Na в состоянии 4D облучались цугом сверхкоротких импульсов Nd:YAG лазера, однако интенсивность импульсов была недостаточна для прямого наблюдения эффекта.

Глава 2. Экспериментальная установка для микроволновой и фотоионизационной спектроскопии ридберговских атомов натрия.

В качестве основного объекта исследований в данной диссертации были выбраны ридберговские атомы Na. В отличие от атома водорода, в атомах щелочных металлов оптические переходы из основного состояния внешнего электрона лежат в видимой и инфракрасной области спектра, и попадают в область работы перестраиваемых лазеров на красителях, твердотельных и полупроводниковых лазеров.

Все атомы щелочных металлов имеют сходную структуру уровней, причем основные отличия связаны с различием квантовых дефектов состояний с низкими значениями орбитального момента L . Эти атомы имеют один электрон сверх заполненных оболочек, который полностью определяет оптические свойства атома. Однако атомы Na обладают одной важной особенностью – имеется только один стабильный изотоп ^{23}Na . Это обстоятельство существенно упрощает интерпретацию спектров атомов и облегчает проведение экспериментов.

§2.1. Лазерное возбуждение ридберговских nP -состояний атомов Na.

Схема уровней энергии атома Na приведена на Рис.2.1. Основным состоянием валентного электрона является $3S_{1/2}$. Для прямого возбуждения ридберговских nP -состояний требуется излучение с длиной волны 240 нм, которое в то же время должно быть достаточно интенсивным, поскольку вероятности переходов из состояния $3S$ в состояния nP падают как n^{-3} с ростом главного квантового числа. Большой эффективности можно добиться при многоступенчатом возбуждении лазерами видимого и ИК диапазона. В этом случае на каждой из ступеней легче достигается насыщение переходов. Для

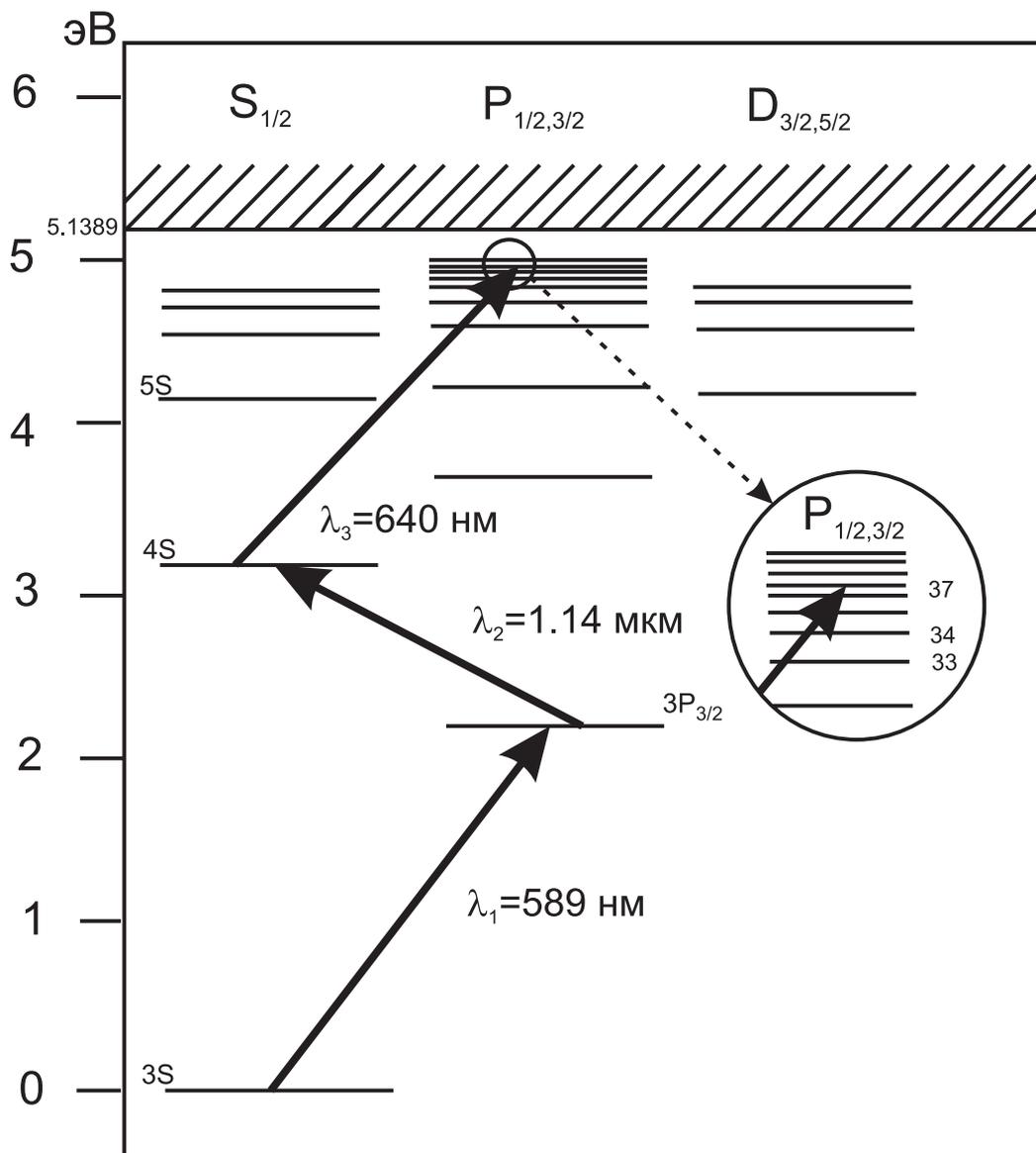


Рис.2.1. Схема трехступенчатого лазерного возбуждения ридберговской nP -серии в атоме натрия.

эффективного возбуждения атомов натрия нами была предложена и реализована трехступенчатая схема $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2} \rightarrow nP_{J=1/2, 3/2}$ с использованием трех синхронизованных перестраиваемых импульсных лазеров (Рис.2.1).

На первой ступени ($\lambda_1 = 589$ нм) использовался лазер на растворе красителя "Родамин 6G" в этиленгликоле со свободно истекающей струей. Лазер накачивался излучением второй гармоники Nd:YAG-лазера ($\lambda = 532$ нм), имеющего среднюю мощность генерации 1,5–2 Вт при длительности импульсов 50–70 нс и частоте повторения 5 кГц. Средняя мощность излучения лазера на

красителе составляла 50 мВт. Дисперсионным элементом служила внутрирезонаторная призма из тяжелого флинта и эталон Фабри-Перо толщиной 1 мм. Это обеспечивало ширину линии генерации около 100 ГГц. Импульсная мощность лазера достигала 150 Вт, поэтому переход $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$, имеющий интенсивность насыщения ~ 10 мВт/см², был в насыщении. Широкая линия генерации и глубокое насыщение делали первую ступень лазерного возбуждения нечувствительной к флуктуациям мощности и частоты лазера на красителе, что благоприятно сказывалось на стабильности измеряемых сигналов.

На второй ступени возбуждения ($\lambda_2 = 1,14$ мкм) использовалось излучение лазера на F_2^- -центрах окраски в кристалле LiF [22]. Накачка осуществлялась излучением основной частоты Nd:YAG лазера ($\lambda = 1,064$ мкм), имеющего среднюю мощность генерации 3 Вт при длительности импульсов 50–70 нс и частоте повторения 5 кГц. Кристалл LiF:F₂⁻ имел длину 10 см, центры окраски создавались γ -облучением от источника ⁶⁰Co. Трехзеркальный резонатор был собран по V-образной схеме с дифракционной решеткой в качестве дисперсионного элемента, работающей в режиме скользящего падения. Он обеспечивал возможность плавной перестройки длины волны лазера в диапазоне 1,1÷1,28 мкм. Средняя мощность излучения составляла 20 мВт при ширине линии 0,5 см⁻¹. При этих параметрах переход $3P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ также был близок к насыщению, при этом не требовалось специальных мер для стабилизации мощности и частоты лазерного излучения.

На третьей ступени использовалось излучение серийного перестраиваемого лазера на красителе ЛЖИ–504. Он накачивался лазером на парах меди ($\lambda = 510$ нм) со средней мощностью генерации 5–10 Вт при длительности импульсов 20 нс и частоте повторения 10 кГц. Средняя мощность излучения лазера ЛЖИ–504 при использовании красителя "Оксазин–17" составляла около 100 мВт в диапазоне длин волн $\lambda_3 = 630 \div 680$ нм при ширине линии генерации 0,5 см⁻¹. В качестве дисперсионного элемента использовалась дифракционная решетка 1200 штрихов/мм и призмный телескоп. Это позволяло селективно возбуждать уровни от $n = 11$ до $n \cong 50$. Высокая стабильность мощности

излучения лазера ЛЖИ–504 обуславливала малые флуктуации числа ридберговских атомов в зоне возбуждения.

Особенностями данной схемы, впервые примененной нами в экспериментах по столкновительной ионизации Na [123], являются использование лазера на центрах окраски и лазера на парах меди, которые ранее для этих целей не применялись. Также следует отметить, что перестраиваемые лазеры накачивались лазерами с высокой (до 10 кГц) частотой повторения импульсов. Ранее, как правило, для накачки использовались азотные (100–200 Гц) или Nd:YAG (10–20 Гц) лазеры, которые требовали длительного (10–100 с) накопления сигналов от ридберговских атомов. В нашем случае время накопления было в пределах 0,1–1 секунды при частоте повторения лазеров 5 кГц, что позволяло отслеживать изменения сигналов в реальном времени и обнаружить ряд новых особенностей при лазерном возбуждении ридберговских состояний.

Временная синхронизация импульсов трех излучений осуществлялась с помощью широкополосного фотоприемника, а окончательное согласование – по сигналу полевой ионизации ридберговских атомов. Излучение трех лазеров совмещалось на дихроичных зеркалах и вводилось в рабочую камеру, где происходило возбуждение в ридберговские состояния атомов Na в тепловом пучке.

§2.2. Атомный пучок и система регистрации.

Эксперименты выполнялись с эффузионным пучком атомов Na с температурой 500 К в вакуумной камере при давлении остаточных газов от $3 \cdot 10^{-7}$ до $3 \cdot 10^{-6}$ Торр. Хорошая коллимация пучка позволяла существенно снизить (до 10 МГц) доплеровскую ширину оптических переходов при поперечной накачке лазерным излучением. В различных экспериментах использовались два варианта источника пучка и системы регистрации.

Вариант 1. В экспериментах, проведенных в 1986–1995 гг. [21–23,27,28,30–32,34–36,45,46], использовался источник атомного пучка со щелью (Рис.2.2).

Коллиматором пучка служила диафрагма диаметром 0,5 мм, расположенная на расстоянии 4 см от щели. Область источника пучка непрерывно откачивалась диффузионным насосом со скоростью 50 л/с. Рабочая камера за диафрагмой откачивалась вторым диффузионным насосом со скоростью 200 л/с. Атомный пучок формировался путем эффузии паров Na из щели (0,5×3 мм) источника, нагреваемого с помощью вольфрамовой спирали. Температура источника измерялась калиброванной термопарой хромель–алюмель. Автоматический регулятор температуры ВРТ обеспечивал постоянную температуру с точностью 0,3° С. Концентрация атомов в зоне взаимодействия с лазерным и микроволновым излучением составляла 10^6 – 10^8 ат/см³. Она рассчитывалась с помощью формулы для давления насыщенных паров P_0 атомов Na в печи [124]:

$$\lg P_0(\text{Торр}) = 10,56423 - 5619,406/T - 1,04111 \lg T. \quad (2.1)$$

Распределение атомов по продольной проекции скорости в пучке описывается одномерным распределением Максвелла [49]:

$$\frac{dN}{N_0} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{M}{2kT} \right]^{3/2} V^2 e^{\left(-\frac{MV^2}{2kT} \right)} dV, \quad (2.2)$$

где N_0 – полное число атомов в пучке, dN – число атомов, имеющих скорость в интервале от V до $V+dV$. Наибольшее количество атомов летит со скоростью

$$V_{\text{макс}} = \sqrt{2kT / M} \quad (2.3)$$

Основной вклад в сигнал от ридберговских состояний дают именно эти атомы. При типичной температуре атомного пучка 500 К эта скорость соответствует значению $V_{\text{макс}} = 600$ м/с.

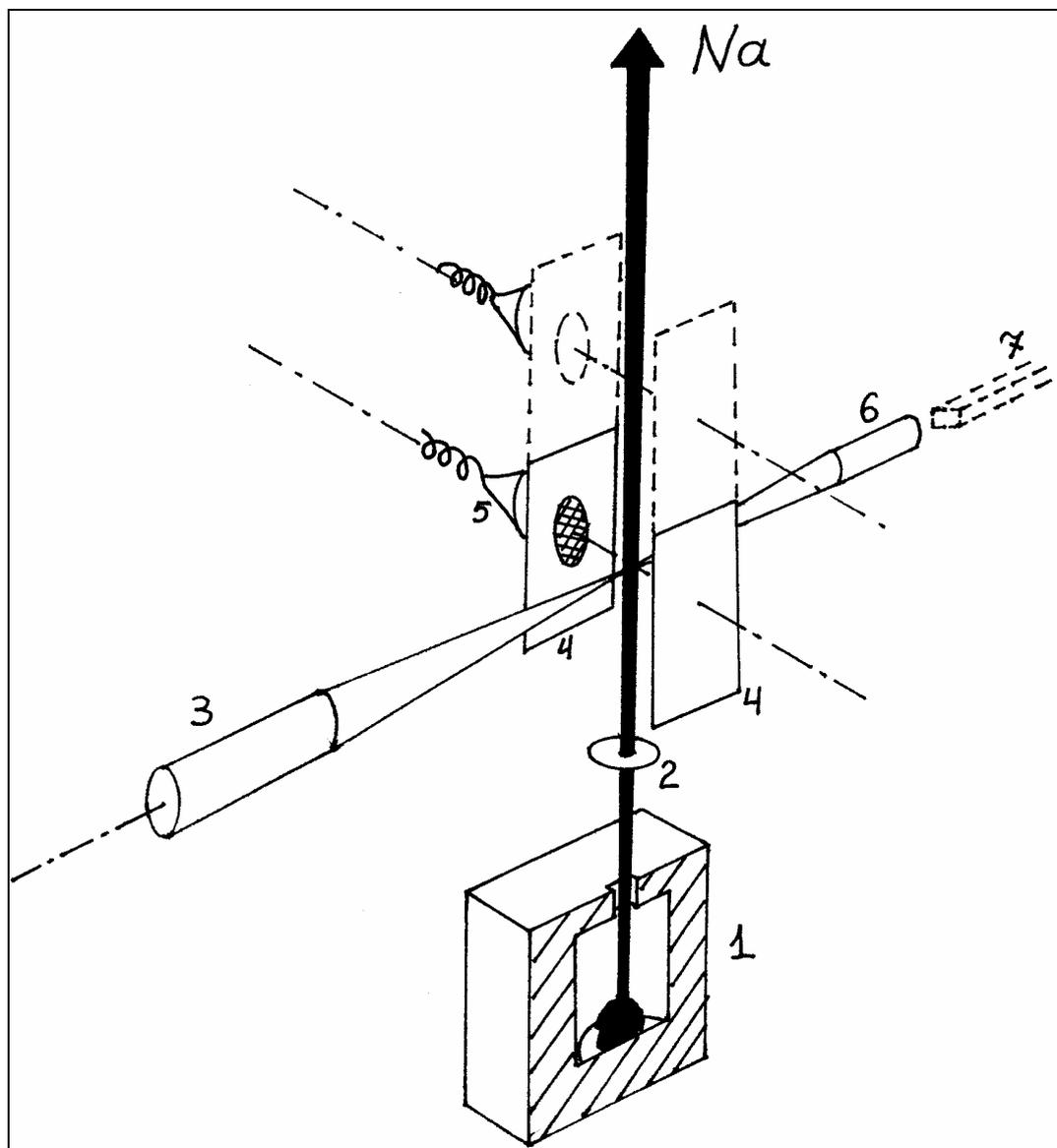


Рис.2.2. Атомный пучок и система регистрации ридберговских атомов (*Вариант 1*).
1 – печь с натрием, 2 – диафрагма, 3 – возбуждающее лазерное излучение, 4 – пластины плоского конденсатора, 5 – каналный электронный умножитель ВЭУ-6, 6 – излучение Nd:YAG лазера (в экспериментах по фотоионизации), 7 – волновод (в экспериментах по микроволновой спектроскопии).

Далее пучок ридберговских атомов направлялся в область взаимодействия с возбуждающим лазерным излучением, которое фокусировалось перпендикулярно тепловому пучку. За время действия возбуждающих лазерных импульсов ($\tau \approx 20$ нс) атомы смещались на расстояние 10 мкм, что пренебрежимо мало для нашего эксперимента, поэтому атомы можно считать неподвижными при возбуждении их в ридберговские состояния.

Возбуждение атомов происходило в области взаимодействия, расположенной на расстоянии 13 см от щели источника пучка (Рис.2.2). Система регистрации ридберговских атомов представляла собой плоский конденсатор, образованный двумя медными пластинами с расстоянием между ними 7,5 мм. Одна из пластин была заземлена и имела отверстие диаметром 10 мм, закрытое сеткой. Оно предназначалось для вывода заряженных частиц на вакуумный электронный умножитель каналового типа ВЭУ–6. На вторую пластину конденсатора подавался отрицательный электрический импульс, формируемый с помощью высоковольтного импульсного усилителя. Его задержка относительно лазерного импульса могла плавно изменяться от 0 до десятков микросекунд. Для уменьшения влияния теплового фонового излучения, которое вызывает нежелательные переходы между соседними ридберговскими состояниями и уменьшает их времена жизни, все элементы системы регистрации и ввода микроволнового излучения охлаждались до температуры жидкого азота 77 К с помощью вакуумного криостата.

На Рис.2.3 приведены качественные временные диаграммы импульсов лазерного возбуждения, числа ридберговских атомов, импульса электрического поля и сигнала на выходе ВЭУ–6. На выходе импульсного усилителя формировался высоковольтный сигнал прямоугольной формы длительностью 2 мкс и амплитудой, зависящей от напряжения источника питания усилителя. Максимальная величина напряженности поля между пластинами конденсатора составляла 2 кВ/см. Была также предусмотрена возможность включения постоянного электрического поля до 1 кВ/см для изучения влияния статического эффекта Штарка на спектры переходов. Использование импульсного электрического поля большой напряженности позволяло эффективно детектировать возбужденные атомы с помощью метода селективной полевой

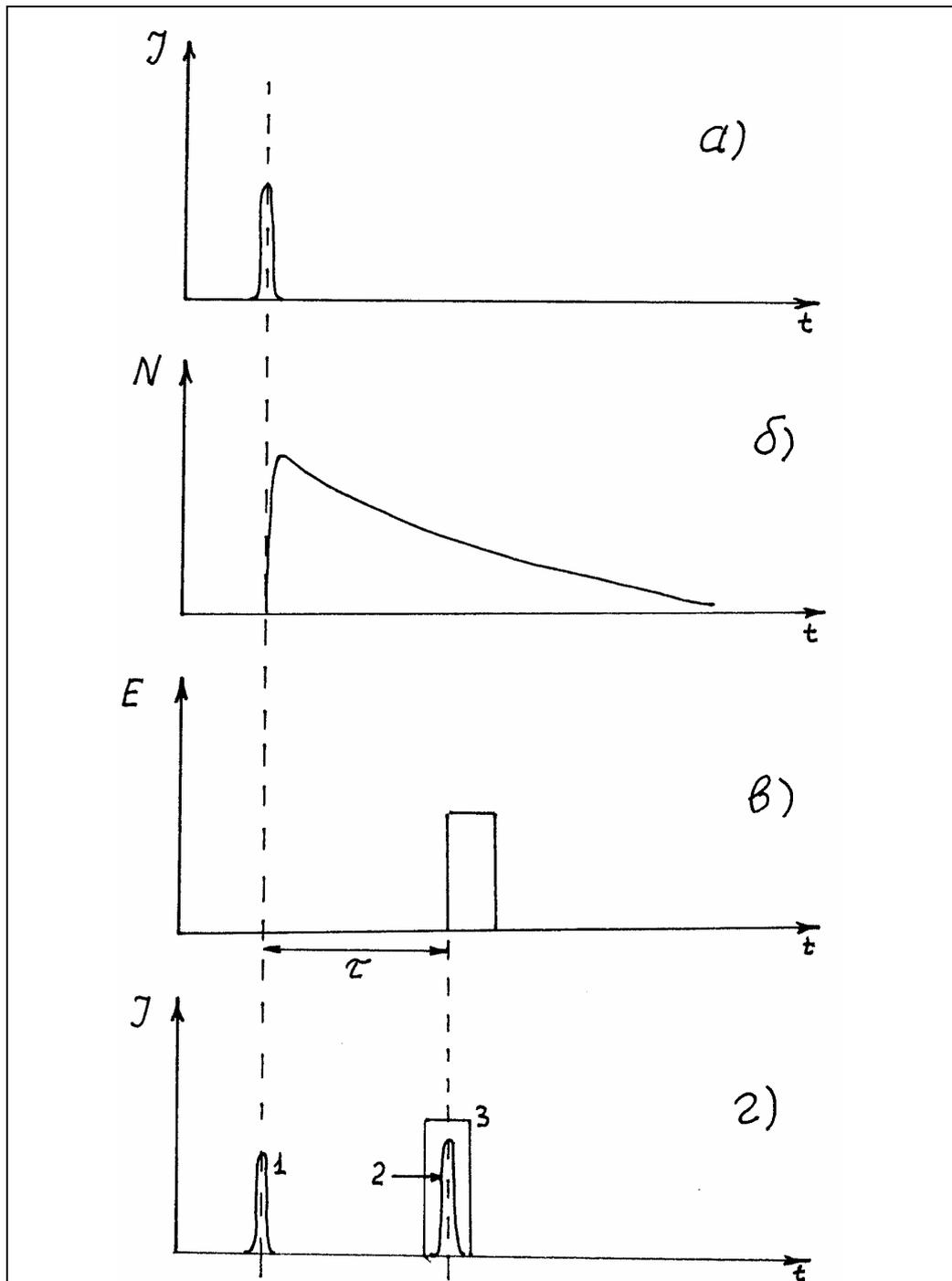


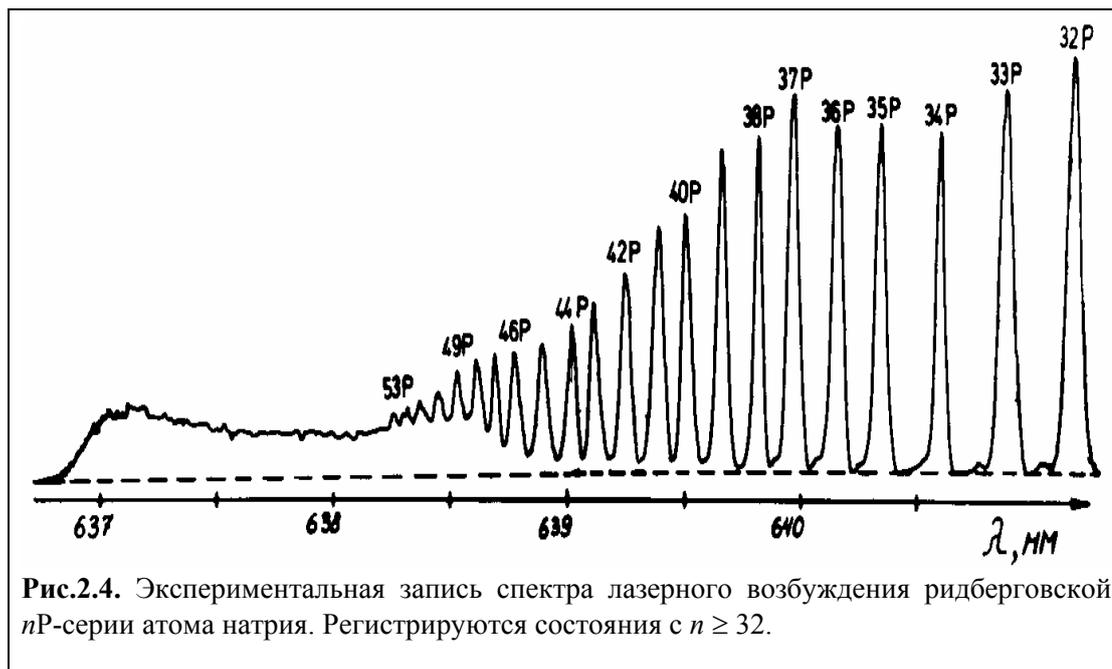
Рис.2.3. Временная диаграмма сигналов: (а) лазерный импульс, (б) число ридберговских атомов в области взаимодействия, (в) импульс ионизирующего электрического поля, (г) 1 – сигнал трехступенчатой фотоионизации, 2 – сигнал полевой ионизации, 3 – стробирующий импульс.

ионизации. В результате ионизации образуются свободные электроны и положительные ионы Na^+ . Электроны регистрировались ВЭУ–6, имеющим коэффициент усиления 10^8 и шумовой фон 0,5 имп/сек. Амплитуды одноэлектронных сигналов ВЭУ–6 изменяются от импульса к импульсу и описываются распределением Пуассона. Средняя амплитуда составляла 200 мВ на нагрузке 1,5 кОм при напряжении питания 3,5 кВ.

Электрический сигнал с ВЭУ–6, обусловленный заряженными частицами, через усилитель поступал на вход осциллографа и счетчик импульсов с амплитудным дискриминатором и управляемым ключом. Это позволяло регистрировать импульсы в заданный момент времени, синхронизированный с импульсом лазера накачки (Рис.2.3). Описанная система регистрации работает в режиме счета импульсов, то есть измеряется частота появления одноэлектронных сигналов на выходе ВЭУ–6. Линейность этого режима обеспечивается при частоте исследуемого сигнала $f_c \ll f_{\text{л}}$, где $f_{\text{л}}$ – частота следования импульсов лазерного возбуждения, при этом f_c пропорциональна числу ридберговских атомов, ионизированных электрическим полем в зоне регистрации. В наших экспериментах регистрировались сигналы $f_c \sim (0,1-0,2)f_{\text{л}}$, что соответствует нелинейности $< 10\%$. Следует отметить, что работа в режиме счета импульсов позволяет избавиться от проблемы, связанной с разбросом амплитуды одноэлектронных сигналов ВЭУ–6 [92].

Помимо сигнала полевой ионизации, возникающего в момент включения импульса электрического поля, наблюдался также и сигнал трехступенчатой фотоионизации атомов Na из состояния 4S излучением лазера первой ступени в течение действия лазерных импульсов (Рис.2.3). Сигнал трехступенчатой ионизации использовался для точной настройки длин волн лазеров первой и второй ступени. Отделение задержанного во времени сигнала полевой ионизации от сигнала трехступенчатой фотоионизации осуществлялось с помощью стробирующего импульса, во время включения которого сигнал с выхода ВЭУ–6 подавался на вход счетчика импульсов.

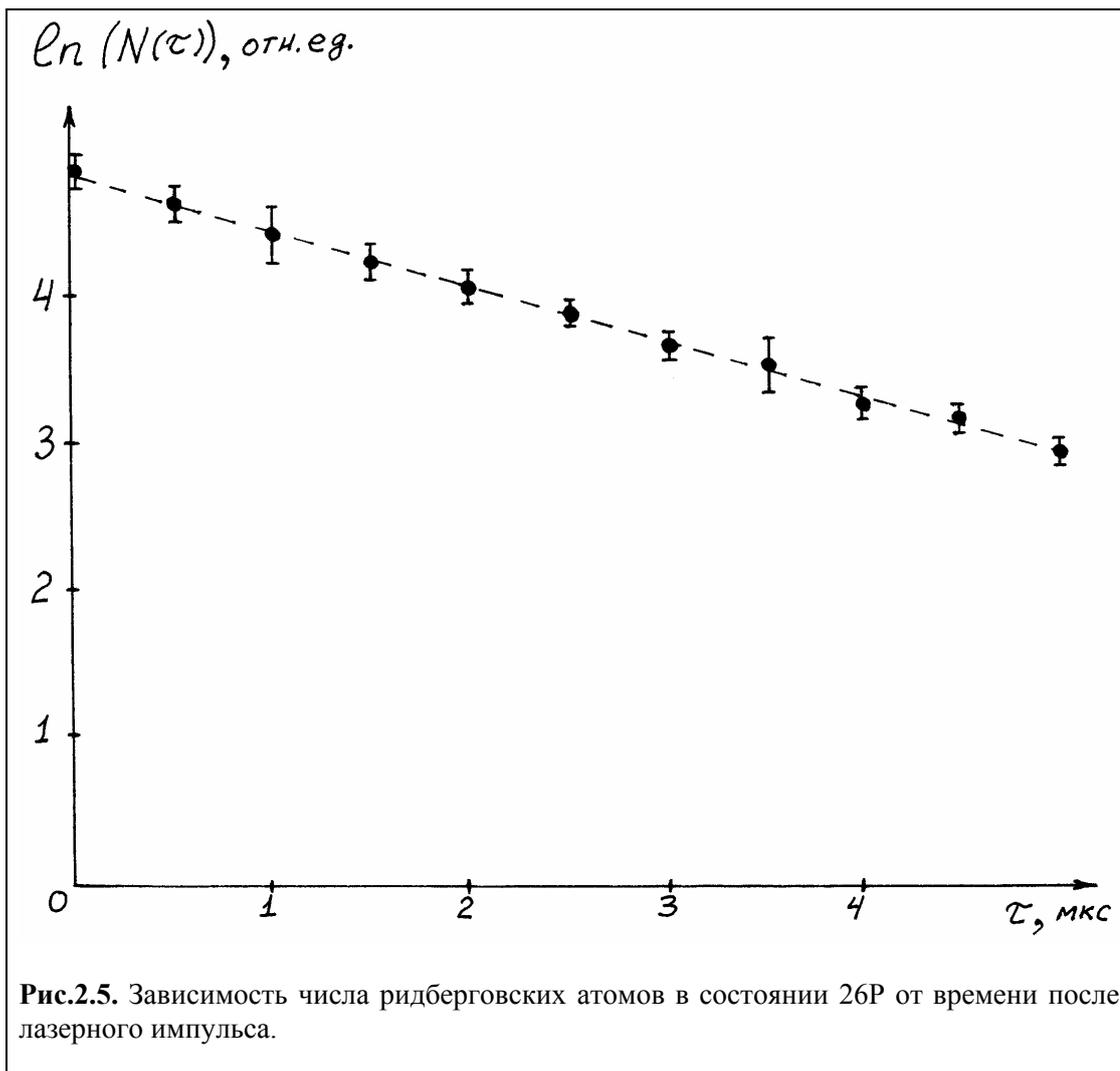
При сканировании длины волны лазера ЛЖИ–504 и значении напряженности импульсного электрического поля, достаточного для ионизации Р-уровней с $n \geq 32$ ($E_{\text{кр}} = 360 \text{ В/см}$), была осуществлена запись спектра



возбуждения ридберговской nP -серии атомов Na (Рис.2.4). В спектре наблюдаются резкие пики, соответствующие отдельным состояниям вплоть до $n = 50$. При дальнейшем увеличении n ширина линии лазерного излучения сравнивается с расстоянием между соседними уровнями, поэтому наблюдается сплошной спектр возбуждения. Исчезновение этого сигнала в левой части спектра соответствует порогу фотоионизации, поскольку сечение фотоионизации состояния $4S_{1/2}$ быстро падает вблизи границы ионизации.

Варьируя временную задержку τ (Рис.2.3) импульсного электрического поля относительно возбуждающего лазерного импульса, мы получили зависимость величины обработанного в режиме счета импульсов сигнала ВЭУ от τ , которая отражает концентрацию ридберговских атомов с $n = 26$ как функцию времени $N(\tau)$ (Рис.2.5). Видно, что она с хорошей точностью описывается экспонентой. Число возбужденных ридберговских атомов в зависимости от времени после лазерного импульса дается формулой:

$$N(t) = N(0) \exp(-t/\tau_{\text{эфф}}), \quad (2.4)$$



где $N(0)$ – число ридберговских атомов по окончании импульса возбуждения, $\tau_{\text{эфф}}$ – эффективное время пребывания атома в зоне регистрации, которое обусловлено радиационным затуханием τ_p и средним временем пролета атомом области регистрации $\tau_{\text{п}}$:

$$\frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_{\text{п}}} . \quad (2.5)$$

Расчет радиационного времени жизни для уровня 26P при $T = 300$ К дает величину $\tau_p \approx 28$ мкс, что на порядок превышает среднее время пребывания ридберговских атомов в зоне регистрации. Для нашей геометрии это время

составило величину $\tau_n \approx 2,6$ мкс. Как и следовало ожидать, $\tau_{эфф}$ оказалось практически одинаковым для всех уровней с $n = 24-41$.

Вариант 2. В экспериментах, проведенных в 1996–2002 гг. [24-26,29,33,37-44], использовалась модернизированная экспериментальная установка. Атомный пучок формировался источником с отверстием диаметром 2 мм, который был отделен от рабочей камеры диафрагмой, также имеющей диаметр 2 мм. Еще одна такая же диафрагма располагалась на расстоянии 30 см от источника пучка непосредственно перед системой регистрации. Это позволило уменьшить угловую расходимость пучка для экспериментов по управлению движением ридберговских атомов. Также были предприняты меры для улучшения вакуума в области взаимодействия до $2 \cdot 10^{-7}$ Торр с использованием диффузионного насоса 250 л/с и азотной ловушки.

Система регистрации была аналогична использованной ранее. Расстояние между пластинами плоского конденсатора составляло 8,15 мм. Регистрация сигналов населенностей методом СИЭП осуществлялась в режиме временного разрешения, для чего импульс ионизирующего поля имел нарастающий фронт длительностью 2–3 мкс. Это позволяло наблюдать весь спектр возбуждаемых ридберговских состояний и переходов, индуцируемых микроволновым излучением. Поскольку сигналы населенностей различных состояний были разделены во времени, их можно было обрабатывать по отдельности, применяя стробируемые счетчики импульсов сигналов ВЭУ–6. Эти сигналы обрабатывались в режиме счета импульсов в крейте КАМАК и ЭВМ. Все элементы системы регистрации и ввода микроволнового излучения также охлаждались до температуры жидкого азота с помощью вакуумного криостата.

Полная схема экспериментальной установки для микроволновой спектроскопии ридберговских атомов натрия приведена на Рис.2.6.

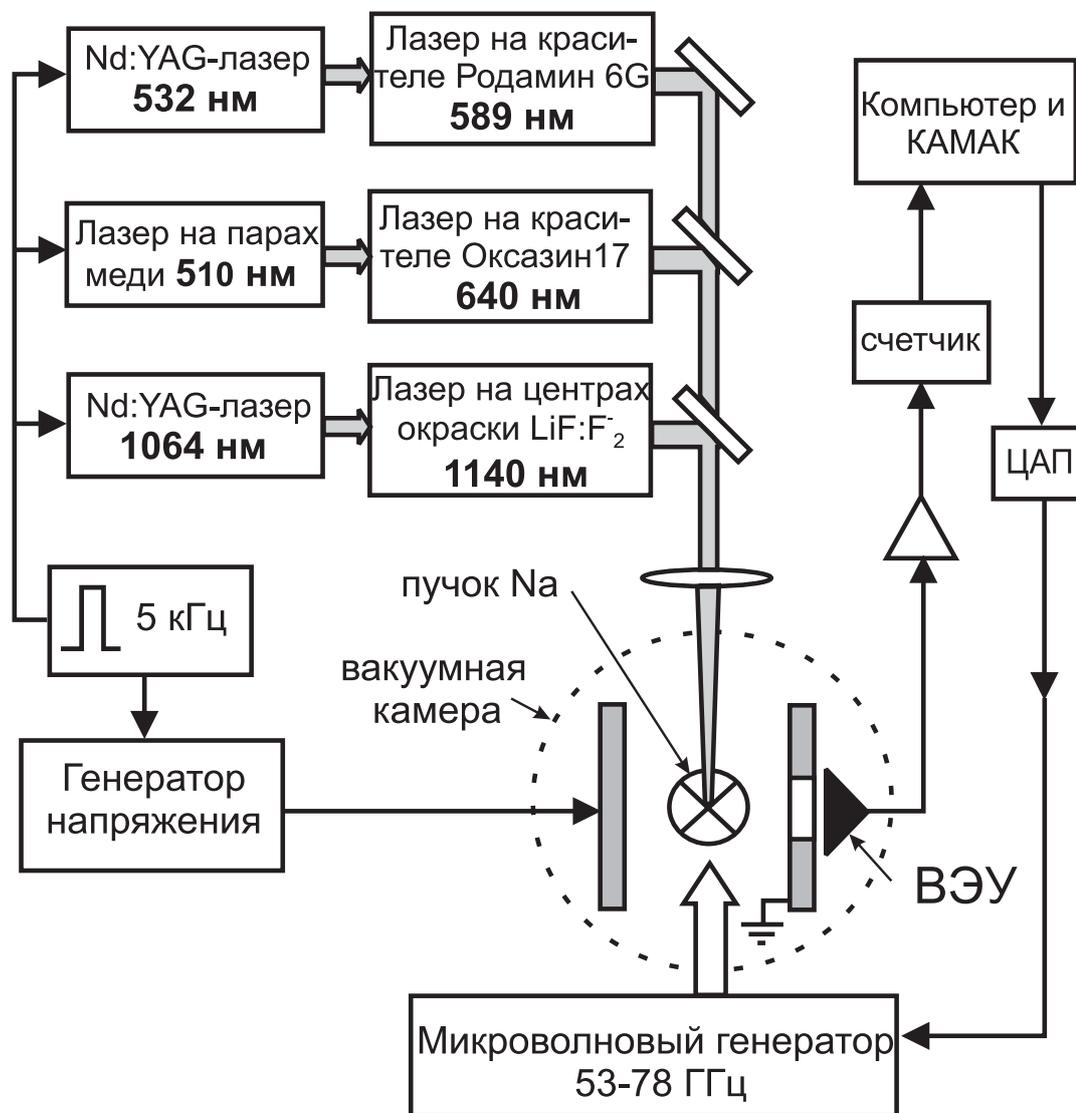


Рис.2.6. Схема экспериментальной установки для микроволновой спектроскопии ридберговских атомов Na.

§2.3. Методика проведения экспериментов по микроволновой спектроскопии.

Взаимодействие ридберговских атомов с резонансным микроволновым излучением с частотой в диапазоне 53–78 ГГц происходило в области детектора ридберговских атомов. В обоих вариантах системы регистрации излучение вводилось в область взаимодействия через волновод. Микроволновое поле формировалось в результате многократных отражений от металлических стенок системы регистрации, и имело вид стоячей волны сложной пространственной конфигурации. Поскольку длина волны излучения (4–5 мм) превышала диаметр атомного пучка (1–2 мм), при проведении экспериментов имелась возможность выбирать точку взаимодействия со стоячей волной, изменяя точку лазерного возбуждения ридберговских состояний вдоль оси пучка.

В качестве источников микроволнового излучения использовались один или два генератора на лампе обратной волны (ЛОВ) Г4–142 с диапазоном электрической перестройки 53–78 ГГц и выходной мощностью до 10 мВт. В более поздних экспериментах частота генератора стабилизировалась путем активной привязки к внешнему гетеродину, который в свою очередь был привязан к кварцевому синтезатору частоты. Ширина линии генератора в непрерывном режиме была 1–2 МГц без стабилизации и менее 20 кГц в режиме стабилизации. В большинстве экспериментов использовался импульсный режим генерации, для того чтобы разделить во времени моменты лазерного возбуждения, взаимодействия с микроволновым излучением и детектирования населенностей ридберговских состояний. Длительность микроволнового импульса варьировалась от 0,3 до 3 мкс, при этом эффективная ширина линии излучения увеличивалась, что ограничивало спектральное разрешение величиной 0,3–3 МГц.

При сканировании частоты генератора индуцировались переходы между уровнями начального ридберговского nP состояния и конечного состояния микроволнового перехода, что приводило к изменению их населенностей. В режиме счета импульсов эти изменения контролировались по изменению частоты появления импульсов на выходе ВЭУ–6.

Отличительной чертой экспериментов по микроволновой спектроскопии является тот факт, что переходы осуществляются между близлежащими ридберговскими состояниями. Поэтому оказывается возможным контролировать заселенности как нижнего, так и верхнего уровней перехода с помощью одного и того же метода селективной полевой ионизации. Это позволило разработать оригинальную методику обработки сигналов с автоматической нормировкой на плотность атомов в пучке Na и мощность излучения лазера на третьей ступени возбуждения.

Временные диаграммы импульсов в системе регистрации представлены на Рис.2.7. Через 0,3–3 мкс после окончания импульса лазерного возбуждения [Рис.2.7(а)] включался импульс микроволнового поля [Рис.2.7(б)]. Частота излучения была близка к частоте исследуемого перехода (обозначим его 1→2), и задавалась внешним напряжением 2–9 В, подаваемым на вход перестройки частоты генератора. При этом была предусмотрена возможность плавной

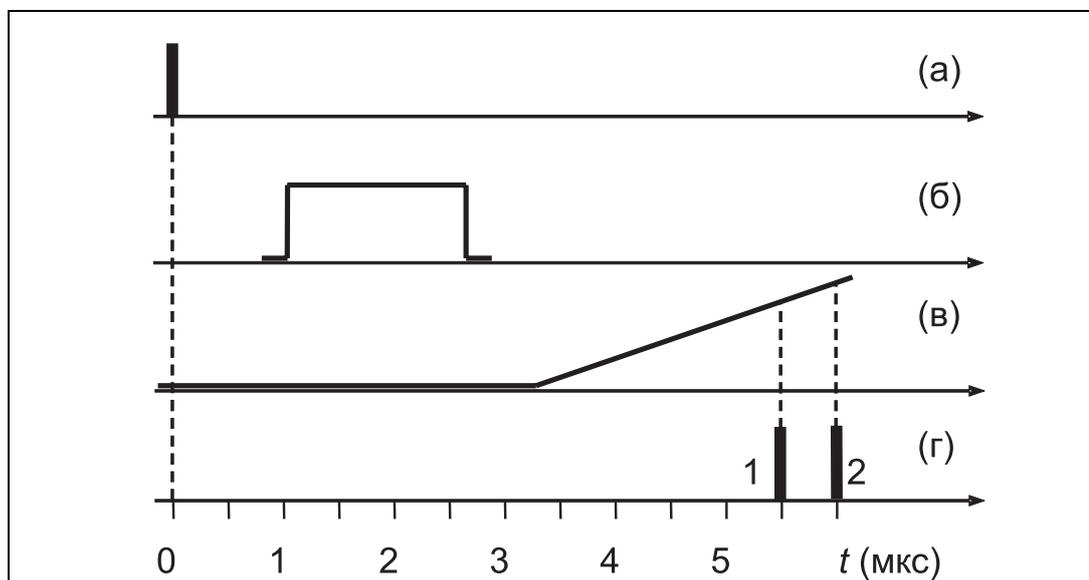


Рис.2.7. Временная диаграмма сигналов в экспериментах по микроволновой спектроскопии. (а) Импульс лазерного излучения, возбуждающего начальное ридберговское состояние 1. (б) Импульс микроволнового излучения, индуцирующий переход 1→2. (в) Электрическое поле для селективной полевой ионизации. (г) Сигналы населенностей ридберговских состояний на выходе канального умножителя ВЭУ–6.

развертки частоты с помощью ЦАП и крейта КАМАК для получения спектров микроволновых переходов. Модуляция мощности осуществлялась подачей импульсного напряжения на управляющий электрод ЛОВ, а варьирование амплитуды микроволновых импульсов производилось с помощью встроенного аттенюатора.

Микроволновое поле взаимодействовало с ридберговскими атомами в течение 0,3–3 мкс. Этого времени было достаточно для того, чтобы часть атомов из начального ридберговского состояния 1 перешла в конечное 2. Состояния 1 и 2 обладают различными величинами критических полей для селективной полевой ионизации. Приложив к пластинам плоского конденсатора в системе регистрации нарастающий ионизирующий импульс электрического поля [Рис.2.7(в)], на выходе ВЭУ–6 можно увидеть разделенные во времени сигналы от состояний 1 и 2. Также была предусмотрена возможность включения слабого импульсного или постоянного электрического поля для изучения эффекта Штарка на микроволновых переходах.

Таким образом, можно было отдельно обрабатывать сигналы от уровней 1 и 2 [Рис.2.7(г)], выделяя их стробирующими импульсами с последующим измерением частоты появления импульсов для каждого из сигналов. Нас интересует населенность уровня 2, поскольку она определяется вероятностью перехода 1→2 за время действия микроволнового импульса. В режиме счета импульсов сигнал от уровня 2 пропорционален полному числу атомов N_2 , зарегистрированных на уровне 2 в течение некоторого задаваемого времени измерения T :

$$S = C \cdot N_2(T), \quad (2.6)$$

где коэффициент C определяет вероятность регистрации атомов на ВЭУ–6, в том числе с учетом времени нахождения в зоне регистрации. Этот коэффициент зависит от температуры атомного пучка, а также от размера входного окна ВЭУ–6, и является постоянной величиной для сигналов от всех уровней, пока их время жизни существенно больше времени пролета зоны регистрации. Время измерения T должно быть достаточно большим ($\gg 1/f_n$, где f_n – частота

повторения лазерных импульсов) для того, чтобы можно было проводить статистическую обработку сигналов. В этом случае можно написать:

$$S=C \cdot T \cdot f_{\text{л}} \cdot N_1(t=0) \cdot W(1 \rightarrow 2), \quad (2.7)$$

где $N_1(t=0)$ – среднее число атомов в состоянии 1, образовавшихся за 1 лазерный импульс, $W(1 \rightarrow 2)$ – полная вероятность перехода $1 \rightarrow 2$ за время действия микроволнового импульса.

Время измерения T определялось моментом, когда суммарное число импульсов от атомов в состоянии 2 и атомов, оставшихся в состоянии 1, достигало некоторого заданного числа Z . Если пренебречь релаксацией уровней 1 и 2, то

$$Z=C \cdot f_{\text{л}} \cdot T \cdot N_1(t=0) \quad (2.8)$$

поскольку полное число атомов в состояниях 1 и 2 в этом случае является постоянной величиной. Соотношение (2.8) определяет время измерения T . Подставив значение T в (2.7), получаем выражение для сигнала, измеряемого в нашей системе регистрации:

$$S=Z \cdot W(1 \rightarrow 2) \quad (2.9)$$

Этот сигнал с помощью цифро-аналогового преобразователя выводился на самописец, либо записывался в компьютер с помощью счетчика импульсов в крейте КАМАК. Таким образом, сигнал в системе регистрации определяется только вероятностью перехода $1 \rightarrow 2$ и не зависит ни от мощностей лазеров, ни от концентрации атомов в пучке. Это позволяет существенно снизить флуктуации сигнала при записи спектров микроволновых переходов между ридберговскими состояниями. Следует еще раз подчеркнуть, что выражение (2.9) получено в пренебрежении релаксацией уровней 1 и 2. При исследовании переходов вблизи $n \sim 35$ это вполне оправдано, поскольку радиационное время жизни этих состояний с учетом теплового излучения при 77 К (~ 100 мкс) намного превышает характерные времена в системе регистрации (~ 5 мкс).

Однако существует одно обстоятельство, которое необходимо учитывать при использовании выражения (2.9). Дело в том, что в проводимых нами исследованиях изучаются уровни, обладающие тонкой структурой. Например, для уровня $36P$ интервал между компонентами $J=1/2$ и $J=3/2$ составляет 124 МГц. В то же время, ширина линии микроволнового генератора не превышает 3 МГц, поэтому переход $1 \rightarrow 2$ на самом деле осуществляется между компонентами тонкой структуры этих уровней. В этом случае опустошается лишь один из подуровней тонкой структуры уровня 1, в то время как нормировка, согласно (2.8), осуществляется по полному числу атомов на уровне 1. Поэтому выражение (2.9) следует домножить на относительную заселенность подуровня тонкой структуры уровня 1, с которого осуществляется переход $1 \rightarrow 2$. Таким образом, в случае спектроскопии микроволновых переходов между компонентами тонкой структуры возбужденных состояний сигнал в нашей системе регистрации описывается выражением:

$$S = Z \frac{\rho_1(J)}{\sum_J \rho_1(J)} W(1 \rightarrow 2), \quad (2.10)$$

где $\rho_1(J)$ – населенность подуровней тонкой структуры уровня 1.

Величины $\rho_1(J)$ определяются вероятностями однофотонных переходов из промежуточного состояния $4S_{1/2}$ на различные подуровни тонкой структуры уровня 1, и пропорциональны интенсивности излучения лазера третьей ступени. Однако спектральная мощность излучения этого лазера на частотах, соответствующих переходам из состояния $4S_{1/2}$ на компоненты тонкой структуры уровня 1, может заметно отличаться. Это связано с тем, что расстояние между продольными модами резонатора лазера третьей ступени $c/2L \sim 200$ МГц, т.е. по порядку величины совпадает с интервалами тонкой структуры исследуемых уровней. При этом относительная заселенность компонент тонкой структуры уровня 1 будет определяться точностью настройки этого лазера. Флуктуации сигнала (2.10) в этом случае определяются наличием конкуренции мод в резонаторе, а также флуктуациями оптической длины резонатора лазера третьей ступени. Типичное отношение сигнал/шум в наших экспериментах по

микроволновой спектроскопии было больше 20, что вполне достаточно для получения надежных спектров микроволновых переходов. Зависимость (2.10) существенна только при анализе относительных интенсивностей различных компонент в этих спектрах.

Поскольку используемые нами микроволновые генераторы имеют ограниченную область перестройки частоты (53–78 ГГц), был проведен предварительный анализ частот одно- и многофотонных переходов между ридберговскими состояниями атома Na с целью выбора оптимального уровня возбуждения nP -серии. Частоты переходов вычислялись с использованием формул (1.3)–(1.5).

Основным рабочим уровнем был выбран уровень 36P, поскольку все наиболее интенсивные одно- и многофотонные переходы из этого состояния попадают в область 53–78 ГГц. Длина волны оптического возбуждения уровня 36P из состояния $4S_{1/2}$ составляет 640 нм. Однако, поскольку с изменениями n частоты переходов изменяются незначительно, часть характерных спектров была записана и для ближайших уровней (35P, 37P). В Табл.2.1 приведены рассчитанные частоты некоторых одно-, двух-, трех- и четырехфотонных резонансов, попадающих в диапазон работы ЛОВ-генератора.

Табл.2.1. Расчетные частоты микроволновых переходов для ридберговских атомов Na с главным квантовым числом вблизи $n = 36$.

Однофотонные переходы	Частота (ГГц)
36P–37S	75,29
36P–36S	76,25
37P–38S	69,25
37P–37S	70,05
38P–38S	64,51
Двухфотонные переходы	
36P–37P	72,67
37P–38P	66,88
37S–38S	69,65
38S–39S	64,18
36S–37S	75,77
36P–36F	62,43
36D–37D	67,76
36F–37F	67,69
Трехфотонные переходы	
36P–38S	71,53
37S–38P	67,94
37P–39S	65,87
38S–39P	62,63
Четырехфотонные переходы	
36P–38P	69,78
36S–38S	72,77

Глава 3. Микроволновая спектроскопия когерентных и нелинейных процессов при однофотонных переходах между ридберговскими состояниями атомов Na.

В атомах щелочных металлов наиболее простыми для теоретического и экспериментального изучения являются однофотонные микроволновые переходы $nP-n'S$. S-состояния с полным моментом $J=1/2$ обладают сферической симметрией и имеют всего два вырожденных магнитных подуровня $M_J=\pm 1/2$. P-состояния расщеплены спин-орбитальным взаимодействием на двукратно вырожденный подуровень $J=1/2$ и четырехкратно вырожденный $J=3/2$, причем $J=3/2$ лежит выше $J=1/2$. Для экспериментов нами были выбраны однофотонные переходы $36P-37S$ и $37P-37S$, однако полученные экспериментальные результаты могут быть обобщены на любые другие переходы типа $nP-n'S$ между ридберговскими состояниями.

Наличие вырождения уровней позволяет детально исследовать квантовую интерференцию и когерентные процессы для однофотонных микроволновых переходов. Эти переходы позволяют также исследовать нелинейные процессы при чрезвычайно низкой интенсивности микроволнового излучения, поскольку расчетные значения радиальной части дипольных моментов переходов велики и достигают 1500 а.е.

Прежде чем начать изучение интересующих нас когерентных и нелинейных процессов для однофотонных переходов, необходимо было провести детальное исследование влияния электрических и магнитных полей на их спектры, поскольку изменение энергий уровней даже в слабых паразитных полях может существенно влиять на изучаемые явления. Поэтому два первых параграфа настоящей главы посвящены спектроскопии эффектов Зеемана и Штарка, которые хотя и не относятся к когерентным и нелинейным процессам, тем не менее, дают необходимую информацию о поведении ридберговских состояний во внешних полях. Кроме того, взаимодействие с внешними полями используется в дальнейшем для управления энергиями и фазами ридберговских уровней.

§3.1. Эффект Зеемана.

Ридберговские состояния позволяют изучать влияние слабого магнитного поля на спектры микроволновых переходов и наглядно продемонстрировать эффект Зеемана. В данном эксперименте исследовалась структура перехода $37P-37S$ в магнитном поле [25]. Изучалось влияние поляризации возбуждающего лазерного излучения и направления магнитного поля на вероятности отдельных переходов между магнитными подуровнями и процесс регистрации ридберговских состояний. Несмотря на наличие более ранних экспериментов по эффекту Зеемана в ридберговских атомах (см., например, [79,125-127]), эти вопросы до сих пор не привлекали должного внимания.

Микроволновый генератор работал в непрерывном режиме с шириной линии 2–3 МГц (без активной стабилизацией частоты) и сканировался по частоте вблизи 70,1 ГГц. Время взаимодействия ридберговских атомов с излучением определялось интервалом между лазерным импульсом и моментом включения ионизирующего электрического поля (задержка 2 мкс). Спектр перехода записывался в присутствии слабого постоянного магнитного поля B , направление и величина которого задавались тремя парами катушек Гельмгольца.

В поле B энергетическое расщепление вырожденных атомных состояний с проекциями полного момента M_J определяется выражением [1]:

$$\Delta E = g\mu_B B M_J, \quad (3.1)$$

где g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора. Величины g вычисляются с помощью общей формулы для компонент тонкой структуры произвольных nS и nP состояний, и имеют следующие значения:

$$g(S_{1/2}) = 2, \quad g(P_{1/2}) = 2/3, \quad g(P_{3/2}) = 4/3. \quad (3.2)$$

Зеемановская структура перехода $37P-37S$ приведена на Рис.3.1(а). В отсутствие магнитного поля состояние $37P$ расщеплено спин-орбитальным

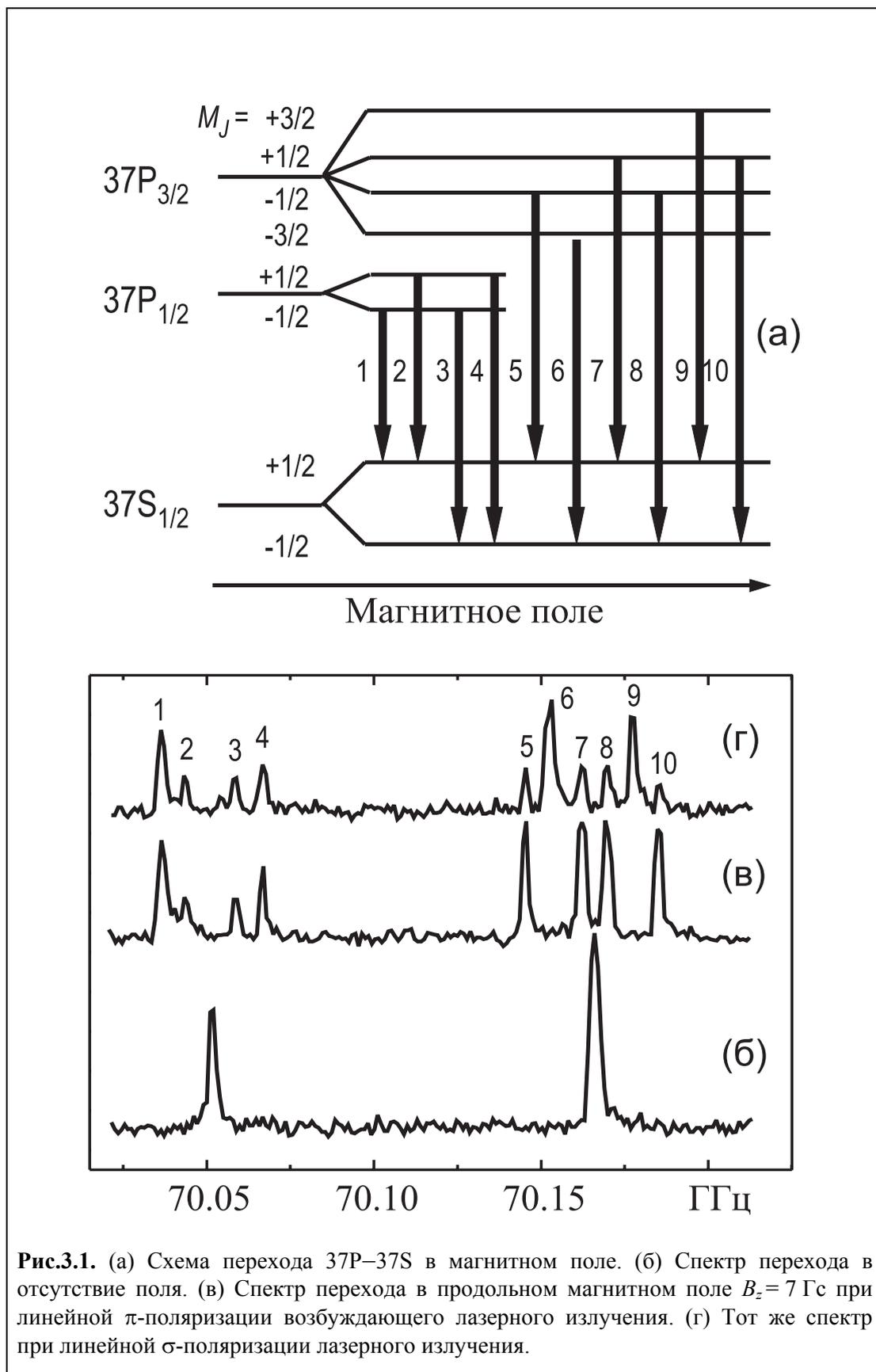


Рис.3.1. (а) Схема перехода $37P-37S$ в магнитном поле. (б) Спектр перехода в отсутствие поля. (в) Спектр перехода в продольном магнитном поле $B_z = 7$ Гс при линейной π -поляризации возбуждающего лазерного излучения. (г) Тот же спектр при линейной σ -поляризации лазерного излучения.

взаимодействием на две компоненты с интервалом 114 МГц, и наблюдаемый спектр состоит из двух пиков, соответствующих переходам $37P_{1/2}-37S_{1/2}$ и $37P_{3/2}-37S_{1/2}$ [Рис.3.1(б)]. Ширины резонансов (< 3 МГц) определялись нестабильностью частоты и шириной линии генератора, а также эффектом Доплера и полевым уширением при взаимодействии с микроволновым излучением.

В постоянном магнитном поле состояния $37S_{1/2}$ и $37P_{1/2}$ расщепляются каждое на 2 подуровня с $M_J = \pm 1/2$, а состояние $37P_{3/2}$ на 4 подуровня с $M_J = \pm 1/2$ и $M_J = \pm 3/2$ [Рис.3.1(а)]. В общем случае, в спектре должны присутствовать 10 компонент, разрешенных правилами отбора. Соотношение их амплитуд определяется двумя факторами.

Во-первых, начальными населенностями магнитных подуровней состояния $37P$, которые зависят от направления вектора линейной поляризации и спектрального состава возбуждающего лазерного излучения. Например, при π -поляризации (когда направление поляризации совпадает с направлением оси квантования z , которое мы для определенности выберем вдоль вектора регистрирующего электрического поля и совпадающего с ним магнитного поля B_z) подуровни с $M_J = \pm 3/2$ не возбуждаются, а при σ -поляризации (направление поляризации перпендикулярно оси квантования) они заселяются в 3 раза больше, чем подуровни с $M_J = \pm 1/2$ (разница в населенностях определяется угловыми частями дипольных моментов переходов).

Отметим также, что если направление магнитного поля не совпадает с направлением оси квантования, населенности магнитных подуровней становятся осциллирующими функциями времени вследствие прецессии магнитного момента, что приводит к перемешиванию населенностей подуровней. Наблюдение прецессии магнитного момента, ее влияния на штарковский спектр перехода $37P-37S$ и интерференцию вырожденных магнитных подуровней состояния $37P$ будут более детально представлены в §3.5.

Во-вторых, амплитуды переходов определяются матричными элементами оператора взаимодействия атома с резонансным микроволновым излучением. При известной поляризации лазерного излучения, сравнение наблюдаемых амплитуд с расчетными позволяет определить неизвестную поляризацию

микроволнового поля, которая зависит от многих факторов и может изменяться в различных точках области взаимодействия, поскольку длина волны излучения (4,27 мм) сравнима с размерами системы регистрации.

Экспериментальные записи спектра перехода 37P–37S в продольном магнитном поле $B_z = 7$ Гс при π и σ поляризациях возбуждающего лазерного излучения представлены на Рис.3.1(в,г). Все 10 переходов наблюдались при σ поляризации [Рис.3.1(г)], а их частоты хорошо совпадали с расчетными. Как и следовало ожидать, при π поляризации [Рис.3.3(в)] в спектре отсутствовали пики 6 и 9, соответствующие переходам из состояний с $M_J = \pm 3/2$, которые не возбуждались лазерным излучением.

Сравнение амплитуд пиков с расчетными, вычисленными с учетом различий в матричных элементах при лазерном возбуждении и взаимодействии с микроволновым излучением, показало, что микроволновое поле имело составляющие $E_x \approx 2E_z$, поэтому возбуждались как σ ($\Delta M_J = \pm 1$), так и π ($\Delta M_J = 0$) переходы между магнитными подуровнями.

Аналогичные записи в поперечном магнитном поле B_x (ортогональном регистрирующему электрическому полю) осуществить не удалось (Рис.3.2). Оказалось, что такое поле существенно влияет на процесс регистрации электронов каналным умножителем. В скрещенных электрическом и магнитном полях электроны движутся по сложной траектории (циклоиде) с размахом колебаний по оси z равном $2mE/eB^2$, где m и e масса и заряд электрона, а E и B величины электрического и магнитного полей. В нашем случае E составляло 220 В/см, поэтому уже при $B_x \cong 1$ Гс размах колебаний был сравним с расстоянием между медными пластинами в системе регистрации. Из-за значительного разброса времен пролета отдельных электронов до умножителя сигналы населенностей состояний 37P и 37S перемешивались во времени. В результате с ростом магнитного поля появлялась все более значительная шумовая составляющая, хотя зеемановское расщепление резонансов на Рис.3.2(б, в) отчетливо видно.

В поперечном поле, превышающем 5 Гс, резонансные сигналы исчезали. В продольном магнитном поле такого явления не наблюдалось, поскольку в нем

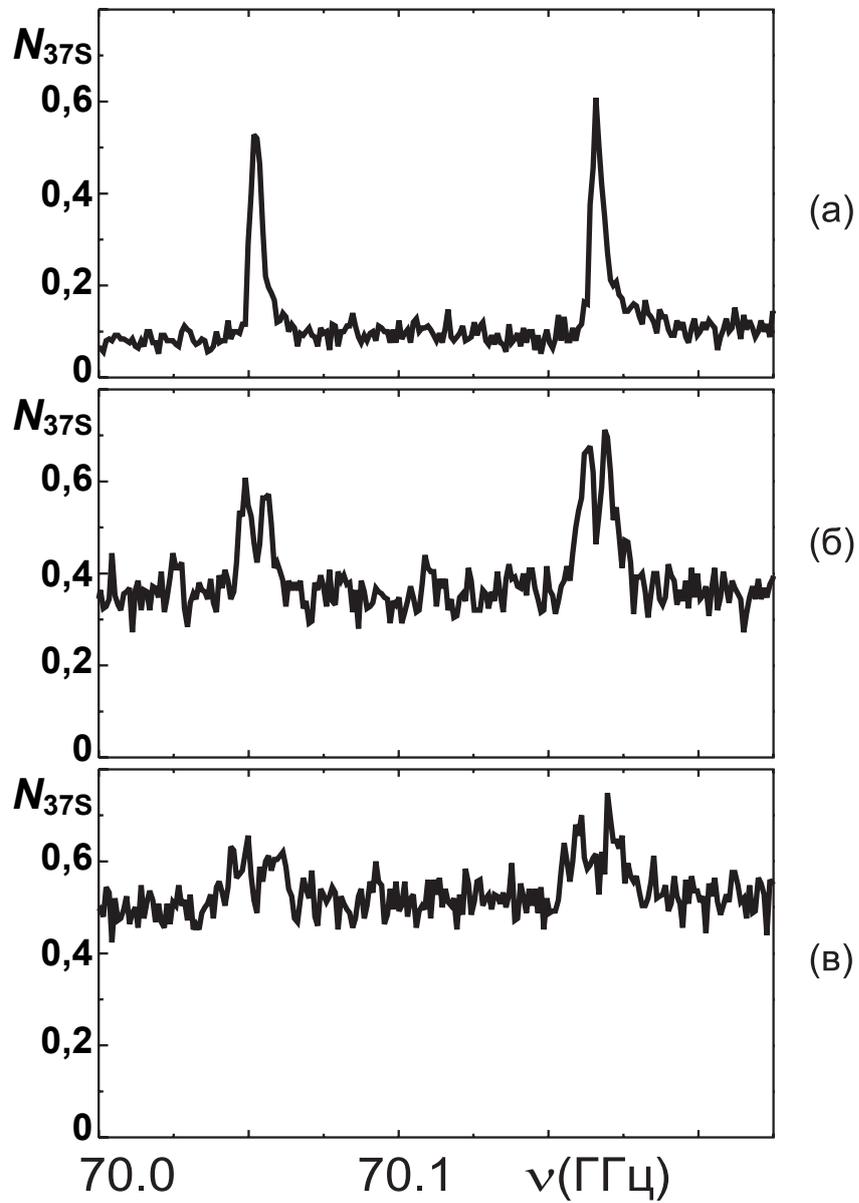


Рис.3.2. Спектр перехода $37P-37S$ в поперечном магнитном поле B_x , равном (а) 0 Гс, (б) 2,8 Гс, (в) 4,7 Гс. Рост шумовой подкладки обусловлен влиянием магнитного поля на траектории движения электронов в системе регистрации. Возбуждающее лазерное излучение имело линейную π -поляризацию.

электроны совершают циклическое движение в плоскости, параллельной плоскости пластин.

Полученные результаты важны для интерпретации особенностей спектров микроволновых переходов в ридберговских атомах в присутствии внешних полей. Анализ зеемановской структуры переходов позволяет изучать не только энергии, но и населенности подуровней при изменении различных факторов, и определять неизвестную поляризацию микроволнового излучения. В то же время, наш эксперимент показал, что методами микроволновой спектроскопии можно также исследовать процессы, связанные с регистрацией ридберговских атомов и движением электронов и ионов, образующихся при полевой ионизации.

§3.2. Статический эффект Штарка.

В экспериментах по прецизионной микроволновой спектроскопии ридберговских атомов требуется точное знание атомных констант, определяющих величину и характер штарковских сдвигов и расщепления уровней в слабом электрическом поле. Неустранимые остаточные электрические поля в экспериментальных установках приводят к уширению и сдвигу резонансов и определяют предельное разрешение в спектроскопических измерениях. Это особенно актуально в области больших значений главного квантового числа, поскольку поляризуемости ридберговских состояний увеличиваются как n^7 с ростом номера уровня n . Существенное повышение точности измерения квантовых дефектов, достигнутое в последние годы [57-62], позволяет провести точный расчет штарковских диаграмм ридберговских уровней с учетом влияния антипересечений и нарушения квадратичного или линейного приближений, поэтому экспериментальная проверка таких расчетов является актуальной задачей для определения области применимости теории. В данном эксперименте [29] была исследована структура перехода $37P-37S$ в электрическом поле и проведено сравнение с нашими численными расчетами.

Как уже обсуждалось в Главе 1, nS и nP состояния Na обладают значительными квантовыми дефектами (1,347 и 0,854 соответственно), поэтому

для них характерен квадратичный эффект Штарка в слабых полях. Согласно теории возмущений [1], сдвиги энергий уровней описываются формулой:

$$\Delta v = -\frac{1}{2} \left(\alpha_0 + \alpha_2 \frac{3M^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} \right) E^2, \quad (3.3)$$

где α_0 , α_2 – скалярная и тензорная поляризуемости, J и M – полный момент данного состояния и его проекция на вектор электрического поля, E – напряженность поля. Отметим, что $\alpha_2=0$ для состояний с $J=1/2$, т.е. эти уровни не расщепляются.

Вследствие квазиклассичности движения внешнего электрона в ридберговских атомах оказывается возможным численный расчет дипольных моментов переходов между ридберговскими состояниями [63] и штарковских диаграмм энергий уровней при любых значениях напряженностей электрического поля. Для этого можно использовать метод диагонализации матрицы энергии взаимодействия атома с полем [80]. Такие расчеты были сделаны нами для уровней в окрестности перехода 37P–37S. В качестве примера на Рис.3.3(а) приведена расчетная штарковская диаграмма состояний с $|M|=1/2$. Аналогичные диаграммы были построены и для состояний с $|M|=3/2$. Рис.3.3(а) позволяет определить, что для уровня 37P переход от квадратичного к линейному эффекту Штарка происходит в поле порядка 10 В/см. Точность расчетов определяется точностью известных значений квантовых дефектов, взятых из работ [61-62]. Рассчитанные по Рис.3.3(а) поляризуемости в поле напряженностью 2,86 В/см приведены в Табл.3.1. В соответствии с ними была построена качественная схема перехода 37P–37S в слабом электрическом поле [Рис.3.3(б)], позволяющая идентифицировать отдельные компоненты наблюдаемого спектра с учетом тонкой структуры P-состояний. К особенностям полученных результатов следует отнести различие значений α_0 для состояний 37P_{1/2} и 37P_{3/2}, обусловленное влиянием антипересечений и нарушением квадратичного приближения.

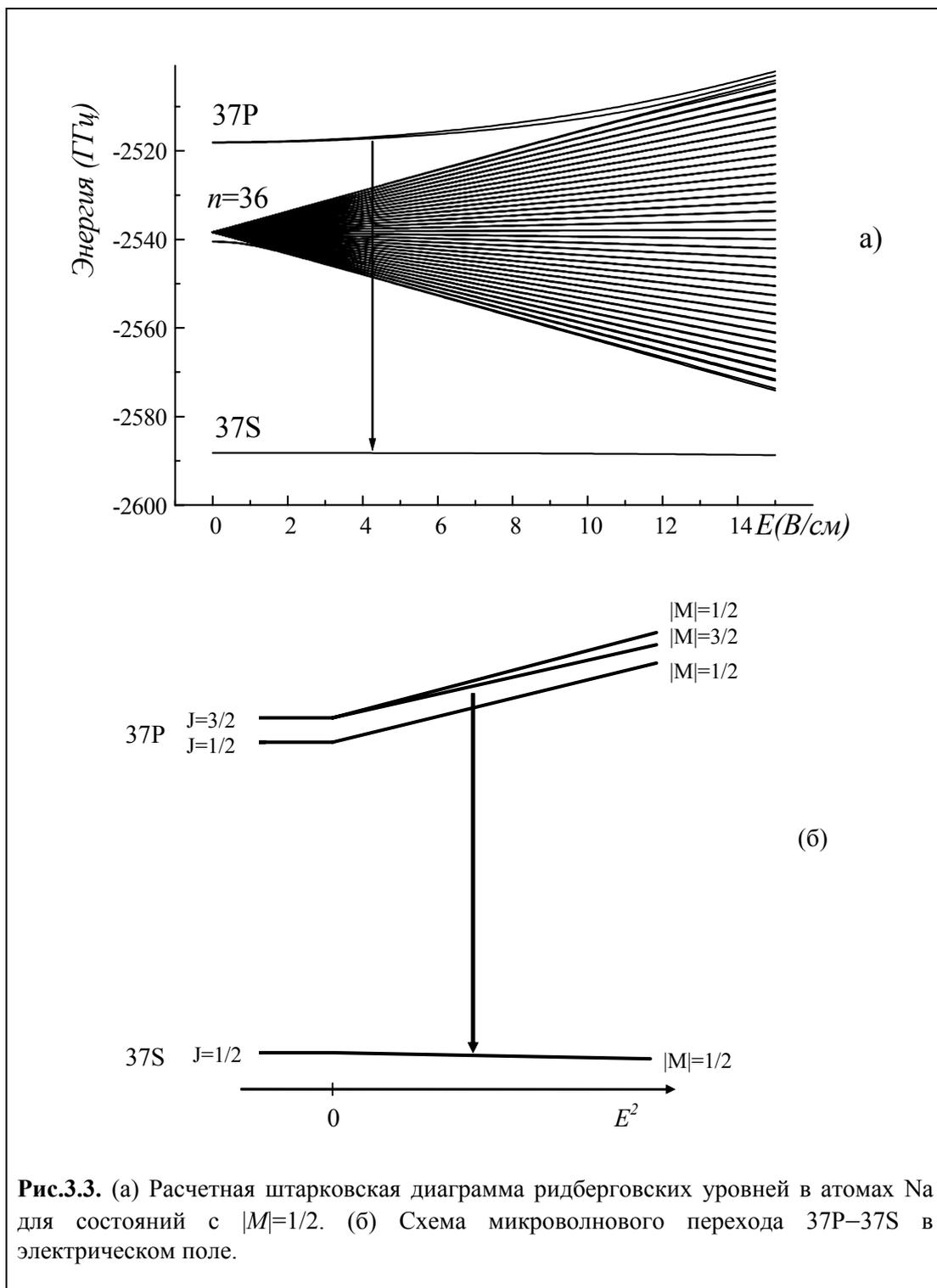


Рис.3.3. (а) Расчетная штарковская диаграмма ридберговских уровней в атомах Na для состояний с $|M|=1/2$. (б) Схема микроволнового перехода 37P–37S в электрическом поле.

Табл.3.1. Теоретические и экспериментальные значения скалярных и тензорных поляризуемостей уровня $37P$ (в $\text{МГц}/(\text{В}/\text{см})^2$) при напряженности электрического поля $2,86 \text{ В}/\text{см}$.

Состояние	Теория		Эксперимент	
	α_0	α_2	α_0	α_2
$37S_{1/2}$	3,7	–	$3,7 \pm 1$	–
$37P_{1/2}$	–107,2	0	-107 ± 5	0
$37P_{3/2}$	–113,8	13,2	-113 ± 5	$13,3 \pm 0,4$

На Рис.3.4 приведены экспериментальные записи спектра перехода $37P-37S$ в полях напряженностью до $5 \text{ В}/\text{см}$, сделанные при линейной σ -поляризации возбуждающего лазерного излучения (вектор напряженности поля линейно поляризованного излучения ортогонален вектору напряженности постоянного электрического поля). В отсутствие поля спектр состоит из двух компонент $37S_{1/2}-37P_{1/2}$ и $37S_{1/2}-37P_{3/2}$, соответствующих тонкой структуре уровня $37P$ ($\Delta\nu=114 \text{ МГц}$). Наблюдаемая ширина пиков ($< 5 \text{ МГц}$) определяется шириной линии генератора, работавшего без активной стабилизации частоты, пролетным и доплеровским уширениями, и полевым уширением микроволновым излучением.

При включении постоянного электрического поля наблюдался сдвиг обеих компонент и расщепление компоненты $37S_{1/2}-37P_{3/2}$ на две: $37S_{1/2, M=1/2}-37P_{1/2, M=1/2}$ и $37S_{1/2, M=1/2}-37P_{1/2, M=3/2}$, причем амплитуда первой из них уменьшалась вплоть до исчезновения с ростом поля. В дальнейшем выяснилось, что это было связано с изменением волновых функций ридберговских состояний в электрическом поле, которое приводит к изменению вероятностей переходов при лазерном возбуждении подуровней начального состояния $37P$ даже в слабом поле $\geq 2 \text{ В}/\text{см}$. Более подробно это явление обсуждается в §4.5 для штарковского спектра двухфотонного перехода $36P-37P$.

Измерение зависимости сдвига каждой из компонент спектра на Рис.3.4 подтвердило близость к квадратичному режиму в полях до $3 \text{ В}/\text{см}$. При увеличении напряженности поля выше $5 \text{ В}/\text{см}$ возникало заметное (около 10%) отклонение от квадратичного закона. Экспериментальные значения скалярных и тензорных поляризуемостей уровня $37P$, измеренные в поле $2,86 \text{ В}/\text{см}$,

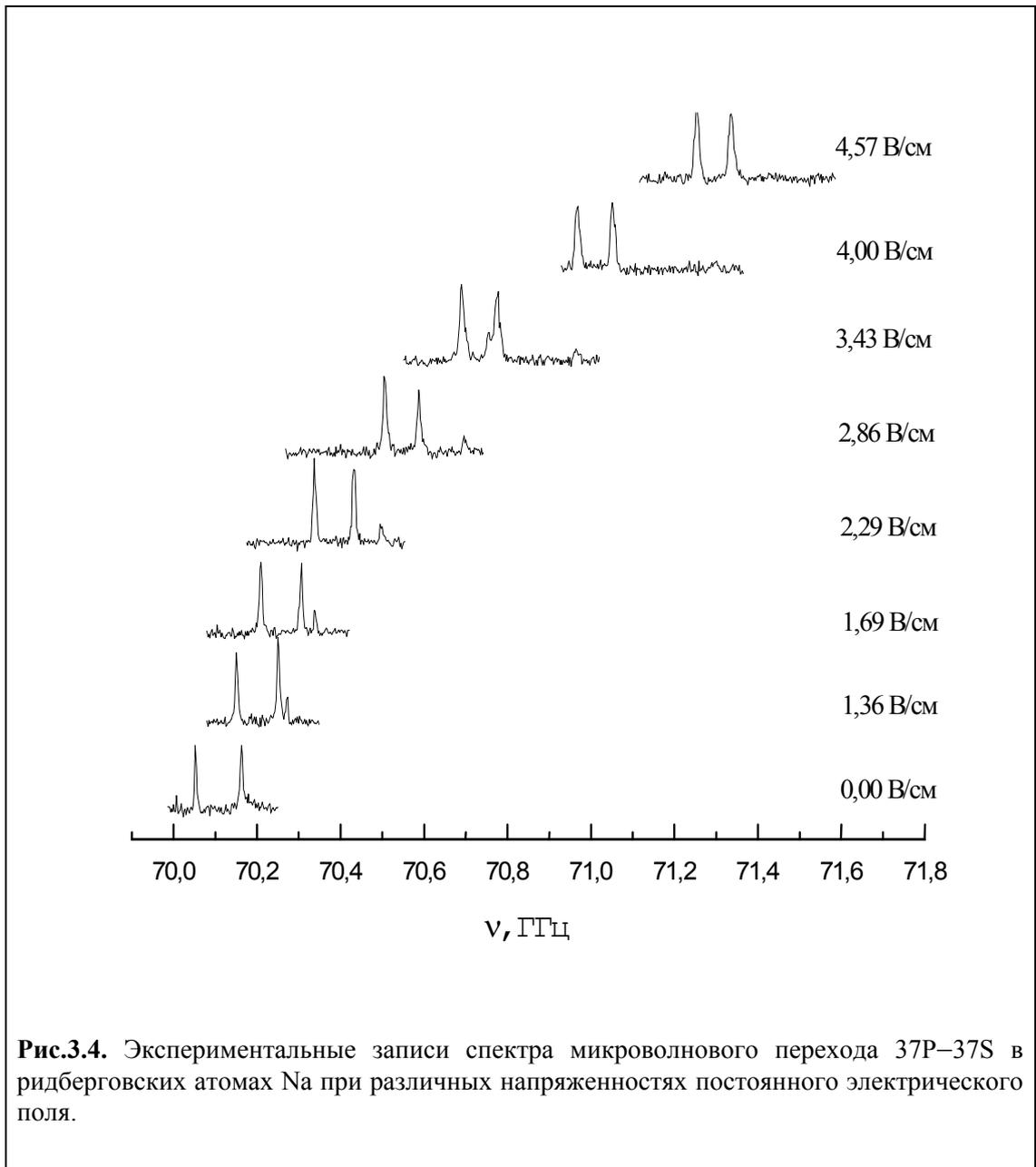


Рис.3.4. Экспериментальные записи спектра микроволнового перехода $37P-37S$ в ридберговских атомах Na при различных напряженностях постоянного электрического поля.

приведены в Табл.3.1. Сравнение с расчетными данными демонстрирует довольно хорошее согласие. Точность измерений определялась в основном пространственной неоднородностью постоянного электрического поля в области взаимодействия. Она приводила к наблюдаемому в поле 4,86 В/см уширению резонансов до 15 МГц. Неоднородность поля может быть рассчитана с помощью формулы (3.3) и составляет менее 30 мВ/см (0,6%).

Полученные результаты подтверждают высокую точность численных расчетов штарковских диаграмм ридберговских уровней при использовании метода диагонализации матрицы энергии взаимодействия ридберговского электрона с постоянным электрическим полем. К возможным применениям следует отнести абсолютную калибровку напряженности слабого электрического поля в вакууме по измерению штарковских сдвигов частот микроволновых переходов, а также возможность измерения малых значений пространственных неоднородностей электрических полей по уширению резонансов, что является актуальной задачей для ряда спектроскопических исследований.

§3.3. Динамический эффект Штарка.

Гигантские дипольные моменты переходов между ридберговскими состояниями должны приводить к сильным нелинейным эффектам при чрезвычайно низкой интенсивности микроволнового поля. Это делает ридберговский атом удобным инструментом для изучения системы атом + сильное резонансное поле. Динамический эффект Штарка вызывает расщепление и сдвиги атомных состояний, взаимодействующих с резонансным излучением. Если известен дипольный момент перехода, измерение величины расщепления позволяет осуществлять калибровку напряженности микроволнового поля.

В данной работе были поставлены прямые эксперименты по наблюдению динамического эффекта Штарка, как однофотонного, так и многофотонного [23,24,26,27]. Впервые в микроволновой спектроскопии ридберговских атомов использовался метод "пробного" поля, или двойного микроволнового резонанса

в трехуровневой схеме [3,128]. Результаты исследований по динамическому эффекту Штарка для многофотонных переходов будут представлены в Главе 4.

В экспериментах использовались два перестраиваемых микроволновых ЛОВ-генератора Г4–142, излучения которых смешивались в волноводе с помощью ответвителя. Частота одного из них ("сильное" поле) настраивалась в резонанс с однофотонным или многофотонным переходом, частота другого ("пробное" поле) сканировалась в окрестности смежного перехода. Запись спектра поглощения "пробного" поля позволяла регистрировать сдвиги и расщепления уровней, взаимодействующих с "сильным" полем за счет динамического эффекта Штарка. Мощность перестраиваемого генератора подбиралась таким образом, чтобы "пробное" излучение не возмущало переходы.

Прежде чем представить результаты экспериментов по наблюдению расщепления линий вследствие однофотонного динамического эффекта Штарка, проведем теоретический анализ поведения уровней в сильном резонансном монохроматическом поле $E \cos(\omega t)$. В приближении вращающейся волны, для двухуровневой системы (Рис.3.5) в отсутствие релаксации изменение во времени амплитуд вероятностей уровней 1 и 2 определяется следующими выражениями (при линейной поляризации микроволнового излучения) [20]:

$$\begin{cases} \dot{a}_1 = -\frac{i}{2}\Omega e^{i\delta t} a_2 \\ \dot{a}_2 = -\frac{i}{2}\Omega e^{-i\delta t} a_1 \end{cases} \quad (3.4)$$

где $\Omega = \frac{dE}{\hbar}$ – частота Раби, d – дипольный момент перехода $1 \rightarrow 2$, E – напряженность микроволнового поля, δ – отстройка частоты поля ω от частоты перехода ($\omega_2 - \omega_1$). Решение системы (3.1) с начальными условиями $a_1(0) = 1$, $a_2(0) = 0$ и $E(t \leq 0) = 0$ (резкое включение поля в момент $t = 0$) дает для амплитуд вероятностей:

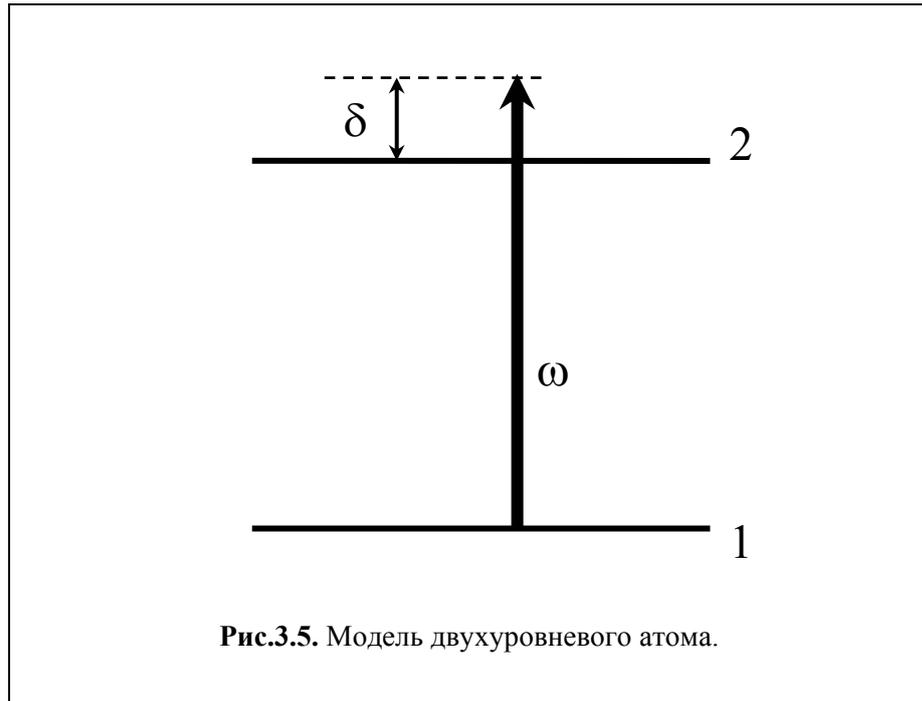


Рис.3.5. Модель двухуровневого атома.

$$\left\{ \begin{array}{l} a_1 = \frac{1}{2} \left\{ \left[1 + \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 + \Omega^2}} \right] \exp \left[\frac{i}{2} \delta t - \frac{i}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega^2} t \right] + \right. \\ \left. \left[1 - \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 + \Omega^2}} \right] \exp \left[\frac{i}{2} \delta t + \frac{i}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega^2} t \right] \right\} \\ a_2 = \frac{\Omega}{2\sqrt{\delta^2 + \Omega^2}} \left\{ \exp \left[-\frac{i}{2} \delta t - \frac{i}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega^2} t \right] - \right. \\ \left. \exp \left[-\frac{i}{2} \delta t + \frac{i}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega^2} t \right] \right\} \end{array} \right. \quad (3.5)$$

Выражения в показателях экспонент определяют положение уровней "квазиэнергии" [6,7] атомов в переменном электромагнитном поле, а множители перед экспонентами – их относительные населенности при различных значениях δ и Ω . Каждый из уровней 1 и 2 расщепляется на две компоненты с расстоянием между ними

$$\Delta\omega = \sqrt{\delta^2 + \Omega^2}, \quad (3.6)$$

при этом сдвигаются и "центры тяжести" этих уровней, причем для уровня 1 сдвиг равен $-\delta/2$, а для уровня 2 составляет $+\delta/2$. В точном резонансе ($\delta = 0$)

расщепление линейно по Ω , а "центры тяжести" уровней 1 и 2 не смещаются. Этот эффект носит название эффекта Ауслера–Таунса [129]. Метод "пробного" поля позволяет наблюдать сдвиги и расщепления уровней 1 или 2 в сильном микроволновом поле при регистрации спектра поглощения "пробного" поля на смежном переходе.

Квадраты модулей амплитуд вероятностей в (3.5) определяют полные населенности уровней 1 и 2 в момент времени t после включения микроволнового поля при $t = 0$:

$$\begin{cases} |a_1|^2 = 1 - \frac{\Omega^2}{\delta^2 + \Omega^2} \sin^2\left(\frac{1}{2}\sqrt{\delta^2 + \Omega^2} t\right) \\ |a_2|^2 = \frac{\Omega^2}{\delta^2 + \Omega^2} \sin^2\left(\frac{1}{2}\sqrt{\delta^2 + \Omega^2} t\right) \end{cases} \quad (3.7)$$

Таким образом, после включения микроволнового поля населенность начинает осциллировать между нижним и верхним уровнем (осцилляции Раби). Частота этих осцилляций равна $\sqrt{\delta^2 + \Omega^2}$.

Как уже указывалось, наблюдая расщепление вследствие однофотонного динамического эффекта Штарка, можно осуществить абсолютную калибровку интенсивности микроволнового поля в области взаимодействия. В нашем эксперименте это был, по сути, единственный метод, поскольку излучение вводилось в область взаимодействия из открытого конца волновода и имело сложную пространственную конфигурацию. С другой стороны, можно, изменяя длительность микроволнового импульса, следить за населенностью верхнего уровня и наблюдать осцилляции Раби, которые описываются (3.7) и, таким образом, калибровать интенсивность микроволнового излучения [100]. Однако в этом случае предъявляются строгие требования к длительностям переднего и заднего фронтов микроволнового импульса (они должны быть меньше периода осцилляций Раби).

Для определения интенсивности микроволнового поля требуется знать значения дипольных моментов переходов. Следует учесть, что высокое спектральное разрешение в наших микроволновых экспериментах (< 3 МГц) обеспечивало возбуждение отдельных переходов между компонентами тонкой

структуры S и P уровней. В эксперименте по динамическому эффекту Штарка "сильное" поле настраивалось в резонанс с одной из компонент тонкой структуры перехода 36P–37S, а "пробное" сканировалось по частоте в окрестности тонких компонент перехода 37S–37P. Поэтому при расчете дипольных моментов кроме радиальной части матричного элемента следует учитывать и угловую часть для переходов между различными J и соответствующими им M (проекция полного момента J на ось квантования z). Микроволновое поле имеет линейную поляризацию, вдоль которой и следует выбрать ось квантования, при таком выборе осуществляются только переходы с $\Delta M = 0$, за которые отвечает z -компонента дипольного момента. При вычислении дипольных моментов отдельных переходов используется набор квантовых чисел $nLJM$. В общем случае, z -компонента дипольного момента перехода $nLJM \rightarrow n'L'J'M$ определяется выражением [1]:

$$\langle nLJM | d_z | n'L'J'M \rangle = (-1)^{J-M} (nLJ \| D \| n'L'J') \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

Здесь в больших скобках – 3J-символ, а в маленьких – приведенный матричный элемент перехода $nLJ \rightarrow n'L'J'$. В случае LS-связи для атомов щелочных металлов его можно выразить через радиальный интеграл $R_{nL}^{n'L'}$:

$$(nLJ \| D \| n'L'J')^2 = e^2 L_{max} (2J+1)(2J'+1) \left\{ \begin{matrix} L & J & 1/2 \\ J' & L' & 1 \end{matrix} \right\}^2 (R_{nL}^{n'L'})^2, \quad (3.9)$$

где e – заряд электрона, L_{max} – наибольшее из величин L и L' , а в фигурных скобках – 6J-символ. Величину $R_{nL}^{n'L'}$ для переходов между ридберговскими состояниями можно вычислить с помощью МКД. В случае $n \approx n' \gg 1$ получено выражение [63]:

$$R_{nL}^{n'L'} \approx \frac{3}{2} (n - \delta_L)^2 a_0 g_0 (\Delta n). \quad (3.10)$$

Здесь δ_L – квантовый дефект, a_0 – боровский радиус, а $g_0(\Delta n)$ – осциллирующая функция от $\Delta n = (n - \delta_L) - (n' - \delta_{L'})$. В дальнейшем нам потребуются значения величин R_{36P}^{37S} и R_{37S}^{37P} . Расчеты дают соответственно $1372a_0$ и $1439a_0$.

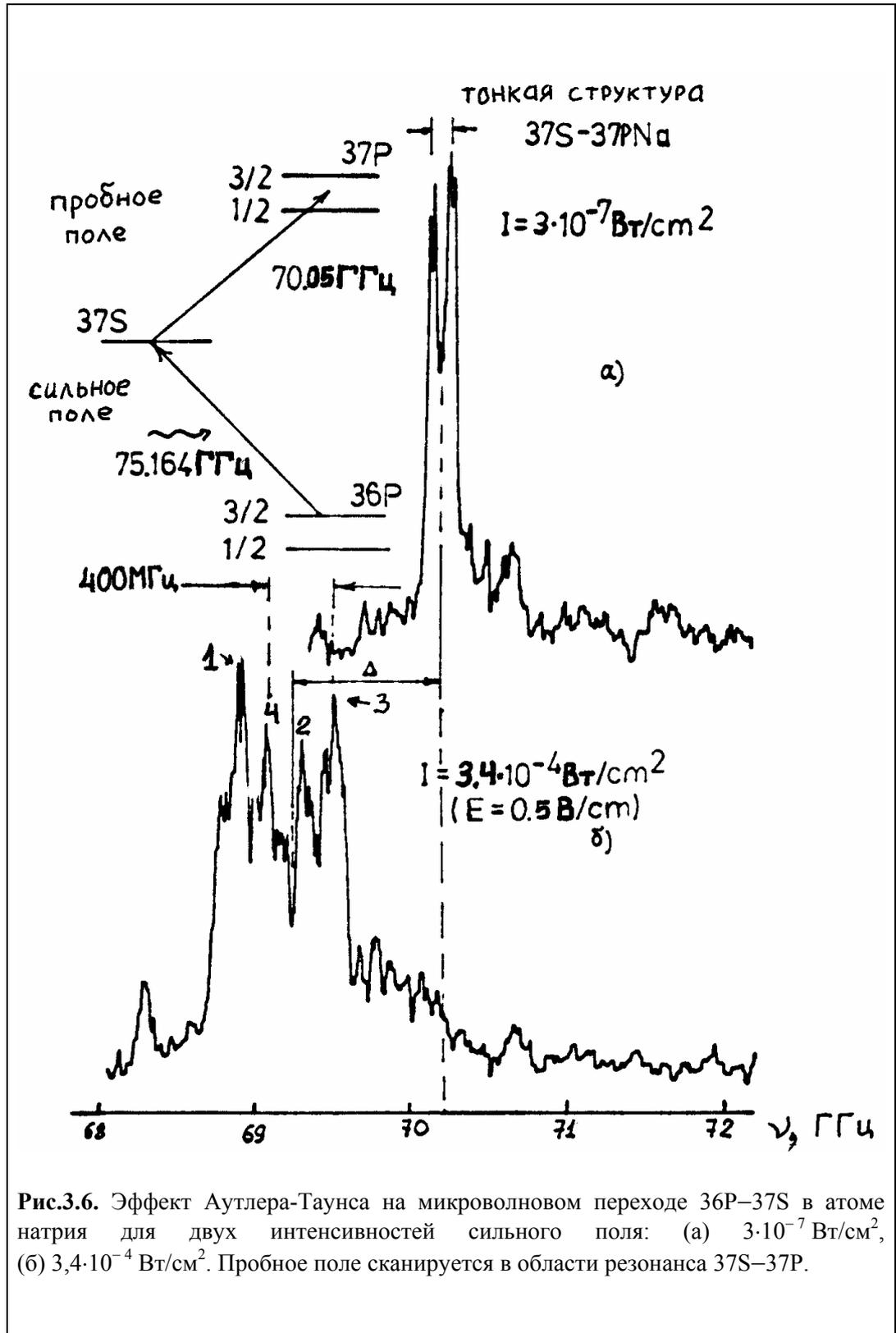
Полный матричный элемент z компоненты дипольного момента перехода $nLJM \rightarrow n'L'J'M$ можно представить в виде:

$$\langle nLJM | \hat{d}_z | n' L' J' M \rangle = R_{nL}^{n'L'} \langle LJM | Y | L' J' M \rangle, \quad (3.11)$$

где $\langle LJM | Y | L' J' M \rangle$ – его угловая часть. Вычисления согласно (3.8) и (3.9) дают следующие значения:

$$\langle 0, \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} | Y | 1, \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \rangle = \frac{1}{3}; \quad \langle 0, \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} | Y | 1, \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2} \rangle = \frac{\sqrt{2}}{3}. \quad (3.12)$$

Теперь представим экспериментальные результаты по наблюдению однофотонного динамического эффекта Штарка. На Рис.3.6 приведена запись спектра поглощения "пробного" поля в области перехода $37S-37P$ в присутствии "сильного" поля, которое находилось в резонансе с компонентой $36P_{3/2}-37S_{1/2}$ тонкой структуры однофотонного перехода $36P-37S$. При сканировании частоты пробного поля регистрировалась населенность уровня $37P$. В слабых полях, как и ожидалось, наблюдались две компоненты тонкой структуры перехода $37S-37P$ [Рис.3.6(а)]. Спектральное разрешение в этом эксперименте было невелико, поэтому компоненты тонкой структуры частично перекрывались. При увеличении интенсивности "сильного" поля примерно в 1000 раз наблюдалось расщепление и сильный сдвиг линии однофотонного поглощения [Рис.3.6(б)]. В точном резонансе $36P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ каждая из компонент спектра на Рис.3.6(а) должна испытывать одинаковое расщепление, определяемое выражением (3.6). Расчетное значение дипольного момента перехода $36P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ составляет



$647 ea_0$. Тогда из (3.6) получаем следующую зависимость напряженности микроволнового поля от расщепления компонент вследствие динамического эффекта Штарка:

$$E(\text{В/см})=1,16 \cdot 10^{-9} \cdot \Delta\nu (\text{Гц}) . \quad (3.13)$$

Анализ спектра на Рис.3.6(б) показывает, что пики 1 и 2 соответствуют расщепившейся левой компоненте спектра Рис.3.6(а), а пики 3 и 4 – правой компоненте. Таким образом, расщепление составляет около 400 МГц, а напряженность поля волны, согласно (3.13), 0,5 В/см. Используя известное соотношение для линейно поляризованного излучения

$$E(\text{В/см}) = 27,44 \sqrt{W(\text{Вт/см}^2)} , \quad (3.14)$$

получаем значение интенсивности W микроволнового излучения для спектра Рис.3.6(б) $3,4 \cdot 10^{-4}$ Вт/см². Зная зависимость изменения выходной мощности микроволнового генератора от положения ручки аттенюатора, и используя приведенное выше значение в одной реперной точке, нам удалось осуществить абсолютную калибровку интенсивности микроволнового излучения при любом положении аттенюатора. Это позволило производить соответствующие измерения и сравнения с теорией при изучении динамического эффекта Штарка на многофотонных переходах. Абсолютная точность калибровки интенсивности микроволнового поля определялась точностью расчета матричного элемента перехода и точностью измерения величины расщепления (± 10 МГц).

Сдвиг частоты резонанса 37S–37P, наблюдавшийся при увеличении интенсивности сильного поля, не описывается приведенной выше теорией. В более поздних экспериментах выяснилось, что он был обусловлен изменением калибровки частоты микроволнового генератора при больших мощностях излучения вследствие неполного согласования нагрузки и генератора. При низких интенсивностях излучения такой эффект отсутствовал.

§3.4. Вынужденные переходы под действием теплового излучения в микроволновом резонаторе.

Вынужденные переходы между ридберговскими состояниями может индуцировать не только резонансное монохроматическое излучение. Как уже обсуждалось в Главе 1, тепловое фоновое излучение, всегда присутствующее в экспериментах, оказывает существенное влияние на времена жизни ридберговских состояний, поскольку низкие частоты переходов между ними попадают в область спектра излучения черного тела при любых температурах. Благодаря большим дипольным моментам переходов между ридберговскими состояниями возникает сильная связь атомов с тепловым излучением, и при первоначальном возбуждении одного ридберговского состояния индуцируются переходы на близлежащие уровни.

При помещении атомов в микроволновый резонатор скорости отдельных переходов могут значительно возрасти благодаря увеличению спектральной плотности осцилляторов электромагнитного поля в области резонанса (эффект Парселла [130]). Фактически это явление обусловлено сужением спектра колебаний поля тепловых фотонов, и его можно отнести к одной из разновидностей когерентных процессов, несмотря на статистическую природу теплового излучения. Важность изучения этого эффекта обусловлена тем, что в экспериментах с ридберговскими атомами металлические части системы регистрации и тепловые экраны зачастую образуют низкодобротный микроволновый резонатор, который может значительно изменять времена жизни отдельных состояний и приводить к их значительным отличиям от теоретических расчетов, выполняемых, как правило, для свободного пространства.

Скорость вынужденных переходов между двумя ридберговскими состояниями под действием поля тепловых фотонов в настроенном на частоту перехода ω резонаторе с добротностью Q и эффективным объемом $V_{\text{эфф}}$ описывается следующим выражением [91]:

$$\Gamma = \Gamma_0 \bar{n} \eta, \quad (3.15)$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{8\pi^2 d^2}{3\varepsilon_0 \hbar \lambda^3} \quad (3.16)$$

– скорость спонтанных переходов в свободном пространстве (d – матричный элемент дипольного момента перехода, λ – длина волны, ε_0 – диэлектрическая постоянная),

$$\bar{n} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \quad (3.17)$$

– среднее число тепловых фотонов в одной моде электромагнитного поля на резонансной частоте при температуре резонатора T ,

$$\eta = \frac{3Q\lambda^3}{4\pi^2 V_{\text{эфф}}} \quad (3.18)$$

– фактор, отражающий увеличение спектральной плотности осцилляторов поля (в свободном пространстве в объеме V один осциллятор приходится на эффективный интервал частот $\Delta\omega_{\text{эфф}} = \frac{3\pi^2 c^3}{\omega^2 V}$; в резонаторе $\Delta\omega_{\text{эфф}} = \frac{\pi\omega}{2Q}$, а время жизни фотона $\tau = Q/\omega$). Особенностью микроволновых переходов является то, что размеры резонатора могут быть сравнимы с длиной волны ($V_{\text{эфф}} \sim \lambda^3$).

В данном эксперименте [41] нами было исследовано влияние теплового излучения с температурой 100 К на скорость микроволнового перехода $37P_{3/2} - 37S_{1/2}$ (длина волны 4,28 мм) [Рис.3.7(а)] в ридберговских атомах натрия, пролетающих через микроволновый резонатор. Схема эксперимента приведена на Рис.3.7(б). Атомы натрия в эффузионном пучке с температурой 500 К возбуждались в ридберговское состояние $37P_{J=1/2, 3/2}$ при продольном освещении пучка резонансным импульсным лазерным излучением. Ридберговские атомы возникали с однородной плотностью вдоль всего пучка. Распределение атомов по скоростям соответствовало максвелловскому со средней скоростью 700 м/с. Населенности ридберговских уровней контролировались методом селективной полевой ионизации в импульсном электрическом поле между двумя медными

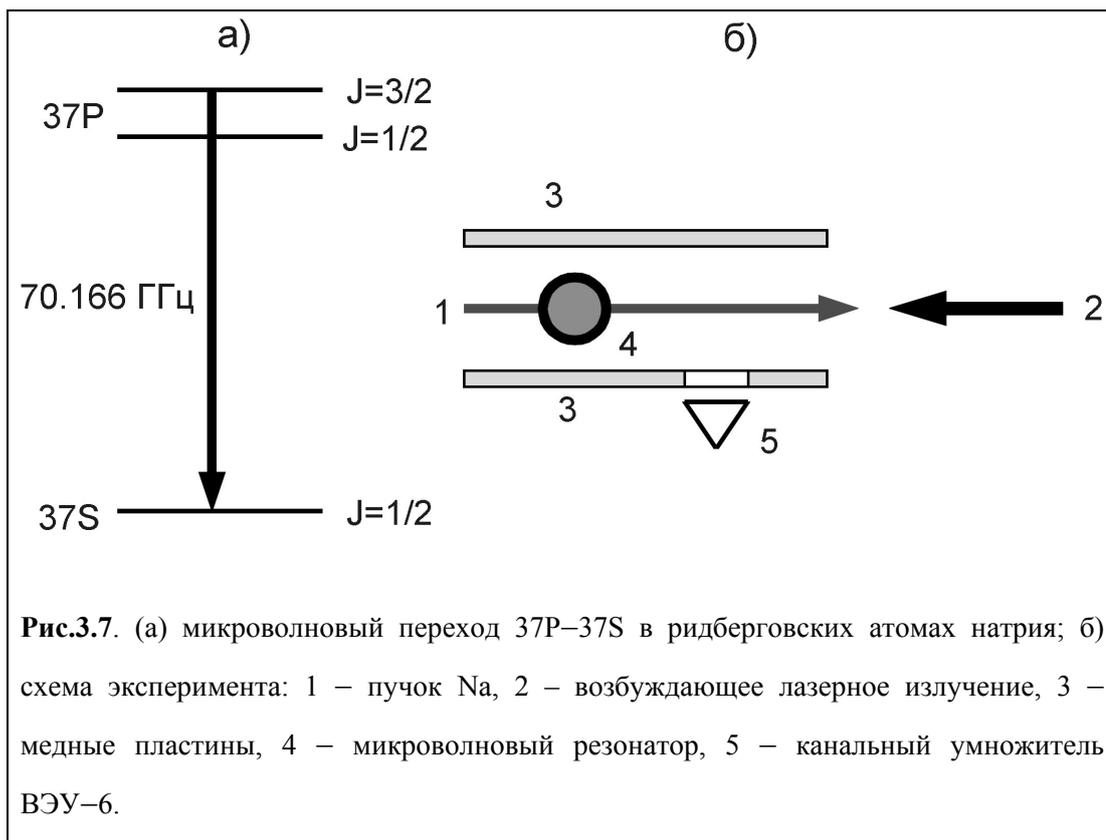


Рис.3.7. (а) микроволновый переход $37P$ – $37S$ в ридберговских атомах натрия; б) схема эксперимента: 1 – пучок Na, 2 – возбуждающее лазерное излучение, 3 – медные пластины, 4 – микроволновый резонатор, 5 – каналный умножитель ВЭУ–6.

пластинами. Образовавшиеся в результате ионизации электроны детектировались вакуумным каналным умножителем, а сигнал с его выхода обрабатывался в режиме счета импульсов в крейте КАМАК и ЭВМ. Задержка включения электрического поля относительно лазерных импульсов варьировалась от 3 до 190 мкс, что позволяло селективно регистрировать атомы, находившиеся в момент лазерного возбуждения в различных частях пучка, в том числе и в микроволновом резонаторе, находящемся на расстоянии 30 мм от детектора.

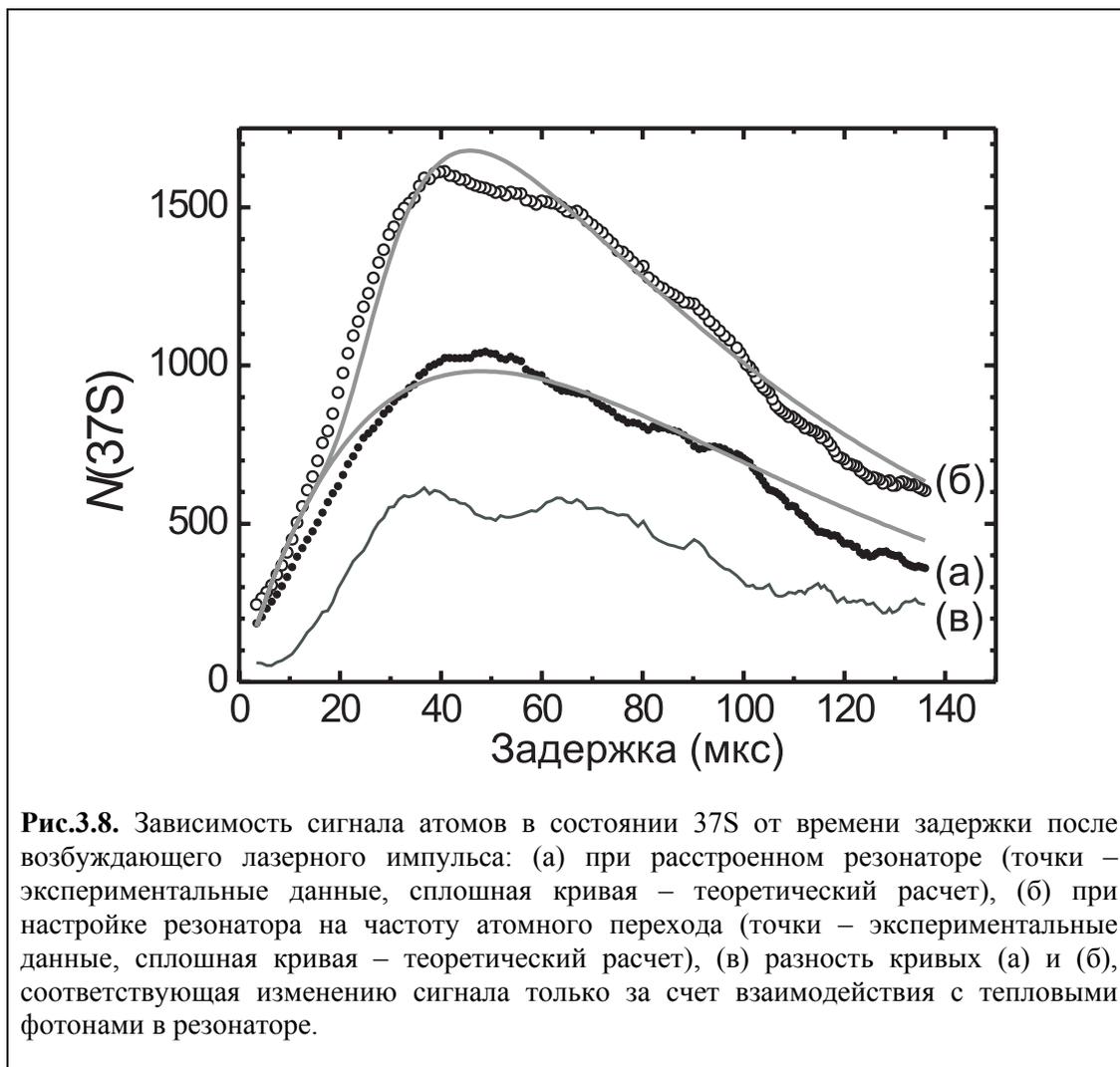
Использовался медный перестраиваемый цилиндрический резонатор диаметром 9,6 мм, работающий на моде H_{115} с добротностью $Q \approx 7000$ и эффективным объемом $V_{\text{эфф}} \approx 0,5 \text{ см}^3$, причем атомный пучок пропусклся через центр резонатора перпендикулярно цилиндрической грани. Электрическая компонента микроволнового поля в резонаторе имеет максимум в этой точке и практически не изменяется вдоль пучка. Мода H_{115} двукратно вырождена по поляризации излучения. Вырождение снималось слабой эллиптичностью сечения резонатора и наличием отверстий для атомного пучка. Все элементы

системы регистрации и резонатор охлаждались жидким азотом до температуры 100 К, что соответствует $\bar{n} \approx 30$ в одной резонаторной моде. По известным параметрам резонатора можно определить, что $\eta \approx 80$, т.е. при настроенном резонаторе скорости спонтанных и вынужденных переходов должны возрасти в 80 раз.

Дипольный момент перехода $37P_{3/2}-37S_{1/2}$ рассчитывается в квазиклассическом приближении [63] и составляет $d = 680 ea_0$ для переходов с $\Delta M_J = 0$ при линейной поляризации микроволнового излучения. Отсюда расчетное значение $\Gamma_0 = 12 \text{ с}^{-1}$, и полная скорость перехода в свободном пространстве при температуре теплового излучения 100 К равна $\Gamma' = \Gamma_0 + \Gamma = 370 \text{ с}^{-1}$. При расстроенном резонаторе вероятность перехода за характерное время задержки $t \approx 100 \text{ мкс}$ составляет $W_1 = \Gamma' \cdot t = 0,037$. Следовательно, в этом случае влиянием тепловых фотонов на скорость данного перехода можно пренебречь. При настроенном резонаторе $\Gamma' \approx 28800 \text{ с}^{-1}$, и за среднее время пролета атомов через резонатор (15 мкс) вероятность перехода $W_2 \approx 0,4$ оказывается большой, поэтому рост населенности состояния $37S_{1/2}$ обусловлен в основном атомами, пролетевшими через резонатор. До влета и после вылета из резонатора атомы с тепловыми фотонами взаимодействуют слабо.

Следует отметить, что расчетные времена жизни состояний $37P$ и $37S$ с учетом влияния теплового излучения [16] составляют 150 и 50 мкс соответственно, что необходимо учитывать при измерении населенностей с задержкой после лазерного импульса. Кроме того, заметное влияние на скорости переходов могут оказать столкновения ридберговских атомов с молекулами остаточных газов в вакуумной камере, поскольку сечения столкновений для ридберговских атомов велики и близки к их геометрическим размерам [16-19].

Анализ экспериментальных данных показал, что при расстроенном резонаторе именно столкновениями было обусловлено появление сигнала от атомов в состоянии $37S$ с ростом задержки ионизирующего импульса [Рис.3.8(а)], поскольку, как мы уже видели, расчетные вероятности переходов под действием тепловых фотонов малы в этом случае. При малых задержках наблюдается линейный рост столкновительного сигнала, а при больших



задержках он экспоненциально затухает вследствие распада начального состояния $37P_{3/2}$. Вертикальная шкала графика соответствует среднему числу $N(37S)$ ридберговских атомов в состоянии 37S, зарегистрированных за 5000 лазерных импульсов в режиме счета, с учетом прозрачности сетки канального умножителя и нелинейности сигнала.

Временная эволюция сигнала $N(37S)$ на Рис.3.8(а) описывается системой кинетических уравнений, учитывающих как переходы за счет столкновений (скорость перехода $W_{\text{столк}}$), так и спонтанный распад и переходы под действием теплового излучения при расстроенном резонаторе (полные скорости распада с учетом теплового излучения составляют $\Gamma_{37P} \approx 6600 \text{ с}^{-1}$ для состояния 37P и $\Gamma_{37S} \approx 20000 \text{ с}^{-1}$ для состояния 37S. В случае расстроенного резонатора нет

необходимости учитывать распределение атомов по скоростям в пучке, поэтому зависимость сигнала от времени может быть получена аналитически:

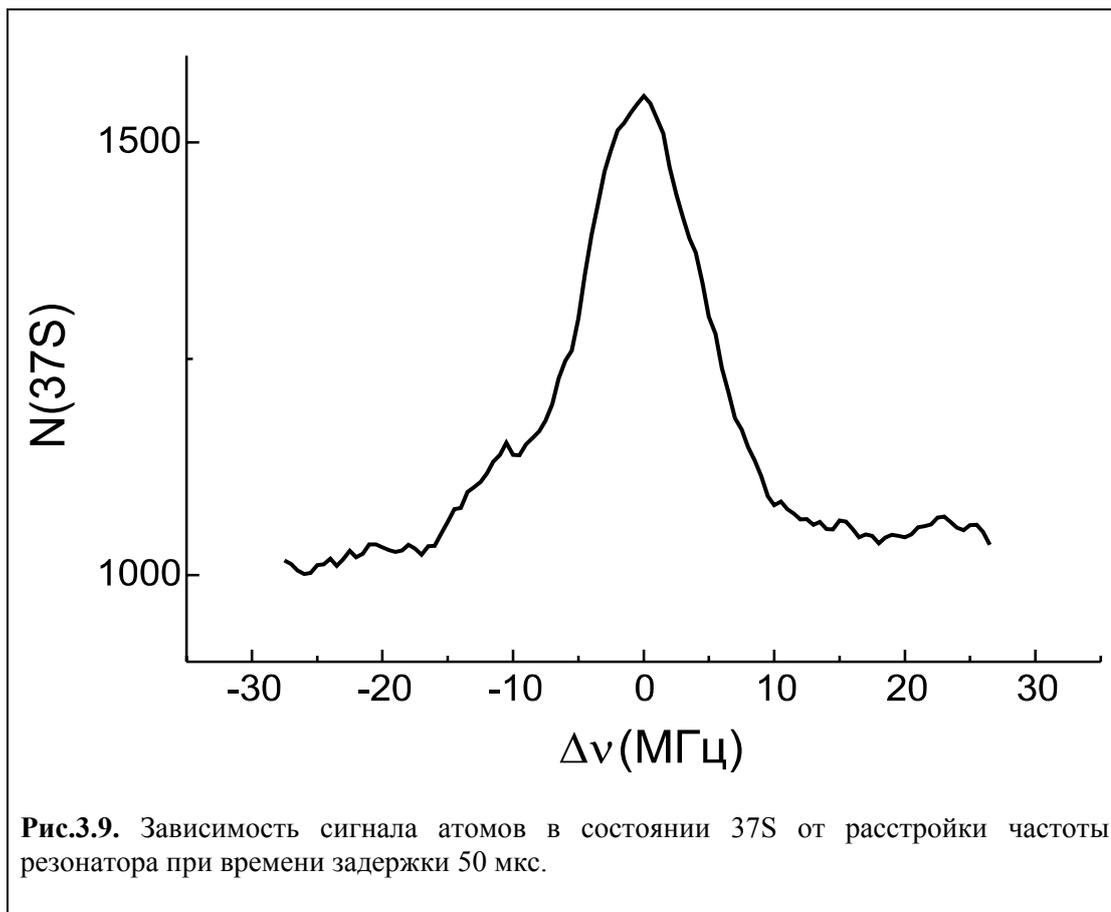
$$N_{37S}(t) = \frac{N_{37P}(t=0) W_{\text{столк}}}{W_{\text{столк}} + \Gamma_{37P} - \Gamma_{37S}} [\exp(-\Gamma_{37S}t) - \exp(-W_{\text{столк}}t - \Gamma_{37P}t)], \quad (3.19)$$

где $N_{37P}(t=0)$ – начальное число ридберговских атомов. Аппроксимация экспериментальной зависимости с помощью (3.19) представлена в виде сплошной кривой на Рис.3.8(а). Она позволила определить абсолютную скорость перехода $37P_{3/2} - 37S_{1/2}$ под действием столкновений $W_{\text{столк}} = (15000 \pm 3000) \text{ с}^{-1}$.

Настройка резонатора на частоту перехода приводила к существенному росту сигнала при временах задержки больше 30 мкс [Рис.3.8(б)]. Это время соответствует времени пролета до детектора атомов, которые в момент лазерного возбуждения находились в резонаторе. Таким образом, наблюдаемое по сравнению с Рис.3.8(а) изменение сигнала определяется только атомами, пролетевшими через резонатор с тепловыми фотонами и испытавшими вынужденный переход из состояния $37P_{3/2}$ в состояние $37S$. На Рис.3.8(в) приведена разность кривых (а) и (б), представляющая изменение сигнала только за счет взаимодействия с тепловыми фотонами в резонаторе.

Временная эволюция сигнала на Рис.3.8(б) не может быть представлена в аналитическом виде, поскольку требуется учитывать распределение атомов по скоростям. Поэтому она была промоделирована численно и представлена в виде сплошной кривой на Рис.3.8(б). Это позволило извлечь экспериментальное значение абсолютной скорости перехода $37P_{3/2} - 37S_{1/2}$ под действием тепловых фотонов $(30000 \pm 6500) \text{ с}^{-1}$, хорошо совпадающую с расчетной. Эта величина в 3 раза превышает полную скорость радиационного распада состояния $37P$, рассчитанную для свободного пространства.

Далее, при фиксированной задержке 50 мкс была сделана запись спектра вынужденного перехода $37P_{3/2} - 37S_{1/2}$ в поле тепловых фотонов. Частота настройки резонатора плавно перестраивалась в окрестности частоты перехода, и измерялся сигнал от атомов в состоянии $37S$ (Рис.3.9). Ширина резонанса (~ 10 МГц) определялась в основном добротностью резонатора, поскольку естественная ширина перехода (5 кГц) и доплеровская (200 кГц) были малы.



Наблюдаемое изменение амплитуды сигнала в области резонанса характеризует увеличение скорости вынужденных переходов под действием тепловых фотонов по сравнению со скоростью переходов вследствие столкновений.

В заключение необходимо отметить следующее. В данном эксперименте состояния $37P_{3/2}$ и $37S_{1/2}$ представляют собой двухуровневую систему, полностью инвертированную в начальный момент времени. Переход вниз сопровождается испусканием фотона в моду резонатора. Если число первоначально возбужденных атомов внутри резонатора достаточно велико, могут возникнуть коллективные явления типа сверхизлучения Дике и мазерной генерации СВЧ-излучения на частоте атомного перехода [91]. Оценки показывают, что при имеющихся параметрах эксперимента для наблюдения этого эффекта требуется около 100 инвертированных атомов в резонаторе. В наших экспериментах оно не превышало 10, и влиянием сверхизлучения можно было пренебречь.

Вообще говоря, в эксперименте такого рода предполагалось наблюдать беспороговую генерацию и усиление без инверсии в ридберговском микромазере с когерентной накачкой по схеме, предложенной в [131]. В этой теоретической работе было показано, что если атомы влетают в резонатор, находясь не в чистом верхнем состоянии микроволнового перехода, а в когерентной суперпозиции верхнего и нижнего состояний, то генерация микромазера будет развиваться и в отсутствие инверсии населенности на данном переходе. Причиной этого эффекта является наведенный осциллирующий дипольный момент атома в когерентной суперпозиции состояний, который излучает СВЧ-поле и инициирует более быстрое развитие мазерной генерации.

Однако наши экспериментальные данные показывают, что тепловое излучение в высокодобротном резонаторе также вызывает вынужденные переходы с высокой скоростью, поэтому отличить такие переходы от мазерной генерации довольно трудно. Был сделан общий вывод, что увеличение добротности резонатора при его неизменной температуре всегда будет приводить к росту скорости тепловых переходов, поэтому для постановки эксперимента по усилению без инверсии требуется значительное снижение температуры резонатора (до температуры жидкого гелия и ниже).

§3.5. Квантовый интерферометр на основе импульсного штарковского расщепления.

Квантовая интерференция вырожденных атомных состояний является одним из наиболее ярких проявлений волновой природы квантовой механики [2]. Интерференция может существенно влиять на вероятности переходов между вырожденными состояниями, когда конечный уровень заселяется из нескольких подуровней начального. Как правило, интерференция проявляется как модуляция во времени резонансной флуоресценции или вероятностей вынужденных переходов между вырожденными состояниями при снятии вырождения внешним электрическим или магнитным полем (см. пионерские работы [132,133]), или тонким и сверхтонким взаимодействием. Интерференционные сигналы содержат информацию о фазах атомных волновых функций, временах жизни и других

параметрах атомов и представляют интерес для когерентного управления вероятностями переходов и диагностики атомных состояний.

Для экспериментального наблюдения квантовой интерференции необходима атомная среда, первоначально приготовленная в когерентную суперпозицию вырожденных состояний. Такая суперпозиция возникает при возбуждении атомов поляризованным лазерным излучением [134,135]. В экспериментах с атомами в низколежащих состояниях необходимо иметь довольно большой атомный ансамбль для регистрации его флуоресценции или поглощения. Усредненный по ансамблю интерференционный сигнал может быть значительно ослаблен вследствие различных локальных условий возбуждения отдельных атомов. Радиационный распад и межатомные столкновения быстро разрушают когерентность, поэтому интерференционный сигнал наблюдаем только на временах короче времени жизни возбужденных состояний.

С этой точки зрения, атомы в ридберговских состояниях и микроволновые переходы между ними намного лучше подходят для прямого наблюдения интерференции. Метод селективной ионизации электрическим полем (СИЭП) позволяет измерять населенности ридберговских состояний единичных атомов, поэтому оказывается возможным регистрировать и накапливать интерференционные сигналы от одиночных атомов в условиях, когда отсутствует взаимодействие с окружением и разного рода релаксационные процессы. Другим преимуществом ридберговских атомов является макроскопически большое радиационное время жизни, в течение которого сохраняется когерентность. Наконец, для микроволновых переходов в миллиметровой области спектра размер атомного пучка может быть сделан меньше длины волны резонансного излучения, что открывает новые возможности для изучения коллективных интерференционных явлений.

Ранее уже проводились эксперименты по наблюдению интерференции в резонансной флуоресценции из ридберговских состояний [136] и в поглощении при оптических переходах из основного в ридберговские состояния [137]. Также исследовалось влияние интерференции на сигналы СИЭП [138-140]. Следует отметить и серию работ [141-143], где методом разнесенных полей Рамзея измерялся сдвиг фазы волновых функций циркулярных ридберговских состояний, индуцированный одиночным фотоном в высокочастотном

сверхпроводящем резонаторе. Однако влияние квантовой интерференции *вырожденных* состояний на вероятности микроволновых переходов до сих пор не исследовалось. В настоящей работе было впервые исследовано влияние квантовой интерференции на вероятности микроволновых переходов между ридберговскими состояниями [42].

Трехуровневая модель V-типа

Рассмотрим трехуровневый атом с двумя вырожденными подуровнями 1 и 2 [Рис.3.10(а)]. В момент $t = 0$ состояние 3 не заселено, а состояния 1 и 2 имеют ненулевые комплексные амплитуды $a_1(0) = C_1 \exp(i\varphi_1)$ и $a_2(0) = C_2 \exp(i\varphi_2)$ стационарных волновых функций ψ_1 и ψ_2 . Амплитуды содержат информацию о начальных населенностях и фазах атомных состояний. Величины C_1 и C_2 действительные, их квадраты определяют населенности. Далее включается электромагнитное поле $\vec{E} \cos \omega t$, отстроенное по частоте на величину $\delta = \omega + (\omega_{1,2} - \omega_3)$ от резонанса с переходами $1,2 \rightarrow 3$, и имеющее такую линейную поляризацию, чтобы возбуждались оба перехода $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$. Задача сводится к нахождению атомной волновой функции Ψ в произвольный момент времени t после включения поля:

$$\Psi = a_1(t)\psi_1 e^{i\omega_1 t} + a_2(t)\psi_2 e^{i\omega_2 t} + a_3(t)\psi_3 e^{i\omega_3 t}. \quad (3.20)$$

На временах короче 10 мкс для ридберговских состояний можно пренебречь спонтанными переходами и использовать уравнение Шредингера для определения временной эволюции системы. После простых вычислений получаем населенность состояния 3:

$$|a_3(t)|^2 = \frac{|V_{31}C_1 + V_{32}C_2 e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}|^2}{\delta^2 + |V_{31}|^2 + |V_{32}|^2} \sin^2\left(\frac{1}{2} \sqrt{\delta^2 + |V_{31}|^2 + |V_{32}|^2} \cdot t\right), \quad (3.21)$$

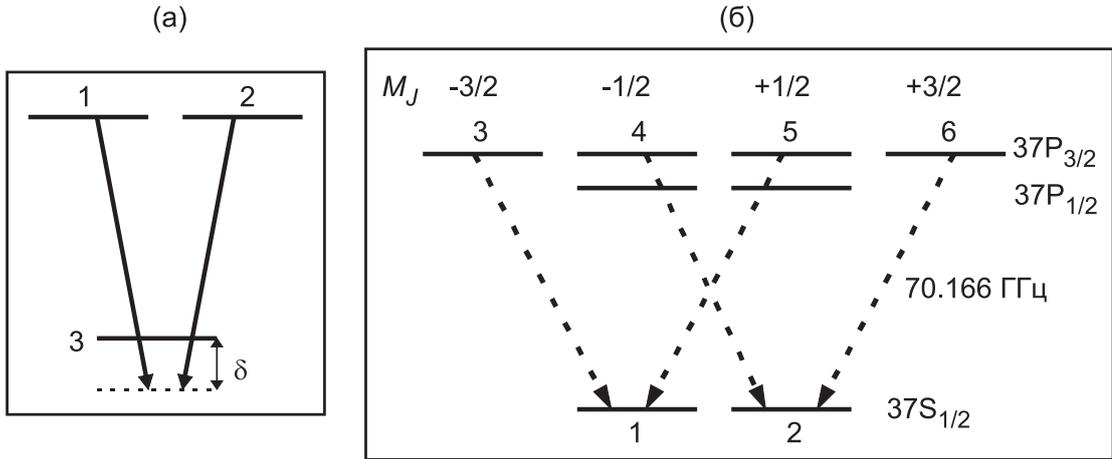


Рис.3.10. (а) Модельная трехуровневая система V-типа. (б) Схема подуровней состояний 37P и 37S в ридберговских атомах натрия; стрелки обозначают переходы, индуцируемые микроволновым полем с линейной σ -поляризацией, ортогональной оси квантования.

где $V_{ij} = \langle i | \vec{d}\vec{E} / (2\hbar) | j \rangle$ – матричные элементы оператора взаимодействия линейно поляризованного излучения с атомом. Решение представляет собой хорошо известные осцилляции Раби для населенностей верхнего и нижнего состояний. В то же время, оно содержит также и интерференционный множитель $|V_{31}C_1 + V_{32}C_2 e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}|^2$ благодаря наличию двух каналов перехода в состояние 3. Очевидно, что любое изменение начальной разности фаз $(\varphi_2 - \varphi_1)$, даже без изменения населенностей, приведет к изменению населенности состояния 3. Таким образом, имеет место квантовая интерференция двух вырожденных переходов, индуцированных электромагнитной волной. Следует отметить, что относительные фазы комплексных величин V_{ij} также влияют на фазу интерференционного сигнала. Для экспериментального наблюдения эффекта оказывается важным, что в отсутствие насыщения (когда $\sqrt{\delta^2 + |V_{31}|^2 + |V_{32}|^2} \cdot t \ll 1$) величина $|a_3(t)|^2$ не зависит от δ .

В большом атомном ансамбле усреднение сигналов от разных атомов, имеющих случайные разности $(\varphi_2 - \varphi_1)$, приводит к подавлению интерференционного сигнала, поскольку $|V_{31}C_1 + V_{32}C_2 e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}|^2$ при усреднении обращается в сумму квадратов амплитуд отдельных переходов. Пространственная неоднородность возбуждающего лазерного излучения при

оптических переходах между низколежащими состояниями может существенно уменьшить контраст интерференционной картины, определяемый выражением (3.21).

Однако в случае микроволновых переходов в одиночных ридберговских атомах следует ожидать контраст, близкий к теоретическому. В то же время, даже простейшие электродипольные переходы между S и P состояниями имеют тонкую структуру, которая усложняет теоретическое описание.

Микроволновый переход $37P_{3/2} \rightarrow 37P_{1/2}$

Схема микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ (частота 70,166 ГГц), использовавшегося в экспериментах, приведена на Рис.3.10(б). Состояние $37P$ (эффективное время жизни 150 мкс) расщеплено спин-орбитальным взаимодействием на два подуровня $37P_{1/2}$ и $37P_{3/2}$ с интервалом 114 МГц. В нашем эксперименте лазерным импульсом возбуждались оба подуровня. В статическом электрическом поле состояние $37P_{3/2}$ дополнительно расщепляется вследствие эффекта Штарка на два подуровня с проекцией полного момента J на направление поля $|M_J|=1/2$ и $|M_J|=3/2$ (см. Рис.3.3).

В данном эксперименте для управления разностью фаз φ между состояниями с $|M_J|=1/2$ и $|M_J|=3/2$ без изменения их населенностей использовалось кратковременное штарковское расщепление импульсом электрического поля. Хотя J в электрическом поле не сохраняется, его проекция на вектор электрического поля остается неизменной. Под действием импульса поля изменяются энергии подуровней, и, следовательно, фазы комплексных амплитуд. Однако необходимо обеспечить достаточно медленное включение импульса, чтобы избежать неадиабатических переходов между подуровнями, а напряженность поля должна быть мала для исключения перемешивания состояний электрическим полем.

Импульс поля индуцирует дополнительный набег фаз:

$$\varphi = 2\pi\alpha_2 \int_0^{\infty} E^2(t) dt = 2\pi\alpha_2 E_{\text{макс}}^2 \tau_{\text{эфф}}, \quad (3.22)$$

вызванный штарковским расщеплением. Здесь $\alpha_2 = (13,3 \pm 0,4) \text{ МГц}/(\text{В}/\text{см})^2$ измеренная ранее тензорная поляризуемость состояния $37P_{3/2}$, которая определяет его расщепление $\Delta\nu = \alpha_2 E^2(t)$. $E(t)$ – форма импульса поля, имеющего максимальную амплитуду $E_{\text{макс}}$ и эффективную длительность $\tau_{\text{эфф}}$. По окончании импульса прикладывается импульс микроволнового излучения, резонансного переходу $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$, после чего измеряется населенность состояния $37S$. Интерференция должна наблюдаться как модуляция населенности при изменении $E_{\text{макс}}$.

Для теоретического описания ожидаемого интерференционного сигнала, т.е. зависимости населенности состояния $37S$ от $E_{\text{макс}}$, необходимо решить систему уравнений для амплитуд вероятностей шестиуровневого ридберговского атома. Соответствующие Рис.3.10(б) матричные элементы взаимодействия атома с линейно поляризованным микроволновым полем, имеющим компоненты $(\vec{E}_x + \vec{E}_y + \vec{E}_z)$, вычислялись по формулам [1]:

$$\begin{cases} V_{13} = V_{31}^* = d(E_x - iE_y) / 2\sqrt{6}\hbar \\ V_{14} = V_{41}^* = dE_z / 3\sqrt{2}\hbar \\ V_{15} = V_{51}^* = -d(E_x + iE_y) / 6\sqrt{2}\hbar \\ V_{24} = V_{42}^* = d(E_x - iE_y) / 6\sqrt{2}\hbar \\ V_{25} = V_{52}^* = dE_z / 3\sqrt{2}\hbar \\ V_{26} = V_{62}^* = -d(E_x + iE_y) / 2\sqrt{6}\hbar \end{cases} \quad (3.23)$$

Здесь d – радиальная часть дипольного момента. Для квазиклассических ридберговских состояний радиальный интеграл может быть вычислен с высокой точностью, например, с использованием таблиц из [63]. Для перехода $37P \rightarrow 37S$ величина d составляет 1439 а.е. Такой большой дипольный момент позволяет достичь насыщения при интенсивности микроволнового излучения менее $10^{-8} \text{ Вт}/\text{см}^2$.

Решив уравнение Шредингера для шестиуровневой системы, мы получили общее выражение для населенности состояния $37S$ при произвольной линейной поляризации микроволнового поля и начальных комплексных амплитудах $a_j(0) = C_j \exp(i\phi_j)$ магнитных подуровней состояния $37P_{3/2}$. Здесь $j = 3-6$

обозначает номер подуровня на Рис.3.10(б). В наших экспериментах использовалась конфигурация микроволнового поля, близкая к $E_y = E_z = 0$. Как можно видеть из (3.23), микроволновое излучение будет индуцировать только переходы с $\Delta|M_J| = \pm 1$, при этом переход $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ обращается в сумму двух независимых трехуровневых систем V-типа, обозначенных стрелками на Рис.3.10(б). Для этого случая интерференционный сигнал имеет простую форму:

$$N(37S) = AE_x^2 \left\{ \frac{3}{4}(C_3^2 + C_6^2) + \frac{1}{4}(C_4^2 + C_5^2) - \frac{\sqrt{3}}{2}(C_3C_5 \cos(\varphi_3 - \varphi_5 + \varphi) + C_4C_6 \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \varphi)) \right\} \quad (3.24)$$

где A – коэффициент, определяемый радиальной частью дипольного момента и интенсивностью микроволнового излучения. Другие коэффициенты определяются угловыми частями матричных элементов. Поскольку в (3.24) входят только разности начальных фаз пар состояний 3–5 и 4–6, для наблюдения интерференции возбуждающее лазерное излучение должно создавать когерентные суперпозиции именно этих состояний.

Состояние $37P_{3/2}$ возбуждалось из состояния $4S$ лазерным излучением с линейной поляризацией. Направление вектора поляризации по отношению к вектору импульсного электрического поля определяло начальные амплитуды C_j и фазы φ_j магнитных подуровней состояния $37P_{3/2}$. Угловые части матричных элементов перехода $4S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ также описываются формулами (3.23). Мы вычислили общие зависимости C_j и φ_j от произвольных комплексных амплитуд $a_{\pm}(0) = C_{\pm} \exp(i\varphi_{\pm})$ двух магнитных подуровней $M_J = \pm 1/2$ состояния $4S$ для произвольных компонент $(\vec{e}_x + \vec{e}_y + \vec{e}_z)$ вектора электрического поля возбуждающего лазерного излучения. Анализ полученных выражений показал, что для наблюдения интерференции следует использовать конфигурацию с $e_y = e_z = 0$, т.е. случай, когда микроволновое и лазерное излучение имеют совпадающие σ поляризации, ортогональные электрическому полю. При этом пары состояний 3–5 и 4–6 когерентно возбуждаются лазерным излучением,

индуцирующим переходы с $\Delta|M_J| = \pm 1$ из состояния 4S. Рассчитанный интерференционный сигнал описывается выражением:

$$N(37S) \sim (C_+^2 + C_-^2) E_x^2 e_x^2 \{5 + 3 \cos \varphi\}, \quad (3.25)$$

и не зависит от флуктуирующих величин φ_+ и φ_- (флуктуации обусловлены случайными фазами магнитных подуровней основного состояния 3S, из которого по двухступенчатой схеме возбуждается состояние 4S). Таким образом, предложенная конфигурация лазерного и микроволнового поля является оптимальной для наблюдения интерференции.

На Рис.3.11 приведена расчетная зависимость населенности состояния 37S от $E_{\text{макс}}$, полученная по формуле (3.25). Величина $\tau_{\text{эфф}} = 0,35$ мкс соответствовала значению, используемому в эксперименте. В сигнале видны сильные интерференционные осцилляции. Частота осцилляций растет согласно

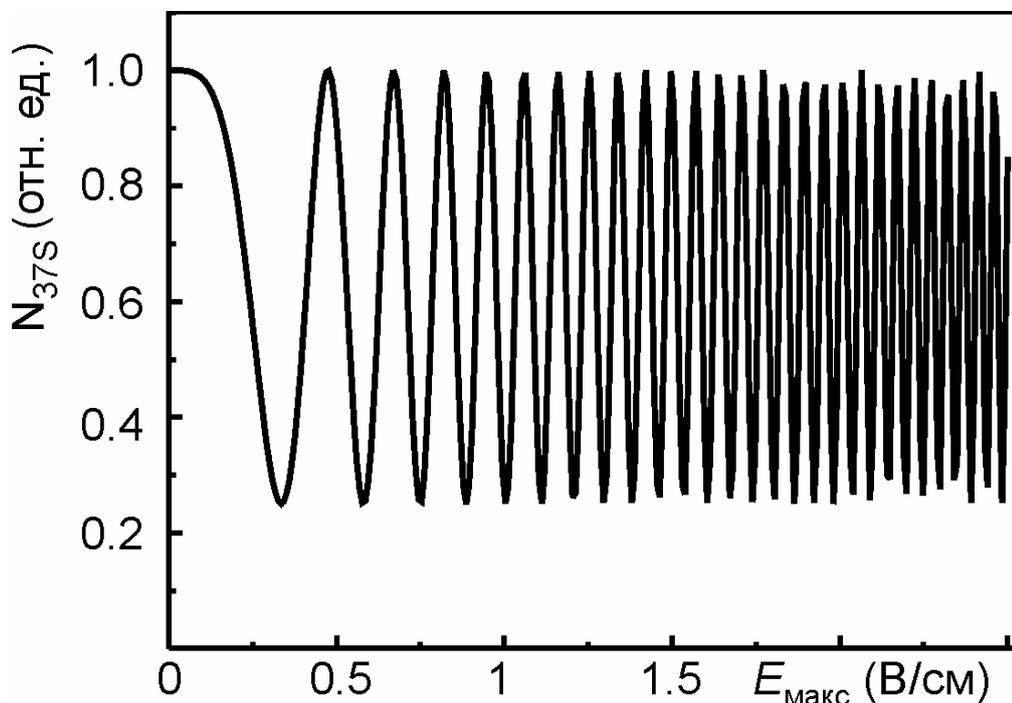


Рис.3.11. Расчетный интерференционный сигнал при $\tau_{\text{эфф}} = 0,35$ мкс и совпадающих линейных σ поляризациях лазерного и микроволнового излучения (ортогональных электрическому полю). Увеличение частоты осцилляций обусловлено квадратичным эффектом Штарка для состояния $37P_{3/2}$.

(3.22) вследствие квадратичности эффекта Штарка. При изменении лазерной поляризации должны существенно изменяться как контраст, так и фаза интерференционного сигнала.

Влияние внешних полей

Проведенный выше теоретический анализ соответствовал идеальному случаю, когда до и после импульса электрического поля полностью отсутствуют паразитные электрическое и магнитное поля, которые могут приводить к сдвигу фаз и уменьшению контраста интерференционного сигнала. В нашем эксперименте остаточное электрическое поле не превышало 30 мВ/см, что соответствует сдвигу 50 кГц и расщеплению 5 кГц для состояния $37P_{3/2}$. Такое поле практически не изменяет интерференционный сигнал за характерное время взаимодействия 2–3 мкс (временной интервал между лазерным и микроволновым импульсом, см. Рис.3.13), поэтому его влиянием можно пренебречь.

Гораздо большего влияния следовало ожидать от лабораторного магнитного поля B . Измеренное ранее в экспериментах по лазерной спектроскопии атомов Rb [144] значение B составляло около 0,2 Гс. Зеемановское расщепление состояния $37P_{3/2}$ определяется формулой [1]:

$$\Delta E = \frac{4}{3} \mu_B B M_J = \hbar \Omega M_J, \quad (3.26)$$

где μ_B – магнетон Бора. Отсюда получаем расщепление магнитных подуровней $\Omega/(2\pi) = 370$ кГц. Как и для электрического поля, если магнитное поле направлено вдоль оси z , оно изменяет только энергии подуровней, не влияя на их населенности. При других направлениях возникает прецессия магнитного момента, вследствие чего населенности и фазы подуровней будут периодически изменяться во времени. Поэтому, даже если лазерное излучение не возбуждает некоторые магнитные подуровни, спустя время порядка $2\pi/(4\Omega) = 0,7$ мкс они окажутся заселенными, а через время $2\pi/\Omega = 2,7$ мкс населенности должны вернуться к начальным значениям.

В данном эксперименте лабораторное магнитное поле не компенсировалось, поэтому оно изменяло фазу осцилляций интерференционного сигнала и его контраст. С другой стороны, прецессия магнитного момента может быть использована для получения когерентных суперпозиций вырожденных состояний. Например, мы можем возбуждать только магнитные подуровни $M_J = \pm 1/2$ состояния $37P_{3/2}$ [подуровни 4 и 5 на Рис.3.10(б)] при лазерной поляризации $e_x = e_y = 0$. После возбуждения магнитное поле перемешивает эти состояния с подуровнями $M_J = \pm 3/2$, и атомы оказываются в когерентной суперпозиции, необходимой для наблюдения интерференции.

Мы рассчитали временную эволюцию населенностей магнитных подуровней состояния $37P_{3/2}$ в произвольном магнитном поле с компонентами $(\vec{B}_x + \vec{B}_y + \vec{B}_z)$ и напряженностью $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$. Для этого были вычислены матричные элементы гамильтониана взаимодействия атома с магнитным полем

$$\hat{V} = \mu_B (\hat{J} + \hat{S}) \vec{B} \quad (3.27)$$

и найдены собственные волновые функции в магнитном поле. Далее был рассмотрен случай, когда $B_y = 0$, а лазерное излучение возбуждает состояния 4 и 5 с начальными комплексными амплитудами $a_4(0)$ и $a_5(0)$. Получена следующая зависимость населенности состояния 3 от времени после лазерного импульса:

$$a_3(t) = \frac{\sqrt{3}B_x}{8B^3} \left\{ a_4(0) [-(B + B_z)^2 e^{\frac{3}{2}i\Omega t} - (B + B_z)(B - 3B_z) e^{\frac{1}{2}i\Omega t} + \right. \\ \left. (B - B_z)(B + 3B_z) e^{-\frac{1}{2}i\Omega t} + (B - B_z)^2 e^{-\frac{3}{2}i\Omega t}] + \right. \\ \left. a_5(0) B_x [(B + B_z) e^{\frac{3}{2}i\Omega t} - (B + 3B_z) e^{\frac{1}{2}i\Omega t} - (B - 3B_z) e^{-\frac{1}{2}i\Omega t} + (B - B_z) e^{-\frac{3}{2}i\Omega t}] \right\}. \quad (3.28)$$

Усредняя по начальным фазам состояний 4 и 5, и полагая $|a_4(0)| = |a_5(0)| = 1$, находим среднюю населенность состояния 3:

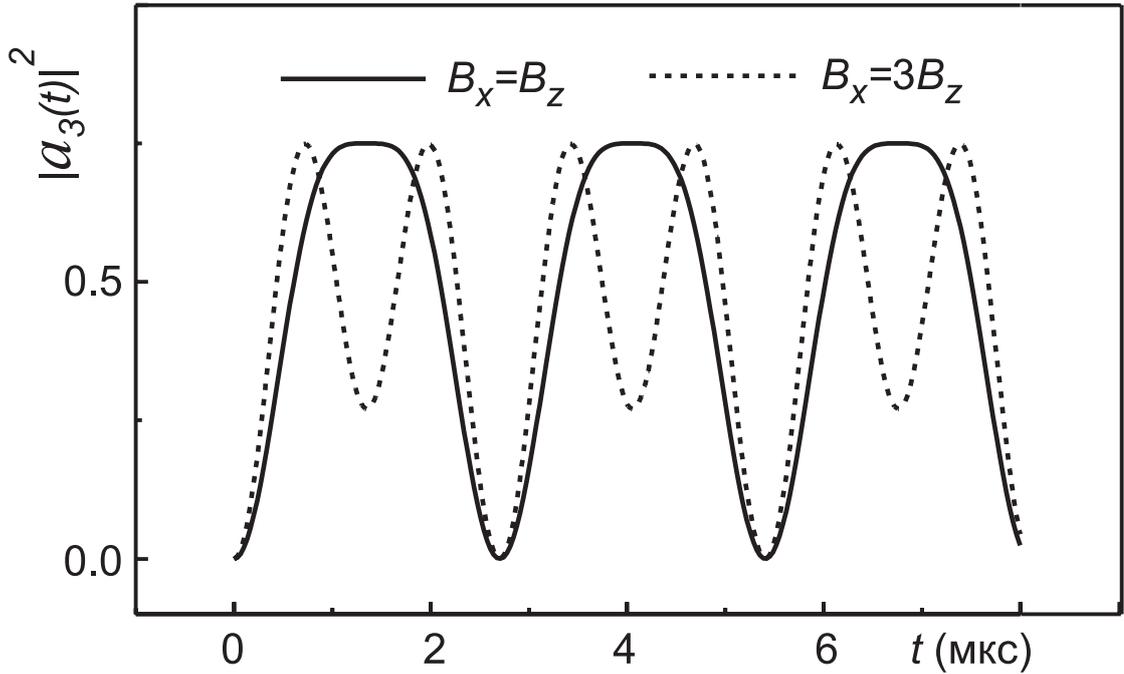


Рис.3.12. Расчетная зависимость населенности состояния 3 на Рис.3.10(б) в лабораторном магнитном поле $B = 0,2$ Гс от времени после лазерного импульса, возбуждающего состояния 4 и 5. Две кривые соответствуют различным ориентациям магнитного поля.

$$|a_3(t)|^2 = \frac{3B_x^2}{4B^4} \left\{ B_x^2 \sin^2(\Omega \cdot t) + 4B_z^2 \sin^2(\Omega \cdot t/2) \right\}. \quad (3.29)$$

Для состояния 6 результат будет тем же. В качестве примера на Рис.(3.12) приведена зависимость $|a_3(t)|^2$ для двух случаев $B_x = B_z$ и $B_x = 3B_z$, при $B = 0,2$ Гс. В первом случае хорошо видна прецессия магнитного момента с частотой Ω . Для $B_x \geq B_z$ появляются осцилляции с частотой 2Ω . При других условиях лазерного возбуждения могут появиться и осцилляции с частотой 3Ω . Эти осцилляции следует рассматривать как интерференцию магнитных подуровней в магнитном поле, поскольку в экспериментах именно она приводит к модуляции резонансной флуоресценции или поглощения [2,132,133].

Проведенный теоретический анализ показывает, что в экспериментах по микроволновой спектроскопии ридберговских атомов возможно наблюдение интерференции, обусловленной как магнитным полем, так и сдвигом фаз от

импульса электрического поля. Интерференция должна проявляться как модуляция вероятности перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ в зависимости либо от времени задержки между лазерным и микроволновым импульсом, либо от сдвига фаз под действием импульса электрического поля.

Направление вектора линейной поляризации лазера третьей ступени относительно вектора постоянного электрического поля определяло начальное распределение населенностей и фаз магнитных подуровней состояния $37P_{3/2}$. Мы имели возможность изменять поляризацию для исследования ее влияния на интерференционный сигнал.

Поляризация микроволнового излучения была почти ортогональна направлению электрического поля, поэтому между магнитными подуровнями индуцировались в основном переходы $\Delta M_J = \pm 1$.

Прецессия магнитного момента в лабораторном магнитном поле

Временная диаграмма сигналов в нашем эксперименте приведена на Рис.3.13. Лазерный импульс с поляризацией $e_x = e_y = 0$ (π поляризация) возбуждал магнитные подуровни $M_J = \pm 1/2$ состояния $37P_{3/2}$. Произвольно направленное лабораторное магнитное поле вызывало прецессию магнитного момента, в результате чего подуровни $M_J = \pm 1/2$ обменивались населенностями с подуровнями $M_J = \pm 3/2$. Далее включался импульс электрического поля двухступенчатой формы [Рис.3.13(б)]. Первая (слабая) ступень с временем нарастания 0,3 мкс (медленное нарастание необходимо, чтобы избежать адиабатических переходов) и амплитудой 1,7 В/см имела варьируемую задержку относительно лазерного импульса, которая изменялась от -0,5 до +2 мкс. Она использовалась для того, чтобы остановить прецессию и заморозить населенности магнитных подуровней состояния $37P_{3/2}$ в определенный момент времени.

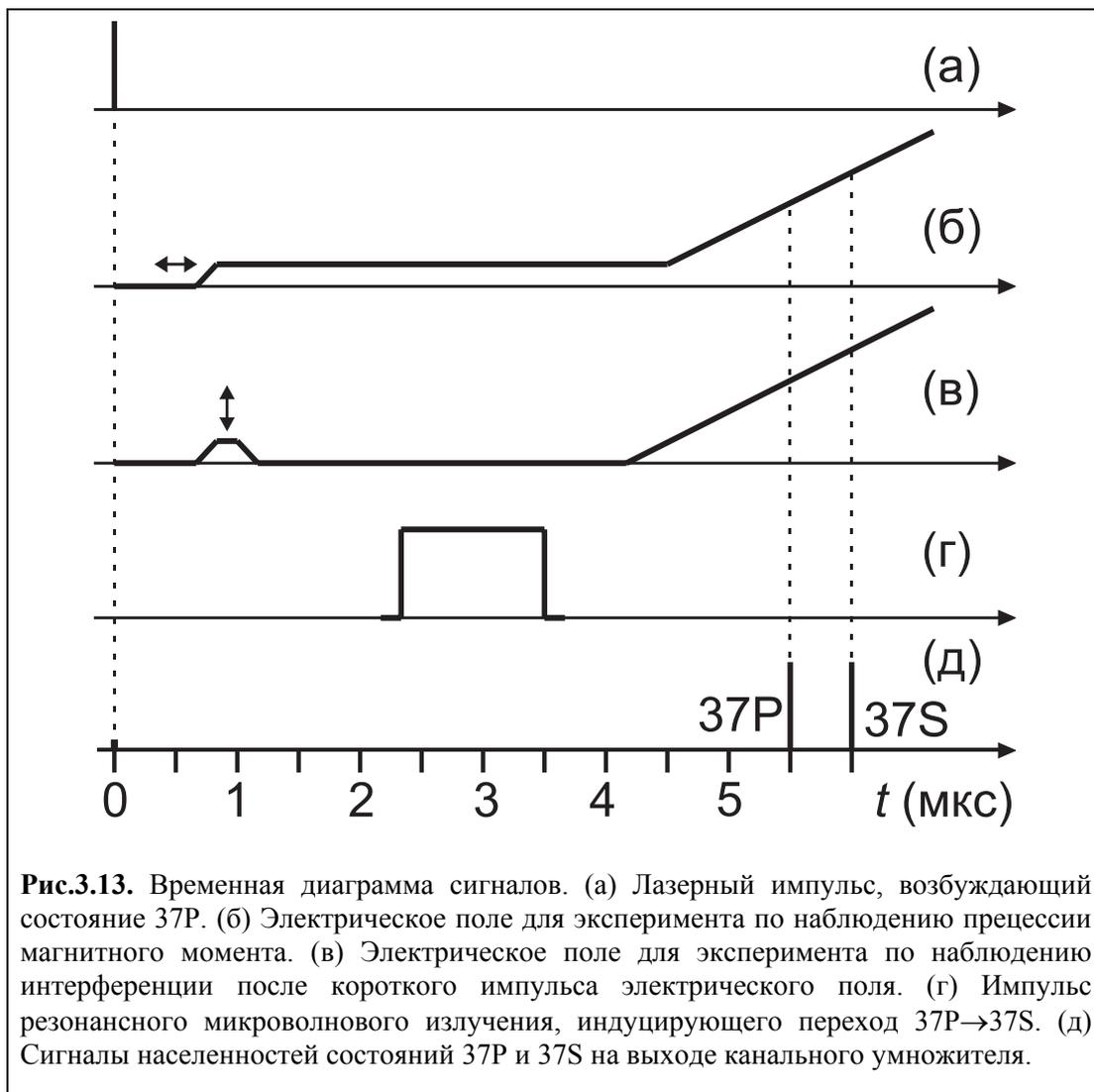


Рис.3.13. Временная диаграмма сигналов. (а) Лазерный импульс, возбуждающий состояние 37P. (б) Электрическое поле для эксперимента по наблюдению прецессии магнитного момента. (в) Электрическое поле для эксперимента по наблюдению интерференции после короткого импульса электрического поля. (г) Импульс резонансного микроволнового излучения, индуцирующего переход 37P→37S. (д) Сигналы населенностей состояний 37P и 37S на выходе канального умножителя.

Поскольку электрическое поле приводило к сдвигу подуровней на 160 МГц, энергия взаимодействия с ним намного превышала энергию взаимодействия с магнитным полем (зеemanовское расщепление ~ 370 кГц), в результате чего прецессия останавливалась. Изменяя задержку импульса электрического поля, мы могли измерять временную эволюцию населенностей магнитных подуровней. Одновременно с остановкой прецессии снималось и вырождение по штарковским подуровням [см. Рис.3.14(а)]. Индуцируя микроволновые переходы, можно было записывать штарковские спектры и анализировать распределение населенностей.

Импульс микроволнового излучения, настроенного на частоту перехода 37P→37S в электрическом поле, включался в момент 2,2 мкс и имел

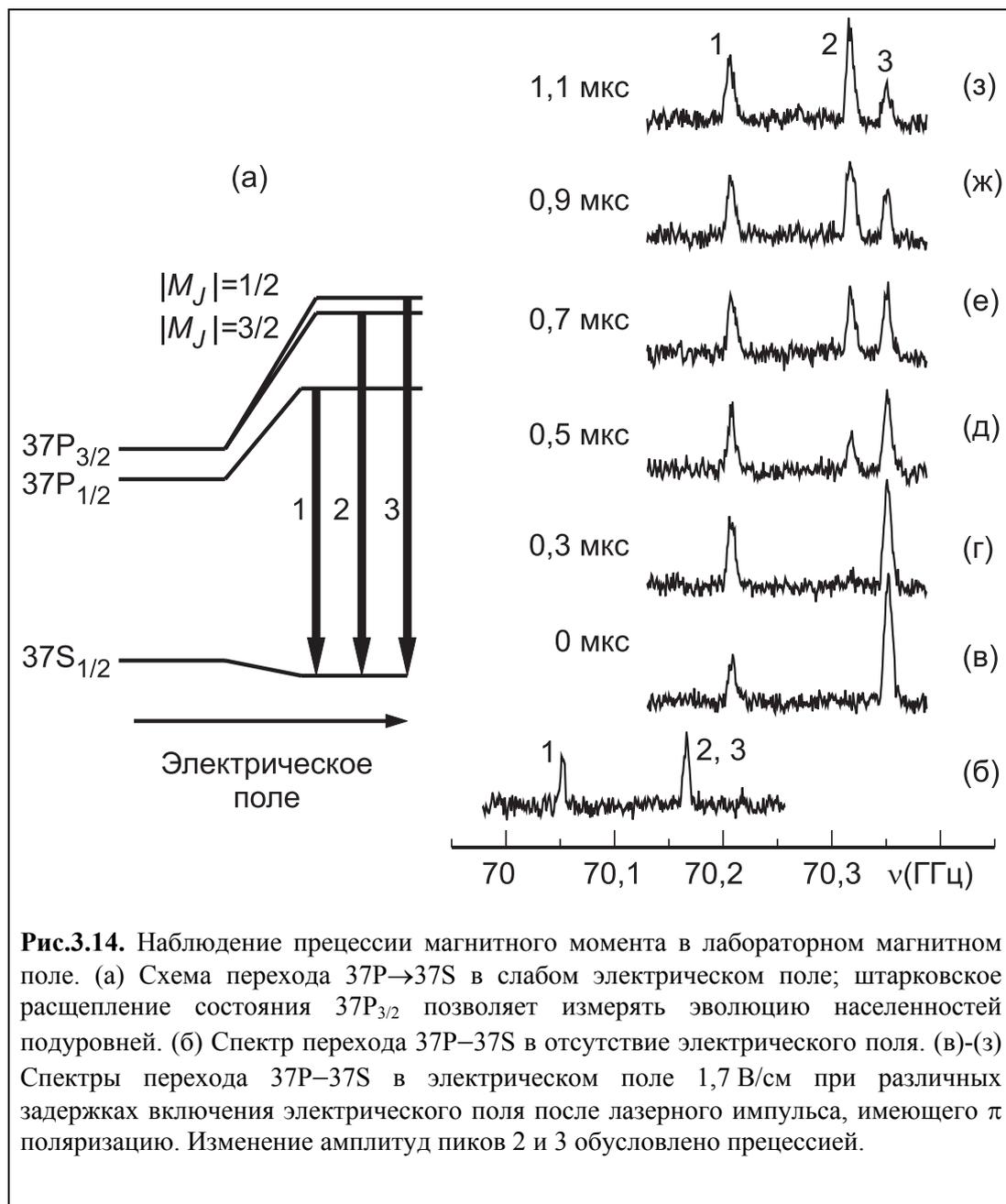
длительность 1,2 мкс [Рис.3.13(г)]. Микроволновое излучение индуцировало переходы в постоянном электрическом поле и заселяло состояние $37S$. Интенсивность излучения подбиралась таким образом, чтобы насыщение переходов не достигалось.

Для детектирования населенностей состояний $37S$ и $37P$ методом СИЭП, по окончании микроволнового импульса прикладывалась вторая ступень электрического поля, линейно нарастающего до 220 В/см за время 2 мкс [Рис.3.13(б)]. Когда поле достигало критических значений для этих состояний, на выходе канального умножителя в системе регистрации появлялись импульсы [Рис.3.13(д)], частота которых была пропорциональна населенностям.

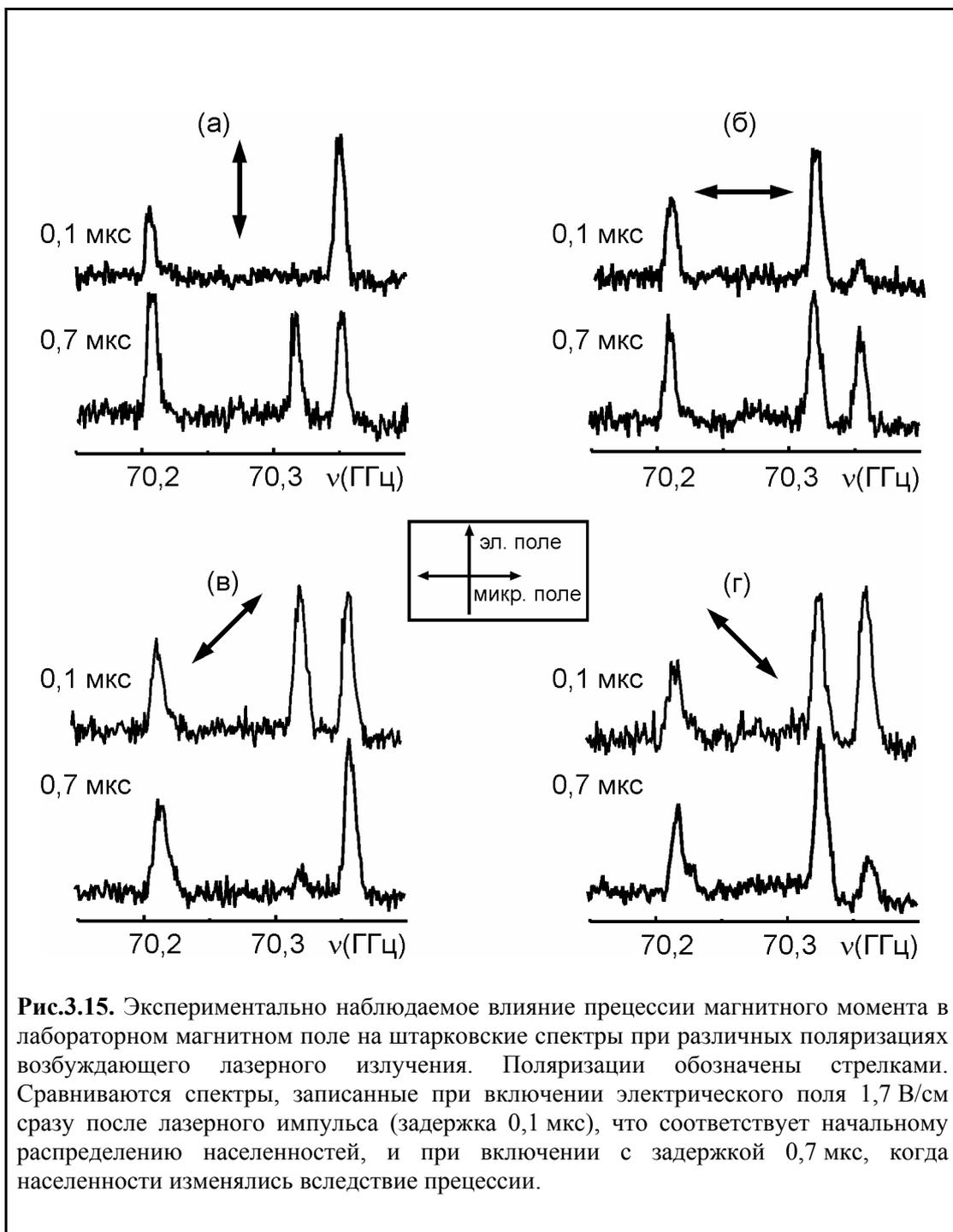
Для демонстрации влияния прецессии магнитного момента на Рис.3.14(в)-(з) приведены записи штарковских спектров, полученных при различных задержках импульса первой ступени. Номера пиков соответствуют переходам между штарковскими подуровнями, обозначенными на Рис.3.14(а). На Рис.3.14(б) приведена запись спектра в отсутствие электрического поля.

При нулевой задержке [Рис.3.14(в)] лазерное излучение заселяет только подуровни $M_J = \pm 1/2$ состояния $37P_{3/2}$, и пик 2 отсутствует. Увеличение задержки приводит к росту населенности подуровней $M_J = \pm 3/2$, соответствующих переходу 2, и уменьшению населенностей состояний $M_J = \pm 1/2$, соответствующих переходу 3. Измеряя населенности по соотношению амплитуд пиков, следует учитывать различные вероятности переходов 2 и 3 для данной поляризации микроволнового излучения. Расчетные значения матричных элементов (3.22) позволяют определить, что в отсутствие насыщения вероятности переходов 2 и 3 соотносятся как 3/1. Отсюда находим, что выравнивание населенностей достигается при задержке около 1,1 мкс [Рис.3.14(з)].

При увеличении задержки от 1 до 2 мкс изменения соотношения амплитуд пиков не наблюдалось. Отсюда можно сделать вывод, что лабораторное магнитное поле имело конфигурацию, близкую к $B_x = B_z$ на Рис.3.12.



Начальное распределение населенностей по зеемановским подуровням состояния $37P$ можно было варьировать, изменяя поляризацию возбуждающего лазерного излучения. На Рис.3.15 проведено сравнение штарковских спектров, сделанных при задержке 0,1 мкс (электрическое поле включалось сразу после лазерного импульса) и 0,7 мкс. Поляризация лазерного излучения обозначена стрелками, а направление электрического поля и поляризация микроволнового поля обозначены на вставке.



Прецессия существенно влияла на населенности при любой лазерной поляризации. Для нас важно, что на Рис.3.15(а) и (б) прецессия выравнивала амплитуды переходов 2 и 3, создавая когерентные суперпозиции состояний, оптимальные для наблюдения интерференции. В противоположность этому, одинаковые начальные амплитуды на Рис.3.15(в) и (г) оказывались сильно измененными вследствие прецессии, и интерференционный сигнал должен был отсутствовать при соответствующих лазерных поляризациях. Интересной особенностью является различное направление прецессии для ортогональных поляризаций.

Квантовый интерферометр на переходе $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$

Для наблюдения интерференции была использована та же схема эксперимента, однако электрическое поле имело другую временную зависимость, показанную на Рис.3.13(в). Вместо первой ступени электрического поля с фиксированной амплитудой и изменяемой задержкой, использовался короткий импульс с фиксированной задержкой и изменяемой амплитудой. Импульс имел трапециевидную форму и начинался спустя 0,6 мкс после лазерного импульса. Длительность импульса составляла $\tau_{\text{эфф}} = 0,35$ мкс, а амплитуда варьировалась в диапазоне $E_{\text{макс}} = 0 \div 3$ В/см с помощью ЦАП, управляемого через крейт КАМАК. По окончании импульса электрического поля включался импульс микроволнового излучения на резонансной частоте 70,166 ГГц. Он индуцировал вырожденный переход $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ в отсутствие электрического поля. Измеряя населенность $N(37S)$ состояния 37S, мы записывали интерференционные сигналы как зависимость $N(37S)$ от $E_{\text{макс}}$. Поскольку лабораторное магнитное поле не компенсировалось, оно также влияло на сигнал, сдвигая фазу осцилляций. На Рис.3.16 приведены записи интерференционных сигналов для различных поляризаций возбуждающего лазерного излучения (поляризации обозначены стрелками).

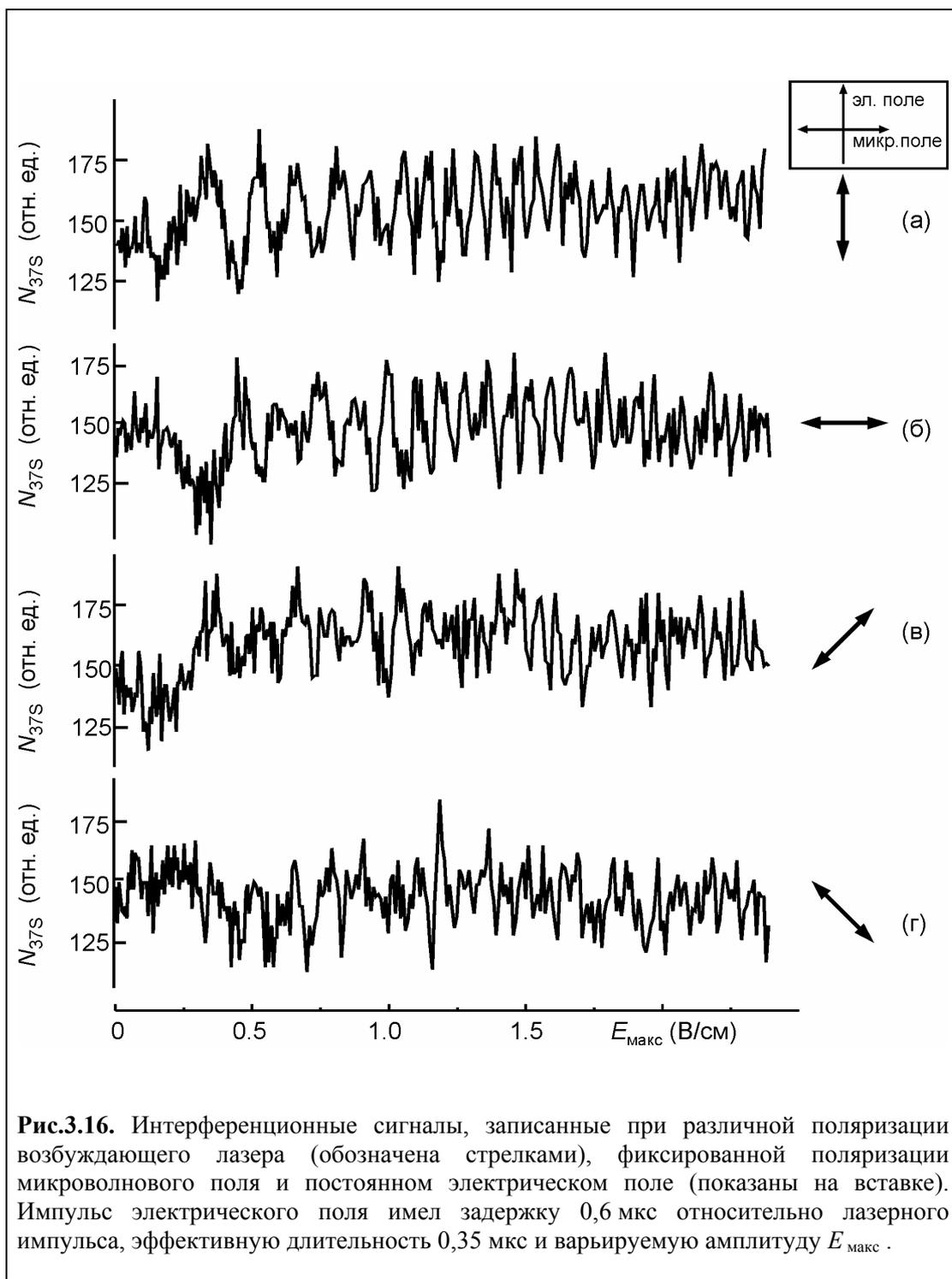


Рис.3.16. Интерференционные сигналы, записанные при различной поляризации возбуждающего лазера (обозначена стрелками), фиксированной поляризации микроволнового поля и постоянном электрическом поле (показаны на вставке). Импульс электрического поля имел задержку 0,6 мкс относительно лазерного импульса, эффективную длительность 0,35 мкс и варьируемую амплитуду $E_{\text{макс}}$.

Рассмотрим Рис.3.16(а). Лазерное излучение имело поляризацию вдоль электрического поля и возбуждало только подуровни $M_J = \pm 1/2$ состояния $3^2P_{3/2}$. До начала импульса электрического поля прецессия магнитного момента приготавливала оптимальную когерентную суперпозицию этих подуровней с подуровнями $M_J = \pm 3/2$, что можно увидеть из Рис.3.15(а). Амплитуды переходов 2 и 3 выравнивались прецессией, поэтому интерференционный сигнал имел максимальный контраст. Поведение экспериментальной записи совпадало с расчетной кривой на Рис.3.11. В сигнале наблюдались предсказанные интерференционные осцилляции с возрастающей частотой. Сдвиг начальной фазы осцилляций по сравнению с Рис.3.11 связан с лабораторным магнитным полем. Контраст осцилляций был достаточен для прямого наблюдения, хотя и оказался меньше теоретического, что может быть вызвано неоднородностью электрического и микроволнового полей.

Похожая картина наблюдалась и при лазерной поляризации, совпадающей с микроволновой [Рис.3.16(б)]. В этом случае лазерный импульс заселял подуровни $M_J = \pm 1/2$ и $M_J = \pm 3/2$, причем последние заселялись в 3 раза больше вследствие различия вероятностей переходов. Как можно видеть из Рис.3.15(б), прецессия также выравнивала амплитуды интерферирующих переходов. В результате интерференционный сигнал имел осцилляции с тем же контрастом, что и на Рис.3.16(а).

Замечательной особенностью Рис.3.16(а)-(б) является в точности противоположная фаза интерференционных сигналов. Очевидно, это является следствием ортогональности лазерных поляризаций, поскольку изменялся только этот параметр. Хотя прецессия сдвигала фазу и изменяла населенности подуровней, интерференционные осцилляции вероятности микроволнового перехода отчетливо видны. Можно утверждать, что схема данного эксперимента представляла собой реализацию "внутриатомного" интерферометра, позволяющего измерять относительные фазы атомных волновых функций. Начальная фаза интерференционных осцилляций содержит информацию о волновой функции и ее эволюции во внешних полях.

Как и ожидалось, при лазерных поляризациях, соответствующих Рис.3.16(в) и (г), в интерференционных сигналах появлялись заметные шумы и флуктуации, обусловленные некомпенсированными фазовыми флуктуациями

при лазерном возбуждении состояния $37P$ и неравенством амплитуд интерферирующих переходов [см. Рис.3.15(в) и (г)]. Тем не менее, в начале этих записей также можно видеть противоположную фазу осцилляций вследствие ортогональности лазерных поляризаций.

Для большей наглядности и сравнения периода осцилляций записи Рис.3.16(а) с теорией, эта экспериментальная запись была построена в шкале квадрата электрического поля. Эта зависимость приведена на Рис.3.17(а). Там же приведен результат теоретического расчета по формуле (3.25) с учетом сдвига фазы сигнала вследствие прецессии магнитного момента для длительности импульса электрического поля 0,35 мкс (тонкая серая кривая). Можно констатировать довольно хорошее согласие периода осцилляций между экспериментом и теорией. Далее, на Рис.3.17(б) изображен Фурье-спектр интерференционного сигнала из Рис.3.17(а), взятый в шкале тензорной поляризуемости состояния $37P_{3/2}$. Хорошо видно, что главный максимум имеет значение вблизи $13,3 \text{ МГц}/(\text{В}/\text{см})^2$, совпадающее с измеренным ранее (Табл.3.1). Слабые максимумы вблизи нуля возникают вследствие сравнительно медленного изменения огибающей интерференционного сигнала, а другие слабые максимумы в области $8\text{--}12 \text{ МГц}/(\text{В}/\text{см})^2$ появляются из-за конечного числа точек экспериментальной записи, используемых для преобразования Фурье.

Обсуждение результатов

Предсказанные нами интерференционные осцилляции вероятности перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ надежно регистрировались на записях Рис.3.16(а)-(б). Особенностью наших результатов является то, что вырождение не снималось внешними полями во время взаимодействия с микроволновым излучением (зеemanовское расщепление было меньше спектральной ширины микроволнового импульса). Наблюдаемые осцилляции были прямым следствием квантовой интерференции вырожденных микроволновых переходов.

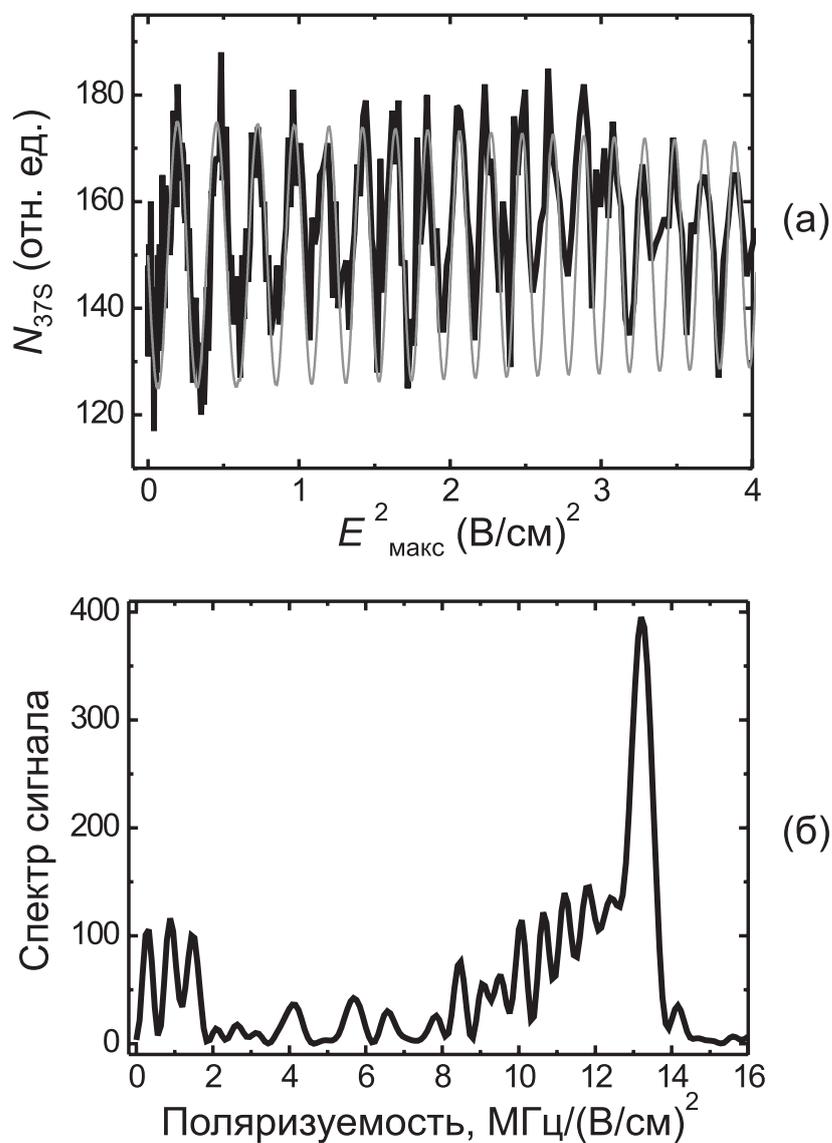


Рис.3.17. (а) Сравнение экспериментальной записи сигнала квантовой интерференции из Рис.3.16(а), построенного в шкале квадрата электрического поля, с теоретическим расчетом (тонкая серая кривая) по формуле (3.25) с учетом сдвига фазы сигнала вследствие прецессии магнитного момента. (б) Фурье-спектр интерференционного сигнала в шкале тензорной поляризуемости состояния $37P_{3/2}$; главный максимум имеет значение вблизи $13,3 \text{ МГц}/(\text{В}/\text{см})^2$, совпадающее с измеренным ранее (Табл.3.1).

Было продемонстрировано, что фаза интерференционного сигнала определяется процессом приготовления когерентной суперпозиции магнитных подуровней состояния $37P_{3/2}$, а полная вероятность перехода чувствительна к разности фаз этих подуровней. Оказалось, что, изменяя фазовые соотношения (в нашем случае с помощью короткого импульса электрического поля), можно управлять вероятностями переходов между вырожденными состояниями. Возможность использования такого рода интерференции интенсивно обсуждается в связи с проблемой квантовых вычислений [12,13,47,145]. Она может служить основой создания квантовых логических элементов, необходимых для реализации квантового компьютера.

С другой стороны, сравнивая интерференционные сигналы, записанные при различных лазерных поляризациях, можно измерять разности фаз магнитных подуровней, поскольку сигналы могут быть рассчитаны для произвольного электрического поля и произвольных поляризаций. С этой точки зрения, можно рассматривать схему данного эксперимента как "внутриатомный интерферометр", имеющий высокую чувствительность к разности фаз волновых функций. Это может служить основой для ряда новых фундаментальных исследований в области квантовой физики [14].

Другим применением может быть точное измерение тензорных поляризуемостей ридберговских состояний, поскольку период интерференционных осцилляций определяется α_2 , как можно видеть из Рис.3.17(б). Преимуществом этого метода является его относительная простота, поскольку нет необходимости перестраивать частоту микроволнового генератора.

Наконец, данный эксперимент позволил исследовать перераспределение населенностей по магнитным подуровням вследствие прецессии магнитного момента в лабораторном магнитном поле.

§3.6. Микроволновый эффект Ханле.

Первый интерференционный эффект в атомах наблюдал В.Ханле в 1924 г. [146]. Он проявлялся в магнитном поле как деполяризация резонансной флуоресценции при спонтанном распаде возбужденных вырожденных состояний атомов ртути, в то время как в отсутствие магнитного поля флуоресценция была поляризованной вследствие квантовой интерференции вырожденных зеемановских подуровней. Как правило, сигналы Ханле записываются как зависимость интенсивности флуоресценции с определенной поляризацией от магнитного поля. В зависимости от схемы наблюдения, эти сигналы имеют лоренцевскую или дисперсионную форму с шириной, определяемой временем релаксации возбуждения (населенностей или фазовой когерентности магнитных подуровней). Ранее они использовались для измерения времен жизни низковозбужденных состояний в различных атомах [2].

Помимо сигнала флуоресценции, эффект Ханле может наблюдаться также и в поглощении поляризованного света, проявляясь в виде характерного магнитного резонанса с шириной, определяемой временем релаксации когерентности зеемановских подуровней основного состояния [2], что представляет интерес для прецизионной квантовой магнитометрии [147,148]. Начальная когерентность возникает в процессе оптической накачки атомов. В этом случае эффект Ханле тесно связан с когерентным пленением населенностей при оптических переходах из вырожденных магнитных подуровней в нулевом магнитном поле [2,3,149-152]. Таким образом, для изучения эффекта Ханле вместо резонансной флуоресценции можно использовать также и вынужденные переходы, поскольку операторы, описывающие взаимодействие атомов со светом, одинаковы в обоих случаях.

Для атомов в ридберговских состояниях эффект Ханле в спонтанном испускании не может наблюдаться напрямую вследствие больших радиационных времен жизни и низкой интенсивности флуоресценции. В то же время, исследование эффекта Ханле может дать разнообразную информацию о свойствах вырожденных ридберговских состояний, например, временах жизни, факторах Ланде, магнитной структуре и фазах когерентно возбужденных

магнитных подуровней, поскольку форма сигнала Ханле определяется всеми этими параметрами. Поэтому для наблюдения эффекта Ханле в ридберговских атомах мы использовали вынужденные микроволновые переходы между вырожденными состояниями вместо медленных спонтанных переходов. Ожидалось, что в этом случае интерференция вырожденных состояний в магнитном поле должна проявляться иначе, чем в атомах в низколежащих состояниях.

Поскольку естественные ширины микроволновых переходов составляют порядка нескольких кГц, пролетное уширение резонансов (обычно >100 кГц) в экспериментах с атомными пучками значительно превышает радиационное. В результате ширина огибающей сигнала Ханле будет определяться спектральной шириной излучения, с которым взаимодействует атом при пролете атомного пучка через микроволновое поле. Кроме того, сигнал должен содержать некоторую структуру, зависящую как от магнитных свойств атомов, так и условий возбуждения ридберговских состояний. В определенных случаях сигнал Ханле должен сопровождаться квантовыми биениями магнитных подуровней [2,132,133,1153]. Важно, что эти эксперименты могут выполняться с одиночными ридберговскими атомами при регистрации атомов методом СИЭП.

До настоящего времени о наблюдении эффекта Ханле в ридберговских атомах не сообщалось. В то же время, наблюдался ряд других интерференционных эффектов. В работе [91] наблюдались квантовые биения в магнитном поле на переходе $46P \rightarrow 46S$ в атомах Ca. Биения проявлялись как изменение формы осцилляций Раби при сканировании времени задержки между возбуждающим лазерным и микроволновым импульсом. В экспериментах [127,154] исследовалась структура ридберговских уровней атомов Ba и Rb в скрещенных электрическом и магнитном полях. Квантовые биения между компонентами тонкой структуры состояний $nD_{3/2, 5/2}$ в атомах Na и Cs наблюдались в сигналах резонансной флуоресценции для низких n [136,155], и в сигналах СИЭП для высоких n [156,157]. О биениях в поглощении при оптических переходах в ридберговские состояния сообщалось в работе [137]. Также квантовая интерференция в магнитном поле наблюдалась в экспериментах с одиночными ионами [158], в которых ларморовская прецессия магнитного момента приводила к модуляции интенсивности флуоресценции.

В настоящей работе исследовалось влияние квантовой интерференции вырожденных состояний на вероятности переходов в одиночных атомах в присутствии магнитного поля [43,44]. Изучалась зависимость вероятности микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ от магнитного поля. Фактически, наблюдавшиеся сигналы представляли собой магнитный резонанс, который можно интерпретировать как эффект Ханле для случая микроволновых переходов в ридберговских атомах.

Схема наблюдения микроволнового эффекта Ханле в ридберговских атомах

Временная диаграмма эксперимента приведена на Рис.3.18. При $t = 0$ короткий лазерный импульс [Рис.3.18(б)] когерентно заселяет вырожденное ридберговское состояние, содержащее два магнитных подуровня 1 и 2 [Рис.3.18(а)] с начальными комплексными амплитудами волновых функций $a_1(0) = C_1 \exp(i\varphi_1)$ и $a_2(0) = C_2 \exp(i\varphi_2)$. Величины C_1 и C_2 действительные, их квадраты определяют начальные населенности. В слабом магнитном поле эти подуровни обладают несколько отличающимися энергиями $W_1 = \hbar\omega_1$ и $W_2 = \hbar\omega_2$. Это приводит к зависящей от времени разности фаз подуровней

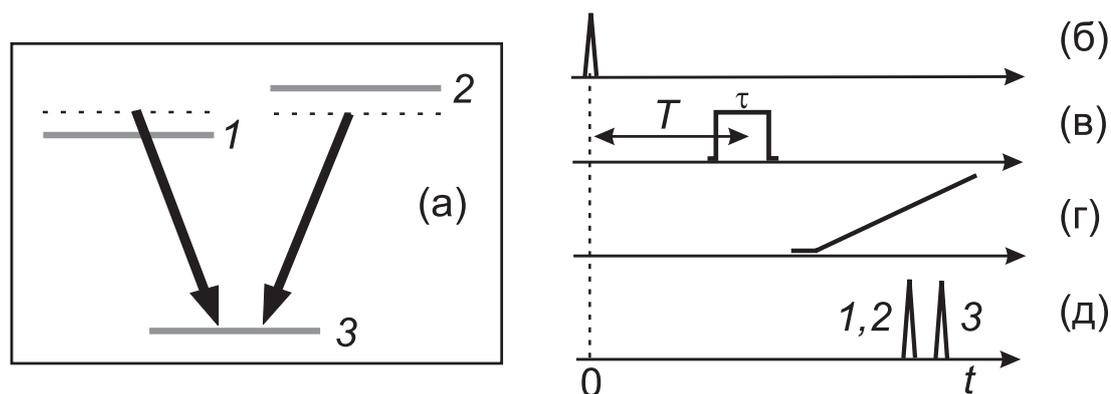


Рис.3.18. Схема наблюдения микроволнового эффекта Ханле в ридберговских атомах. (а) Микроволновые переходы между двумя вырожденными состояниями 1 и 2 и соседним состоянием 3. (б) Лазерный импульс, когерентно возбуждающий состояния 1 и 2. (в) Резонансный микроволновый импульс. (г) Регистрация населенностей состояний 1–3 методом СИЭП в нарастающем электрическом поле. (д) Разрешенные во времени сигналы населенностей состояний 1–3.

$\Delta = [\varphi_2 - \varphi_1 + (\omega_2 - \omega_1)t]$ вследствие различных фазовых множителей $\exp(-i\omega_{1,2}t)$ их волновых функций.

Импульс микроволнового излучения [Рис.3.18(в)], настроенного в резонанс переходам с подуровней 1 и 2 на соседний уровень 3 [Рис.3.18(а)], включается с задержкой T относительно лазерного импульса. Интерференция наблюдаема, если оба перехода $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$ когерентно возбуждаются микроволновым импульсом. Поэтому необходимо иметь либо достаточно интенсивный микроволновый импульс для достижения полевого уширения, сравнимого с разностью $(\omega_2 - \omega_1)$, либо импульс должен быть достаточно коротким, чтобы иметь спектральную ширину $1/\tau \geq (\omega_2 - \omega_1)$, где τ – эффективная длительность импульса. Последний случай более предпочтителен, поскольку микроволновое поле может быть слабым, и осцилляции Раби не будут искажать сигнал Ханле. По окончании микроволнового импульса населенность состояния 3 измеряется методом СИЭП [Рис.3.18(г)-(д)].

Для записи сигнала Ханле частота микроволнового излучения настраивается на точный резонанс $1,2 \rightarrow 3$ в нулевом магнитном поле, затем магнитное поле сканируется и измеряется зависимость населенности состояния 3 от магнитного поля.

Для ридберговских состояний можно пренебречь радиационным распадом и использовать уравнение Шредингера для нахождения временной эволюции нашей трехуровневой системы. Амплитуда состояния 3 описывается уравнением:

$$i\dot{a}_3(t) = V_{31}a_1(t) \cos(\omega t) \exp(i\omega_{31}t) + V_{32}a_2(t) \cos(\omega t) \exp(i\omega_{32}t), \quad (3.30)$$

где $V_{ij} = \langle i | \hat{\mathbf{d}}\mathbf{E}/\hbar | j \rangle$ – комплексные частоты Раби для переходов $i \rightarrow j$ в точном резонансе, и $\omega_{ij} = (\omega_i - \omega_j)$. Частоты Раби определяются матричными элементами гамильтониана взаимодействия атома с линейно поляризованным микроволновым излучением $\mathbf{E} \cos(\omega t)$.

Рассмотрим случай, когда микроволновый импульс имеет прямоугольную огибающую с длительностью τ и задержкой T между лазерным импульсом и

центром микроволнового импульса. Если переходы далеки от насыщения, т.е. $V_{ij} \tau \ll 1$, можно пренебречь изменениями величин a_1 и a_2 . В приближении вращающихся волн и с учетом начального условия $a_3(0) = 0$ прямое интегрирование уравнения (3.30) дает следующее решение для амплитуды a_3 по окончании микроволнового импульса:

$$|a_3|^2 = |V_{31}C_1S(\omega_{13}) + V_{32}C_2S(\omega_{23}) \exp[i(\omega_{12}T + \varphi_2 - \varphi_1)]|^2, \quad (3.31)$$

где функции

$$S(\omega_{ij}) = \frac{\sin[(\omega - \omega_{ij})\tau/2]}{\omega - \omega_{ij}} \quad (3.32)$$

являются спектральными компонентами прямоугольного микроволнового импульса на частотах ω_{ij} . Для очень коротких импульсов они становятся равными $\tau/2$ и не зависят от ω_{ij} .

Изменение энергии произвольного вырожденного состояния j в слабом магнитном поле B описывается выражением [1]:

$$\hbar\omega_j = g\mu_B M_j B, \quad (3.33)$$

где g – фактор Ланде состояния j с проекцией момента M_j , а μ_B – магнетон Бора. Из (3.33) получаем зеемановское расщепление вырожденных состояний 1 и 2, равное $\hbar\omega_{12} = g\mu_B (M_1 - M_2)B$.

В результате, в приближении короткого импульса, зависимость населенности состояния 3 от $(\omega_{12}T)$, т.е. от магнитного поля и задержки импульса, принимает вид:

$$|a_3|^2 = \frac{\tau^2}{4} \left\{ (V_{31}C_1)^2 + (V_{32}C_2)^2 + 2V_{31}V_{32}C_1C_2 \cos[\omega_{12}T + \varphi_2 - \varphi_1] \right\}. \quad (3.34)$$

Сканирование магнитного поля B или задержки T приведет к интерференционным осцилляциям населенности состояния 3. Начальная фаза осцилляций определяется начальной разностью фаз состояний 1 и 2, а их амплитуда постоянна. При сканировании T эти осцилляции соответствуют квантовым биениям вырожденных состояний в магнитном поле. В то же время, при сканировании магнитного поля они представляют сигнал Ханле нового типа.

Если микроволновый импульс имеет конечную длительность, осцилляции будут также наблюдаемы, однако их огибающая примет форму спектрального профиля импульса, поскольку $S(\omega_{ij})$ зависит от магнитного поля. Ширина спектра импульса определяет число наблюдаемых осцилляций при сканировании магнитного поля.

В том случае, когда вырожденное состояние имеет более сложную зеемановскую структуру (например, состояние $3^2P_{3/2}$, использовавшееся в наших экспериментах), сигнал Ханле может состоять из нескольких огибающих различной ширины. При увеличении интенсивности микроволнового поля могут возникать дополнительные особенности, когда период осцилляций Раби сравним с длительностью импульса. В отсутствие спонтанной релаксации ожидаемые сигналы могут быть рассчитаны численно для произвольных переходов, параметров импульсов и начальных амплитуд вырожденных подуровней.

Микроволновый переход $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$

В данном эксперименте использовался микроволновый переход $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ [Рис.3.19(a)]. Расчетные значения факторов Ланде для компонент тонкой структуры S и P состояний равны $g(S_{1/2}) = 2$, $g(P_{1/2}) = 2/3$, $g(P_{3/2}) = 4/3$. В магнитном поле состояние $3^2P_{3/2}$ расщепляется на четыре зеемановских подуровня $M_J = \pm 1/2, \pm 3/2$, а состояние $3^2S_{1/2}$ на два подуровня $M_J = \pm 1/2$.

На Рис.3.19(a) стрелками обозначены переходы, индуцируемые резонансным микроволновым излучением с линейными поляризациями σ (перпендикулярной магнитному полю, сплошные стрелки) и π (совпадающей с

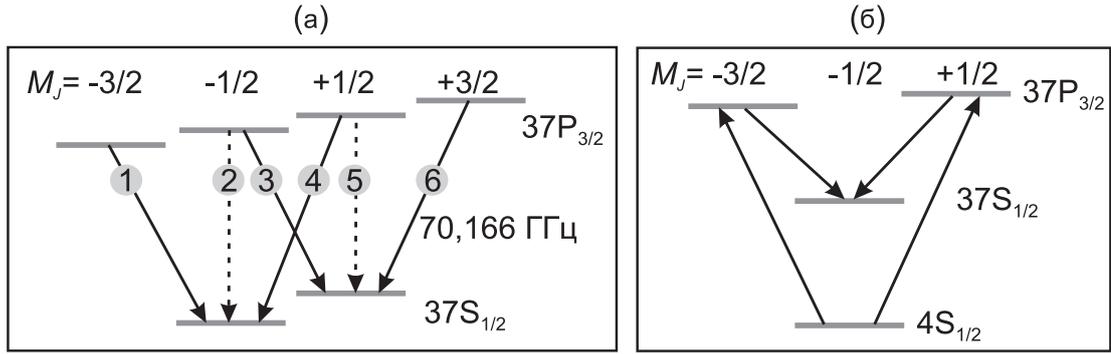


Рис.3.19. Схема магнитных подуровней состояний $37P_{3/2}$ и $37S_{1/2}$ в ридберговских атомах натрия в магнитном поле; стрелки 1–6 обозначают переходы, индуцируемые микроволновым излучением с линейной σ (сплошные стрелки) и π (пунктирные стрелки) поляризацией. (б) Атомный интерферометр типа Маха-Цендера при совпадающих лазерной и микроволновой σ -поляризации.

магнитным полем, пунктирные стрелки). Для упрощения вычислений ось квантования z следует выбирать вдоль направления магнитного поля.

Состояние $37P_{3/2}$ заселялось из промежуточного состояния $4S_{1/2}$ (которое в свою очередь заселялось через две предварительные ступени лазерного возбуждения $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}$) лазерным импульсом с варьируемой линейной поляризацией [Рис.3.19(б)]. Ориентация лазерной поляризации по отношению к магнитному полю определяла начальные амплитуды и фазы магнитных подуровней состояния $37P_{3/2}$. Соответствующие угловые части матричных элементов были приведены в (3.23).

Мы провели аналитические и численные расчеты нормированной населенности N конечного состояния $37S_{1/2}$ для различных лазерной и микроволновой поляризаций и интенсивностей. Использовалась шестиуровневая модель, изображенная на Рис.3.19(а), и система уравнений, аналогичных (3.30). Было найдено, что интерференция наилучшим образом проявляется в условиях короткого микроволнового импульса и совпадающих лазерной и микроволновой σ -поляризациях:

$$N \sim 5 + 3 \cos\left(\frac{8 \mu_B B}{3 \hbar} T\right). \quad (3.35)$$

В этом случае интерферируют магнитные подуровни состояния $37P_{3/2}$ с $|M_J - M'_J| = 2$ для двух независимых V-схем переходов, обозначенных сплошными стрелками на Рис.3.19(а). Пары переходов 1–4 и 3–6 интерферируют независимо, однако изменения их вкладов в населенность состояния $37S_{1/2}$ при варьировании магнитного поля имеют одинаковый знак, поэтому можно наблюдать интерференционные осцилляции. Коэффициенты в (3.35) определяются угловыми частями матричных элементов и зеемановским расщеплением соответствующих магнитных подуровней.

Полная схема каналов интерференции для переходов 1–4 показана на Рис.3.19(б). Она напоминает схему оптического интерферометра типа Маха-Цендера, в котором магнитное поле играет роль возмущения, изменяющего длину плеч и сдвигающего интерференционную картину. В этой схеме сигнал не зависит от начальной фазы магнитного подуровня состояния $4S_{1/2}$.

При π поляризации лазерного излучения магнитные подуровни $M_J = \pm 3/2$ состояния $37P_{3/2}$ не заселяются, и интерференция не должна наблюдаться при любой поляризации микроволнового излучения. Хотя переходы 2–4 и 3–5 могут интерферировать, их вклады в населенность состояния $37S_{1/2}$ имеют противоположный знак и компенсируют друг друга, если поляризация микроволнового поля линейна. В общем случае эллиптической поляризации могут наблюдаться интерференционные осцилляции с частотой, равной половине частоты, определяемой формулой (3.35). Изменение частоты обусловлено интерференцией подуровней с $|M_J - M'_J| = 1$.

Схема эксперимента

Временная эволюция сигналов была следующей. В момент времени $t = 0$ лазерный импульс когерентно заселял магнитные подуровни состояния $37P_{3/2}$. Микроволновое излучение, настроенное на частоту перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$, подавалось в непрерывном либо в импульсном режиме. В непрерывном режиме частота была стабилизирована привязкой к кварцевому синтезатору, ширина линии составляла 20 кГц. В импульсном режиме микроволновый импульс начинался с задержкой 1,57 мкс и имел длительность $\tau = 0,3\text{--}2,0$ мкс. Он

индуцировал переход $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ и заселял состояние $37S_{1/2}$ в постоянном магнитном поле.

Электрическое поле, линейно нарастающее до 220 В/см, включалось с задержкой 3 мкс относительно лазерного импульса. Одноэлектронные импульсы на выходе канального умножителя появлялись с задержкой 5–6 мкс, когда поле достигало критических значений для состояний $37P_{3/2}$ и $37S_{1/2}$.

Магнитное поле задавалось тремя парами катушек Гельмгольца. Лабораторное магнитное поле 0,1–0,2 Гс в направлениях x и y компенсировалось до уровня ниже 5 мГс двумя парами катушек. Компонента z магнитного поля B_z либо также компенсировалась, либо сканировалась от -3 до $+3$ Гс мощным ЦАП для записи сигналов Ханле. Направление z выбиралось вдоль ионизирующего электрического поля, чтобы избежать перемешивания магнитных подуровней в процессе регистрации.

На Рис.3.20 приведен спектр перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$, записанный для различных времен взаимодействия атомов с микроволновым излучением. Измерялась нормированная населенность N состояния $37S$. Интенсивность микроволнового излучения подбиралась таким образом, чтобы сделать N одинаковым для всех записей. В отсутствие насыщения и магнитного поля наблюдаемые спектры хорошо описывались уравнением (3.31).

Поле B_z калибровалось по зеемановскому расщеплению резонанса $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$. На Рис.3.21(а)-(б) приведен его спектр в магнитном поле $B_z = 2,55$ Гс для π (коллинеарной с магнитным полем) и σ (ортогональной магнитному полю) поляризации возбуждающего лазера. Время взаимодействия с микроволновым излучением составляло 2,5 мкс. Цифры рядом с резонансами соответствуют переходам на Рис.3.19(а). Отметим, что в случае Рис.3.21(а) магнитные подуровни $M_J = \pm 3/2$ не заселялись и резонансы 1 и 6 отсутствовали. Ширина каждого резонанса (600–800 кГц) определяется конечным временем взаимодействия атомов с микроволновым излучением (уширение ~ 400 кГц), доплеровской шириной резонансов в тепловом пучке (~ 150 кГц), и полевым уширением резонансов при взаимодействии с микроволновым излучением (~ 50 – 100 кГц).

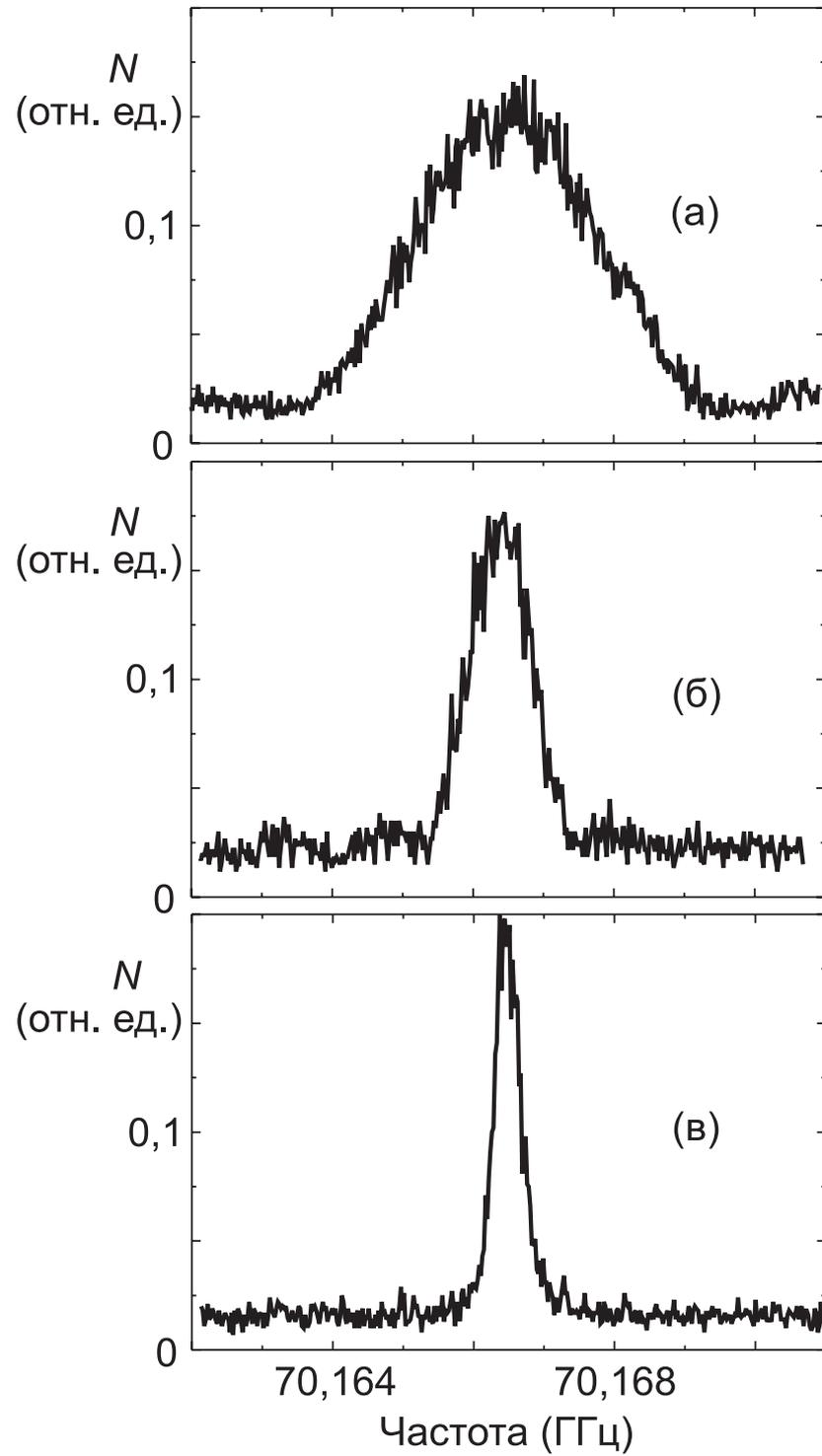


Рис.3.20. Спектр микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$, наблюдаемый в отсутствие магнитного поля и насыщения при различной длительности прямоугольного микроволнового импульса: (а) 0,33 мкс; (б) 1,0 мкс; (в) 2,5 мкс.

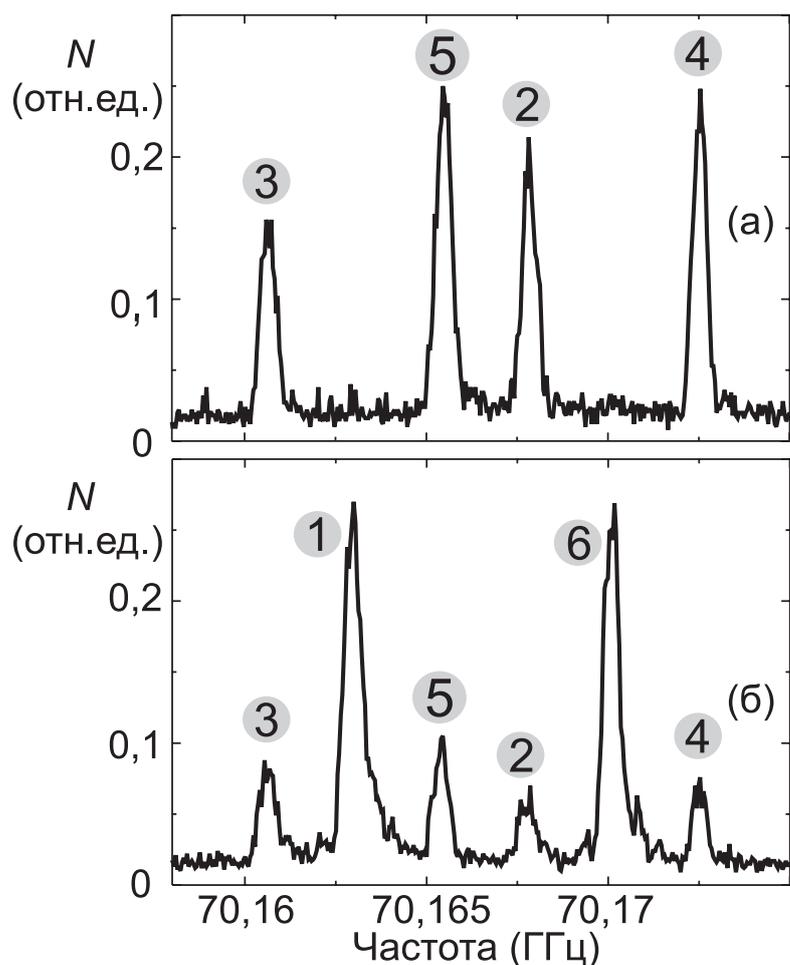


Рис.3.21. Спектр микроволнового перехода $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ в магнитном поле $B_z = 2,55$ Гс для π (а) и σ (б) поляризаций возбуждающего лазерного излучения. Номера резонансов соответствуют переходам на Рис.3.19(а). Время взаимодействия с микроволновым излучением 2,5 мкс.

Было обнаружено, что в общем случае симметричные диагональные переходы на Рис.3.21 (т.е. 3–4, 1–6) имеют различные амплитуды. Анализ показал, что это являлось следствием эллиптичности поляризации микроволнового поля, которое формировалось в виде стоячей волны сложной пространственной конфигурации в области взаимодействия, окруженной отражающими медными поверхностями.

Эллиптичность означала, что π и σ компоненты микроволнового поля (E_π и E_σ) имели сдвиг фаз. Однако впоследствии оказалось, что, подбирая точку лазерного возбуждения можно было найти место, где поляризация микроволнового поля линейна. Это подтверждается ниже на Рис.3.22.

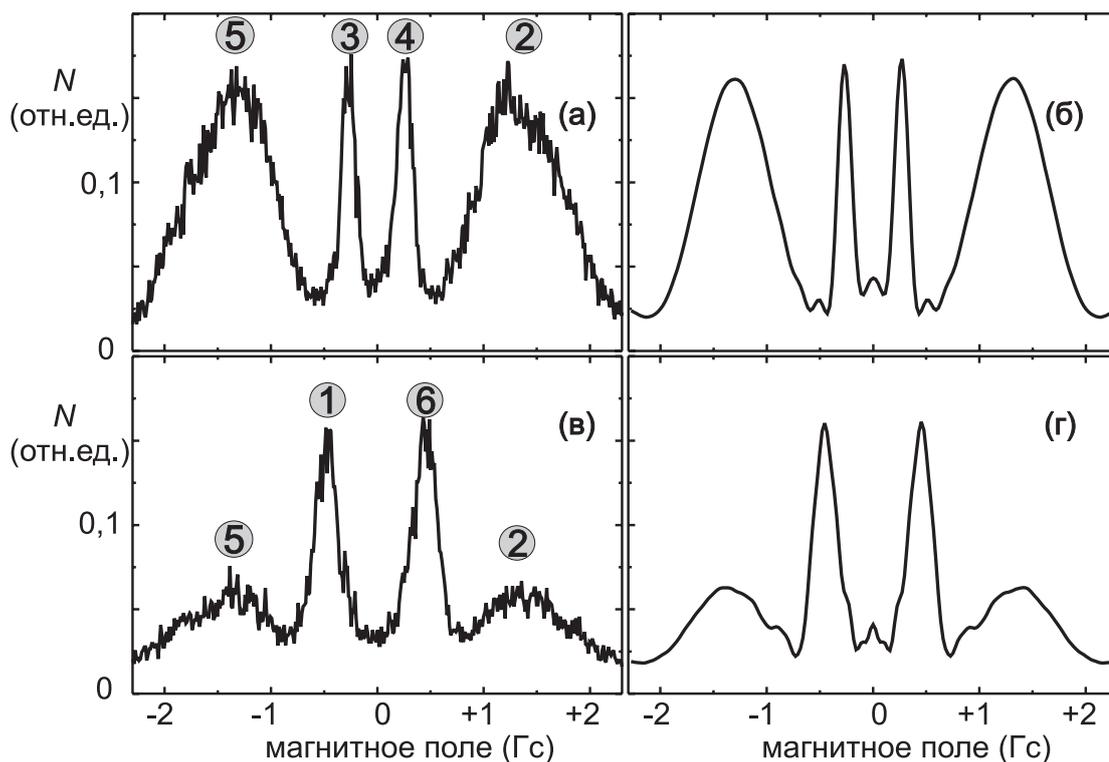


Рис.3.22. Экспериментальные и теоретические сигналы Ханле при расстройке +630 кГц и непрерывном режиме генерации микроволнового излучения с π и σ компонентами E_π и E_σ . (а) Сигнал, наблюдаемый при π поляризации лазерного излучения. (б) Расчетная кривая при $E_\pi / E_\sigma = 0,48$. (в) Сигнал, наблюдаемый при σ поляризации лазерного излучения. (г) Расчетная кривая при $E_\pi / E_\sigma = 0,83$. Номера резонансов соответствуют переходам на Рис.3.19(а).

Результаты

Для записи сигналов Ханле частота микроволнового излучения настраивалась либо в точный резонанс $37P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$ в нулевом магнитном поле, либо была отстроена на некоторую величину, после чего сканировалось магнитное поле B_z . Измерялась зависимость нормированной населенности N состояния $37S_{1/2}$ от магнитного поля в различных условиях.

Прежде всего, были найдены точки лазерного возбуждения, в которых поляризация микроволнового поля была линейной. Это было необходимо для правильного сравнения наблюдаемых сигналов с теорией. Частота микроволнового излучения настраивалась на 630 кГц выше резонанса, а время взаимодействия составляло 2,5 мкс.

Наблюдаемые сигналы Ханле состояли из четырех пиков, относящихся к отдельным микроволновым переходам при π [Рис.3.22(а)] и σ [Рис.3.22(в)] поляризациях лазерного излучения. При сканировании магнитного поля эти переходы последовательно входили в резонанс с отстроенным по частоте микроволновым излучением. На Рис.3.22(в) переходы 3 и 4 скрыты более интенсивными переходами 1 и 6 [см. Рис.3.21(б)]. Наблюдаемая ширина резонансов определяется факторами Ланде для соответствующих уровней. Рассчитанные численно зависимости совпадали с экспериментальными при $E_\pi/E_\sigma = 0,48$ [Рис.3.22(б)] и $E_\pi/E_\sigma = 0,83$ [Рис.3.22(г)] для двух различных точек взаимодействия, которые затем были выбраны в качестве рабочих точек. Поскольку симметричные диагональные переходы имели почти одинаковые амплитуды, можно сделать вывод, что эллиптичность поляризации микроволнового поля была невелика. В других точках амплитуды могли заметно отличаться.

Далее микроволновое излучение настраивалось в точный резонанс в нулевом магнитном поле, и записывались сигналы Ханле для σ (Рис.3.23) и π (Рис.3.24) поляризаций возбуждающего лазера. Варьировались длительность τ и задержка центра T микроволнового импульса. Во всех случаях интенсивность микроволнового излучения устанавливалась ниже порога насыщения. Левые колонки записей на Рис.3.23-3.24 соответствуют экспериментальным зависимостям, а правые представляют результаты численного расчета.

Как и предсказывалось теорией, интерференционные осцилляции населенности состояния $37S_{1/2}$, или квантовые биения, наблюдались при малых временах взаимодействия [Рис.3.23(а)-(г)] и σ поляризации лазерного излучения. Осцилляции являлись следствием интерференции переходов 1–4 и 3–6 на Рис.3.19(а) по схеме Маха-Цендера на Рис.3.19(б). Их период в шкале магнитного поля соответствовал величине, даваемой формулой (3.35), а контраст был близок к расчетному без дополнительной статистической обработки записей. Ширина огибающей коррелировала с шириной спектра микроволнового импульса (см. Рис.3.20).

Во всех случаях наблюдаемые сигналы хорошо совпадали с нашими численными расчетами. Небольшие расхождения мы связываем с остаточной эллиптичностью микроволнового поля. Форма сигнала являлась суммой трех

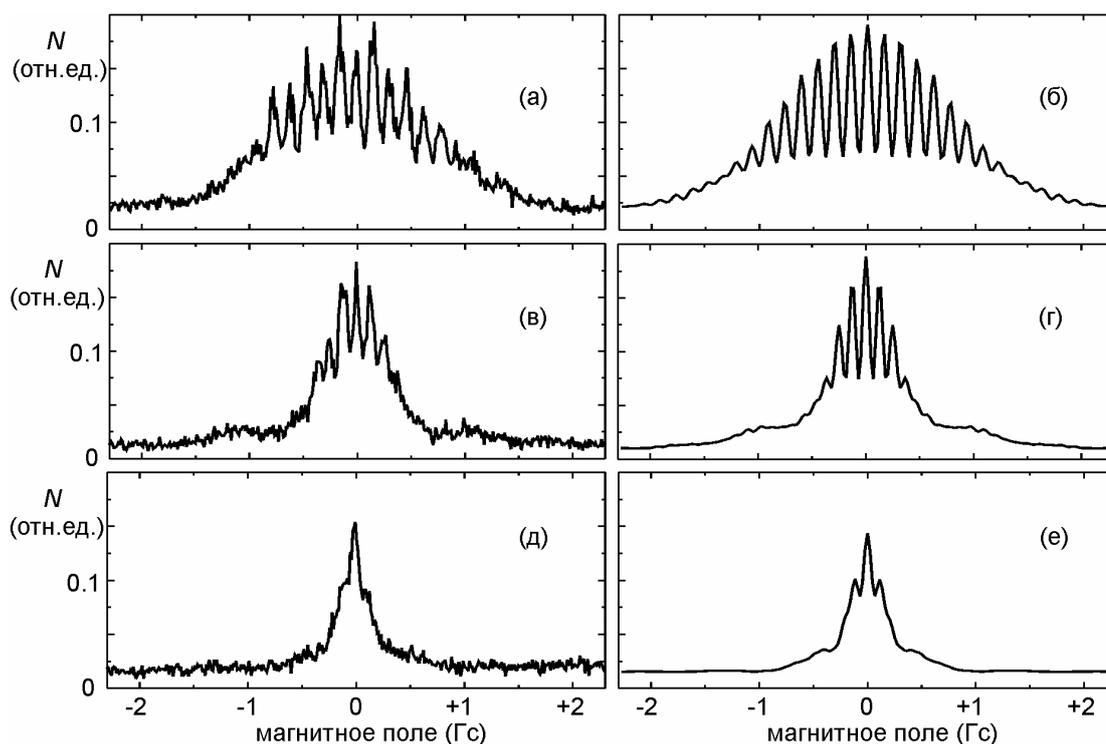


Рис.3.23. Экспериментальные и теоретические сигналы Ханле в линейно поляризованном микроволновом поле с $E_\pi/E_\sigma=0,83$. Возбуждающее лазерное излучение σ поляризовано. (а) и (б) эксперимент и теория для $\tau=0,33$ мкс и $T=1,74$ мкс; (в) и (г) эксперимент и теория для $\tau=1,0$ мкс и $T=2,07$ мкс; (д) и (е) эксперимент и теория для $\tau=2,5$ мкс и $T=1,25$ мкс.

контуров различной ширины и амплитуды, которые хорошо видны на Рис.3.23(д)-(е). Наиболее узкий контур соответствует переходам 3 и 4 на Рис.3.19(а), средний относится к переходам 1 и 6, а самый широкий к 2 и 5. Соотношение их амплитуд определялось поляризацией микроволнового поля, которая была линейной с $E_\pi/E_\sigma=0,83$. Изменение длительности микроволнового импульса приводило к изменению ширины контуров и числа наблюдаемых осцилляций.

В случае π поляризации возбуждающего лазера (Рис.3.24) осцилляции отсутствовали, поскольку подуровни $M_J=\pm 3/2$ состояния $37P_{3/2}$ не заселялись. Сигнал Ханле был суммой двух контуров различной ширины. Более узкий соответствовал переходам 3 и 4 на Рис.3.19(а), а широкий переходам 2 и 5.

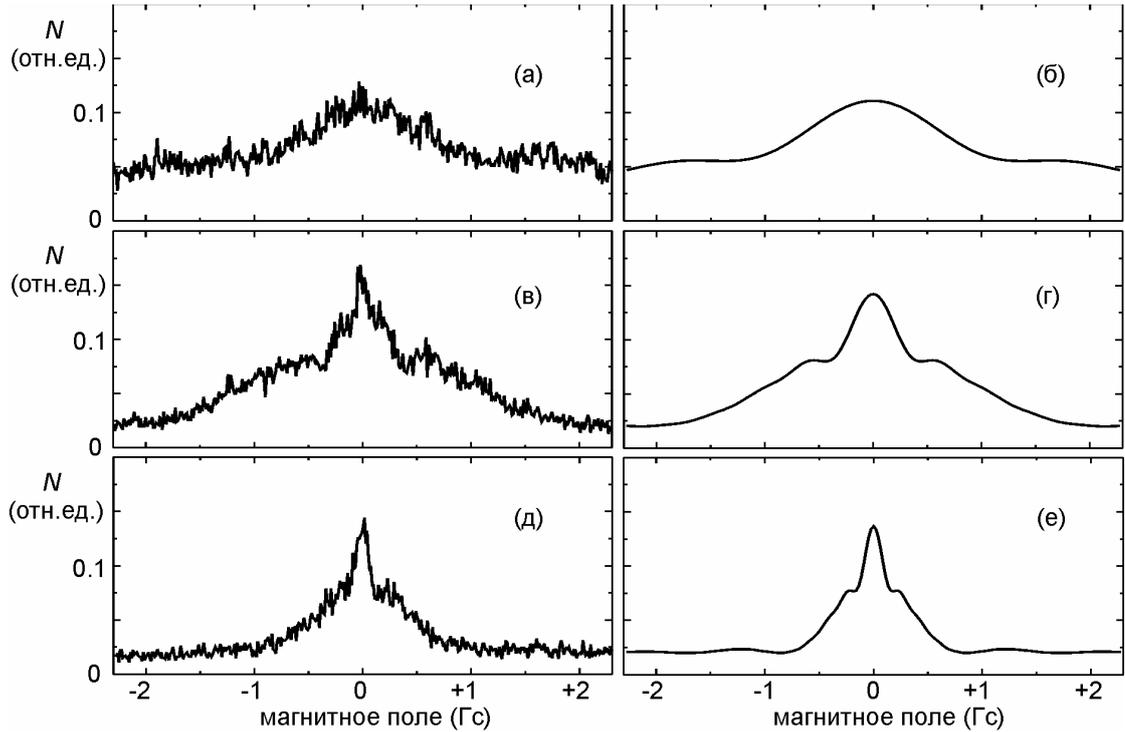


Рис.3.24. Экспериментальные и теоретические сигналы Ханле в линейно поляризованном микроволновом поле с $E_{\pi}/E_{\sigma} = 0,48$. Возбуждающее лазерное излучение π поляризовано. (а) и (б) эксперимент и теория для $\tau = 0,33$ мкс и $T = 1,74$ мкс; (в) и (г) эксперимент и теория для $\tau = 1,0$ мкс и $T = 2,07$ мкс; (д) и (е) эксперимент и теория для $\tau = 2,5$ мкс и $T = 1,25$ мкс.

Изменение длительности микроволнового импульса влияло главным образом на их ширину.

Однако можно заметить, что на Рис.3.24(в) узкий контур имеет дополнительную структуру, которая отсутствует на расчетной кривой Рис.3.24(г). Небольшие осцилляции в этом контуре наблюдаются также и на Рис.3.24(а). Мы также связываем их с остаточной эллиптичностью поляризации микроволнового поля. Осцилляции соответствуют интерференции магнитных подуровней $|M_J - M'_J| = 1$ состояния $37P_{3/2}$, т.е. переходов 2–4 и 3–5 на Рис.3.19(а). Это подтвердилось, когда мы изменили точку лазерного возбуждения на другую, где эллиптичность была велика. В сигнале появились заметные осцилляции с периодом, равным удвоенному периоду осцилляций на Рис.3.22.

Наконец, увеличив интенсивность микроволнового поля примерно в 5 раз, мы наблюдали деформацию сигналов Ханле вследствие возникновения

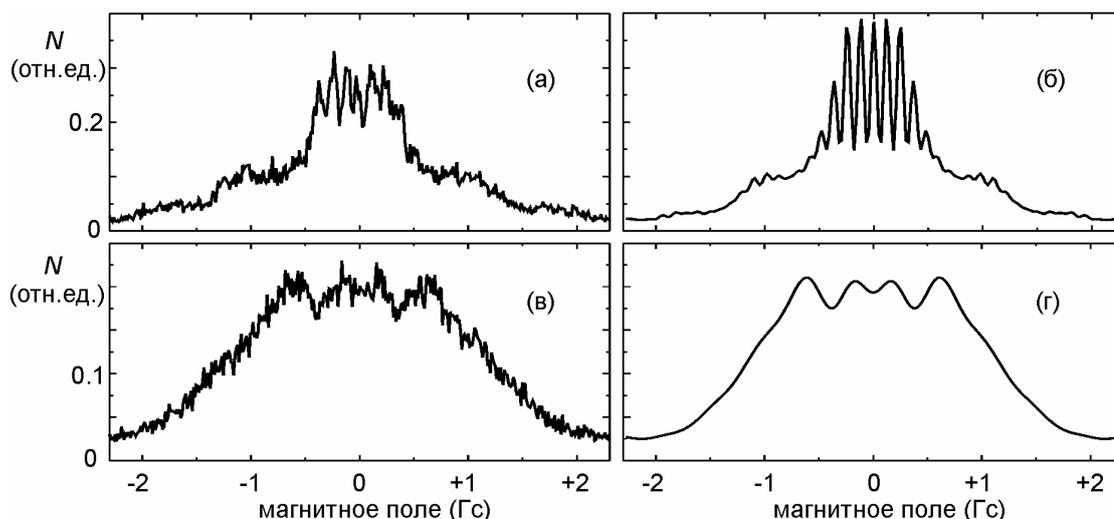


Рис.3.25. Экспериментальные и теоретические сигналы Ханле в интенсивном микроволновом поле при $\tau = 1,0$ мкс и $T = 2,07$ мкс. (а) и (б) эксперимент и теория для $E_\pi/E_\sigma = 0,83$ и σ поляризованного лазерного излучения; (в) и (г) эксперимент и теория для $E_\pi/E_\sigma = 0,48$ и π поляризованного лазерного излучения.

осцилляций Раби (Рис.3.25). Рис.3.25(а)-(б) и Рис.3.25(в)-(г) следует сравнивать соответственно с Рис.3.23(в)-(г) и Рис.3.24(в)-(г). Более интенсивное излучение насыщает и уширяет переходы, в то время как контраст осцилляций уменьшается вследствие пространственной неоднородности микроволнового поля. Также можно заметить обращение центрального узкого контура на Рис.3.25(в)-(г), вызванное изменением конечной фазы осцилляций Раби.

Обсуждение результатов

Наш эксперимент продемонстрировал существенные различия между эффектом Ханле в низковозбужденных и ридберговских атомах. Замена спонтанных переходов вынужденными соответствует замене слабого взаимодействия атомов с резонансным электромагнитным излучением на сильное. При временах взаимодействия намного меньших, чем радиационное время жизни ридберговского состояния, главным фактором, определяющим ширину сигнала Ханле, становится спектральная ширина микроволнового импульса. При лазерной поляризации, ортогональной магнитному полю, наблюдаются предсказанные квантовые биения магнитных подуровней. Эти биения проявляются в виде осцилляций вероятности микроволнового перехода,

и имеют огибающую, определяемую длительностью микроволнового импульса. Они имеют довольно резкую зависимость от магнитного поля, что может представлять интерес для измерения и контроля магнитных полей в экспериментах с ридберговскими атомами.

Следует отметить, что кривые на Рис.3.23 напоминают по форме биения Рамзея, наблюдавшиеся в экспериментах с молекулярными пучками, проходящими через два пространственно разделенных микроволновых поля [159]. Ранее биения Рамзея уже использовались в экспериментах по квантовым неразрушающим измерениям в ридберговских атомах рубидия [56,160]. Хотя эти биения и наши осцилляции имеют одну и ту же интерференционную природу, имеются заметные различия в технике эксперимента. В нашем эксперименте начальная когерентность индуцировалась импульсом лазерного излучения (а не первым микроволновым полем, как в методе Рамзея) между квазивырожденными магнитными подуровнями (а не между двумя невырожденными состояниями); отстройка частоты микроволнового излучения от резонанса изменялась с помощью магнитного поля; задержка между наведением когерентности и микроволновым импульсом не зависела от скорости атомов.

В нашем эксперименте лазерное возбуждение, взаимодействие с микроволновым излучением и регистрация были разделены во времени. Если какое-либо возмущение (например, магнитное поле) присутствует между лазерным и микроволновым импульсом, оно скажется в изменении фазы или контраста наблюдаемых интерференционных осцилляций. Таким образом, это возмущение может быть зарегистрировано. В этом смысле использованная экспериментальная методика представляет собой реализацию одноатомного интерферометра типа Маха-Цендера [см. Рис.3.19(б)], чувствительного к взаимодействию атома с окружением, в том числе и к процессам, связанным с потерей когерентности. Это может быть полезным для экспериментов по квантовым неразрушающим измерениям [160,161] и квантовым вычислениям с использованием ридберговских атомов.

Мы показали, что форма сигнала Ханле при микроволновых переходах в ридберговских атомах является функцией параметров лазерного и микроволнового импульсов. Наиболее важным параметром является поляризация

излучения. Поскольку сигналы могут быть численно рассчитаны для произвольных условий, форма сигнала позволяет определить неизвестную поляризацию микроволнового поля произвольной пространственной конфигурации. Эллиптичность этого поля приводит к появлению дополнительной структуры в сигнале. С другой стороны, если поляризация известна, можно определить магнитную структуру неизвестных ридберговских состояний. При увеличении времени взаимодействия (например, в случае холодных ридберговских атомов) следует ожидать очень узких резонансов Ханле и новых особенностей в сигналах.

Глава 4. Микроволновая спектроскопия когерентных и нелинейных процессов при многофотонных переходах между ридберговскими состояниями атомов Na.

Многофотонные переходы в атомах могут наблюдаться при резонансе суммарной энергии нескольких фотонов с энергетическим интервалом между двумя атомными уровнями. Этот эффект нелинеен по интенсивности излучения, и сопровождается одновременным поглощением или испусканием нескольких фотонов. В низковозбужденных атомах вероятности многофотонных переходов обычно малы и описываются в рамках теории возмущений [4-6]. В этом приближении вероятность K -фотонного перехода $m \rightarrow n$ на частоте ω в единицу времени составляет:

$$W_{mn} = 2\pi |D_{mn}| E^{2K} \rho_n, \quad (4.1)$$

где E – напряженность поля падающей волны, ρ_n – энергетическая плотность состояния n , а D_{mn} – многофотонный матричный элемент:

$$D_{mn} = \frac{1}{2^K} \sum_{sp\dots q} \frac{d_{ms} d_{sp} \dots d_{qn}}{[\omega_{sn} - (K-1)\omega] \dots [\omega_{qn} - \omega]} . \quad (4.2)$$

Здесь $sp\dots q$ промежуточные состояния, d_{ij} – дипольные матричные элементы однофотонных переходов между промежуточными состояниями, а ω_{ij} – соответствующие им частоты. В общем случае многофотонный матричный элемент мал, поэтому, вследствие сильной нелинейности процесса ($W_{mn} \sim E^{2K}$), для возбуждения многофотонных переходов требуются высокие интенсивности излучения. Исключение возникает тогда, когда один из промежуточных уровней попадает в точный резонанс с частотой электромагнитного поля, и многофотонный переход превращается в многоступенчатый. При этом

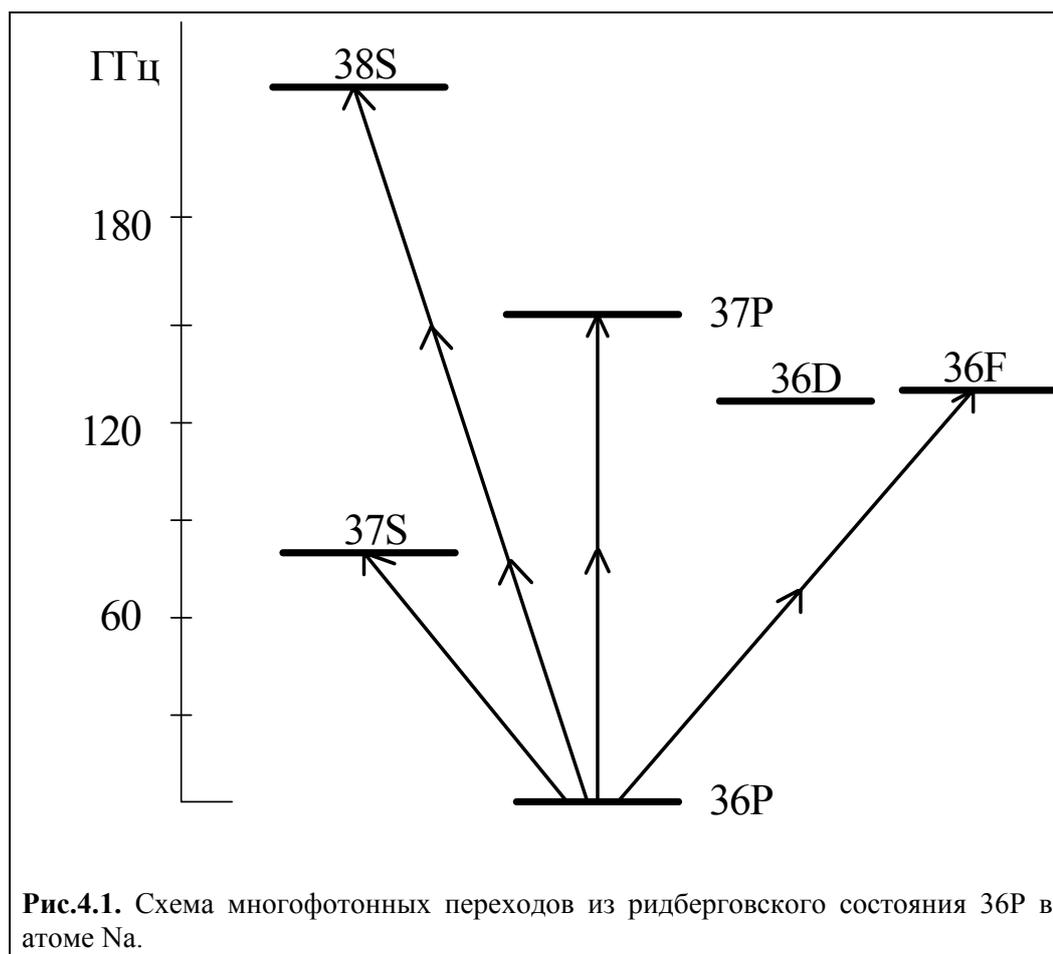
знаменатель в выражении (4.2) стремится к нулю, и вероятность многофотонного перехода может быть большой даже в слабом поле.

В атомах щелочных металлов многофотонные переходы между ридберговскими состояниями одинаковой четности (P–P, S–S) имеют большие вероятности вследствие специфических значений квантовых дефектов P и S серий (S-состояния расположены почти посередине между соседними P-состояниями). Это позволяет изучать особенности спектров многофотонных переходов при чрезвычайно низкой интенсивности микроволнового излучения.

В случае многофотонных микроволновых переходов в ридберговских атомах теория возмущений зачастую неприменима даже при значительных отстройках промежуточных уровней. Для описания поведения населенностей резонансных состояний следует использовать приближенные аналитические или численные решения, полученные с использованием многоуровневой модели атома. Такие расчеты демонстрируют, что при многофотонных переходах, как и при однофотонных, также возможно возникновение осцилляций Раби, полевое уширение резонансов, расщепление линий вследствие динамического эффекта Штарка и других когерентных и нелинейных процессов.

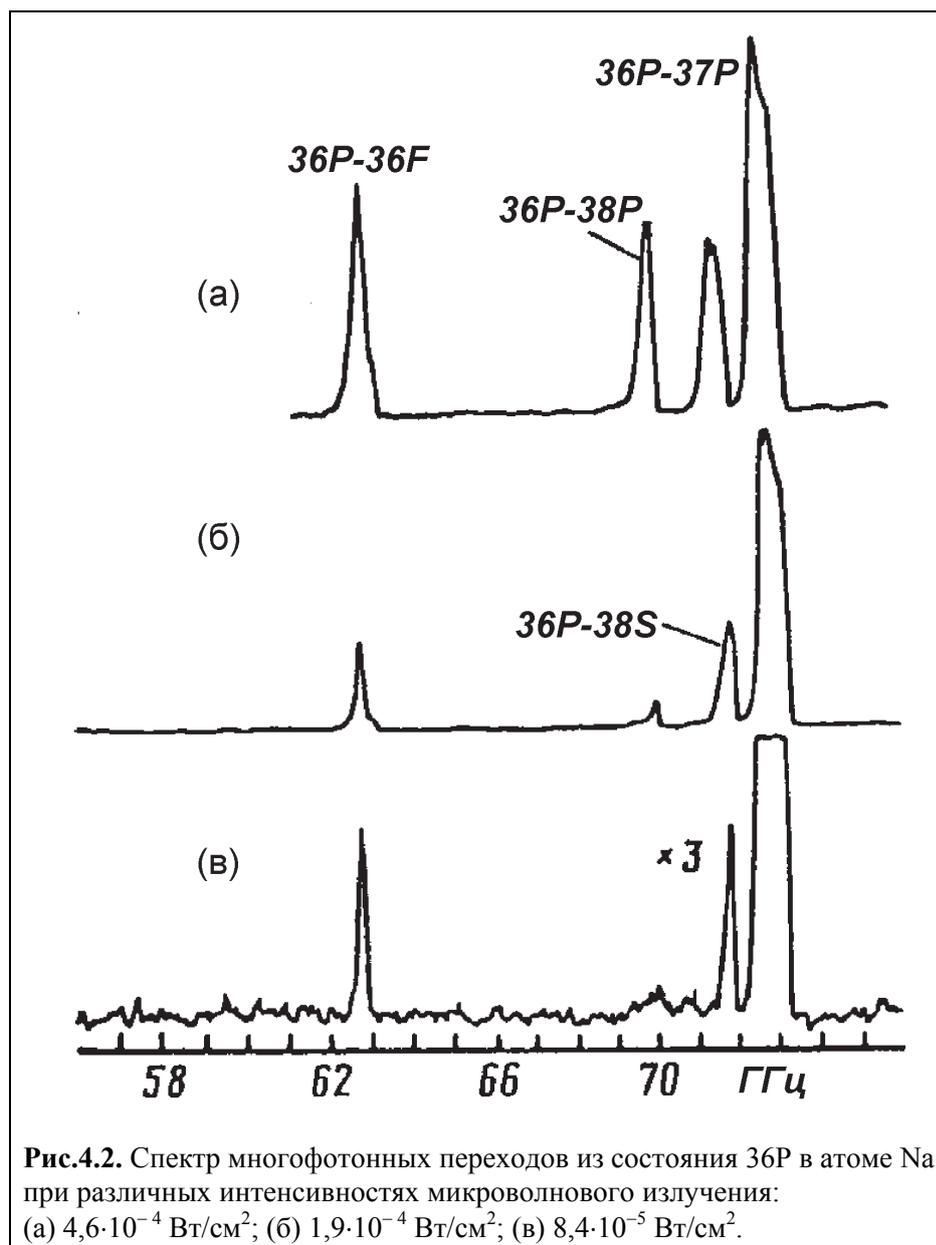
§4.1. Динамический эффект Штарка.

В наших экспериментах [23,24,26] многофотонные переходы выше четвертого порядка не наблюдались, поэтому мы ограничимся рассмотрением одно-, двух-, трех- и четырехфотонных переходов в атомах Na. На Рис.4.1 приведена расчетная схема многофотонных переходов из состояния 36P. Естественно ожидать, что при низких интенсивностях микроволнового излучения первым должен возникать однофотонный переход 36P–37S. Однако его прямое наблюдение связано с определенными трудностями, поскольку уровни 36P и 37S имеют близкие значения критических полей для СИЭП в случае адиабатического нарастания ионизирующего импульса, т.е. невозможно выделить сигнал заселенности только от уровня 37S. Поэтому в дальнейшем ионизирующее поле выбиралось таким, чтобы регистрировалась населенность уровней выше состояния 37S, вследствие чего пик, соответствующий переходу



36P–37S, отсутствует на панорамных спектрах. При низких интенсивностях должны наблюдаться двухфотонные переходы 36P–37P и 36P–37F, причем сечение перехода 36P–37P должно быть существенно больше из-за малой отстройки виртуального уровня двухфотонного перехода от реального 37S ($\Delta \approx 2,6$ ГГц). С повышением интенсивности ожидалось наблюдение многофотонных переходов более высокого порядка.

В предварительных экспериментах была сделана запись спектра поглощения микроволнового излучения в диапазоне 58–75 ГГц ридберговскими атомами натрия в состоянии 36P при различных интенсивностях СВЧ-поля (Рис.4.2). Абсолютная калибровка интенсивности микроволнового излучения осуществлялась по однофотонному динамическому эффекту Штарка на переходе 36P–37S (см. §3.3). При низкой интенсивности возбуждался только двухфотонный резонанс 36P–37P на частоте 72,7 ГГц. При увеличении амплитуды СВЧ-поля возникал двухфотонный резонанс 36P–36F на частоте



62,6 ГГц и трехфотонный резонанс 36P–38S на частоте 71,6 ГГц. Наконец, при максимальной интенсивности микроволнового излучения появлялся и четырехфотонный резонанс 36P–38P на частоте 69,7 ГГц. Некоторое отличие частот наблюдаемых переходов от приведенных в Табл.2.1 связано с неточностью абсолютной калибровки частоты используемого нами микроволнового генератора, поскольку в этом эксперименте отсутствовала схема привязки частоты к кварцевому синтезатору. При этом измерение разности частот в спектрах имело гораздо более высокую точность. Наблюдается заметное

полевое уширение и насыщение практически всех многофотонных резонансов. Быстрее всех насыщается, естественно, двухфотонный резонанс $36P-37P$.

Наиболее подробно нами были исследованы двухфотонные $nP \rightarrow (n+1)P$ переходы. Это связано с тем, что их с хорошей точностью можно аппроксимировать трехуровневой схемой с промежуточным уровнем $(n+1)S$ (Рис.4.1). Кроме того, P-состояния имеют малое число штарковских подуровней, что упрощает изучение влияния статического эффекта Штарка на спектры многофотонных переходов. Другие многофотонные переходы из P-состояний (двухфотонные P-F, трехфотонные P-S, , четырехфотонные P-P и т.д.) требуют рассмотрения многоуровневых систем, для описания которых трудно найти аналитические решения. Следует также отметить, что двухфотонные P-P переходы в ридберговских атомах Na исследовались нами впервые, поскольку ридберговская P-серия не возбуждается с помощью обычно используемых двухступенчатых лазерных схем.

На Рис.4.3 слева приведена расчетная схема двухфотонного перехода $36P-37P$, построенная по формулам (1.3)–(1.4). Положение промежуточного уровня $37S$, находящегося почти посередине между уровнями $36P$ и $37P$

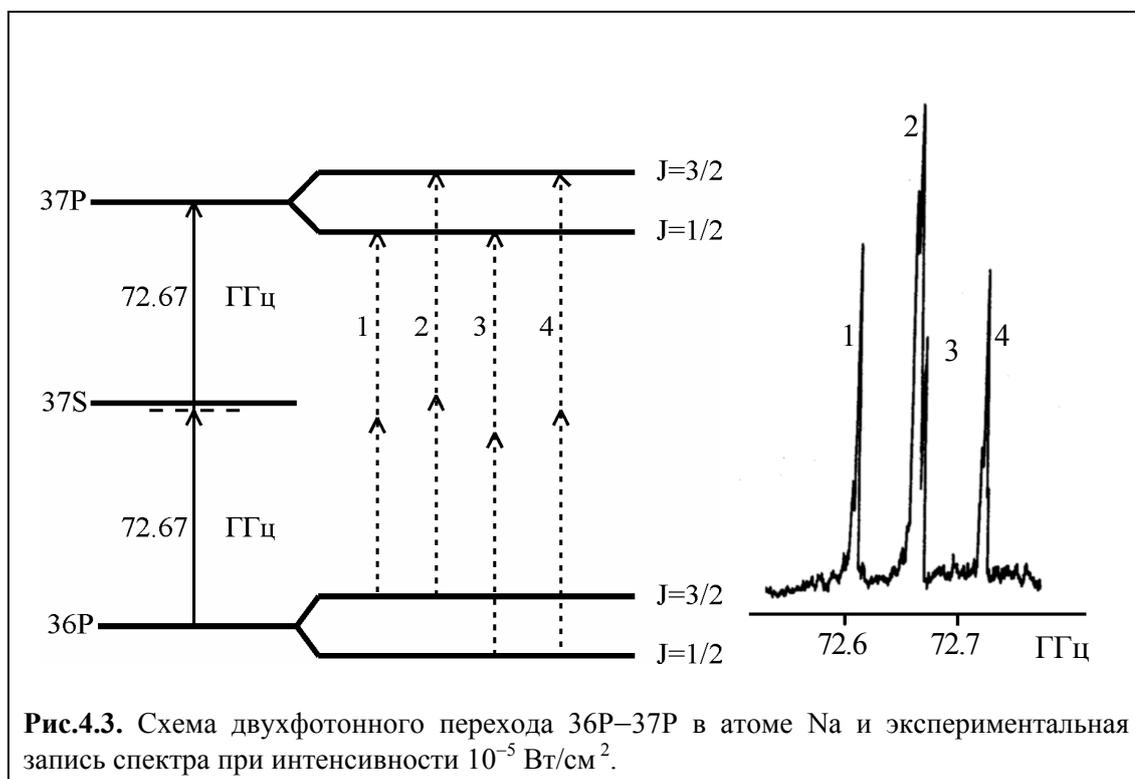


Рис.4.3. Схема двухфотонного перехода $36P-37P$ в атоме Na и экспериментальная запись спектра при интенсивности 10^{-5} Вт/см².

(отстройка от виртуального уровня двухфотонного перехода около 2,6 ГГц при частоте перехода 72,6 ГГц), позволяет, по крайней мере, при слабом микроволновом поле, рассматривать двухфотонный переход $36P-37P$ в приближении трехуровневой схемы. Ширина линии микроволнового генератора Г4–142 (< 2 МГц) даже без стабилизации частоты была много меньше интервалов тонкой структуры уровней $36P$ и $37P$ (соответственно 124 МГц и 114 МГц), что позволяло проводить записи спектров с высоким разрешением.

В отсутствие внешних полей спектр двухфотонного перехода $36P-37P$ содержит четыре пика, которые отвечают переходам между компонентами тонкой структуры этих уровней. Экспериментальная запись спектра представлена на Рис.4.3 справа. Наблюдаются все четыре компонента, соответствующие переходам (по мере возрастания частоты): $36P_{3/2} \rightarrow 37P_{1/2}$, $36P_{3/2} \rightarrow 37P_{3/2}$, $36P_{1/2} \rightarrow 37P_{1/2}$ и $36P_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$. Положения пиков и частотные интервалы между ними с хорошей точностью совпадают с расчетными. Как и следовало ожидать, наибольшей вероятностью обладает переход $36P_{3/2} \rightarrow 37P_{3/2}$, а наименьшей $36P_{1/2} \rightarrow 37P_{1/2}$ вследствие различных угловых частей дипольных моментов переходов с этих уровней на промежуточный уровень $37S$. Однако детальный анализ относительных интенсивностей компонент в спектре на Рис.4.3 затруднен в силу причин, указанных в §2.3. Многократные записи спектра показали, что соотношение амплитуд пиков зависит от настройки резонатора лазера третьей ступени, а также порога дискриминации системы регистрации. Воспроизводимость этих спектров довольно хорошая, что свидетельствует о том, что за время измерения флуктуации мод резонатора лазера усредняются и становятся несущественными. Следует также учесть, что за время взаимодействия с микроволновым полем атомы пролетают около двух миллиметров, что сравнимо с длиной волны микроволнового излучения, поэтому атом взаимодействует с усредненным в пространстве значением микроволнового поля. Пространственное распределение поля может изменяться в зависимости от частоты микроволнового излучения, поскольку оно вводится с открытого конца волновода в область плоского медного конденсатора, где возникают стоячие волны.

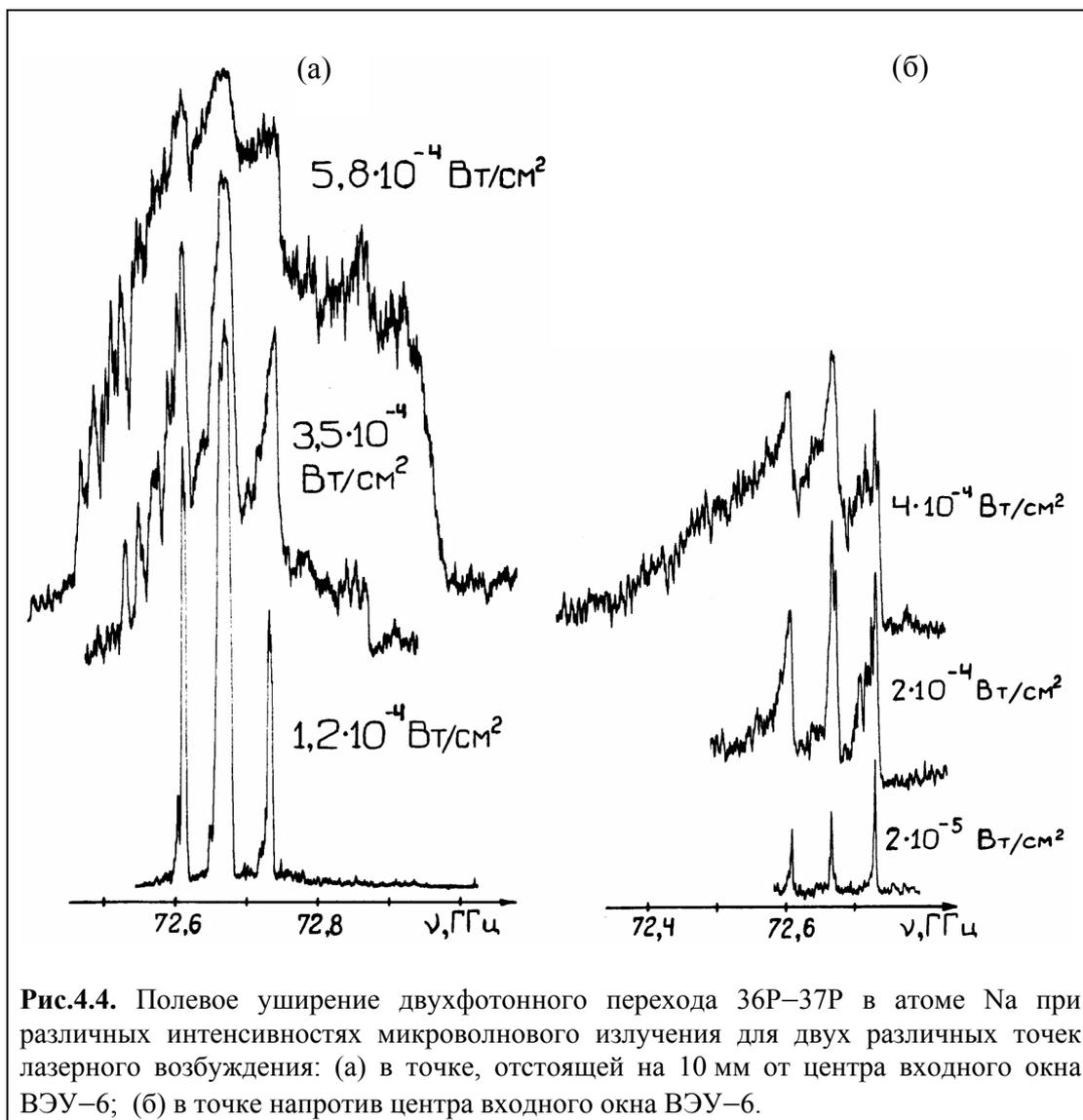


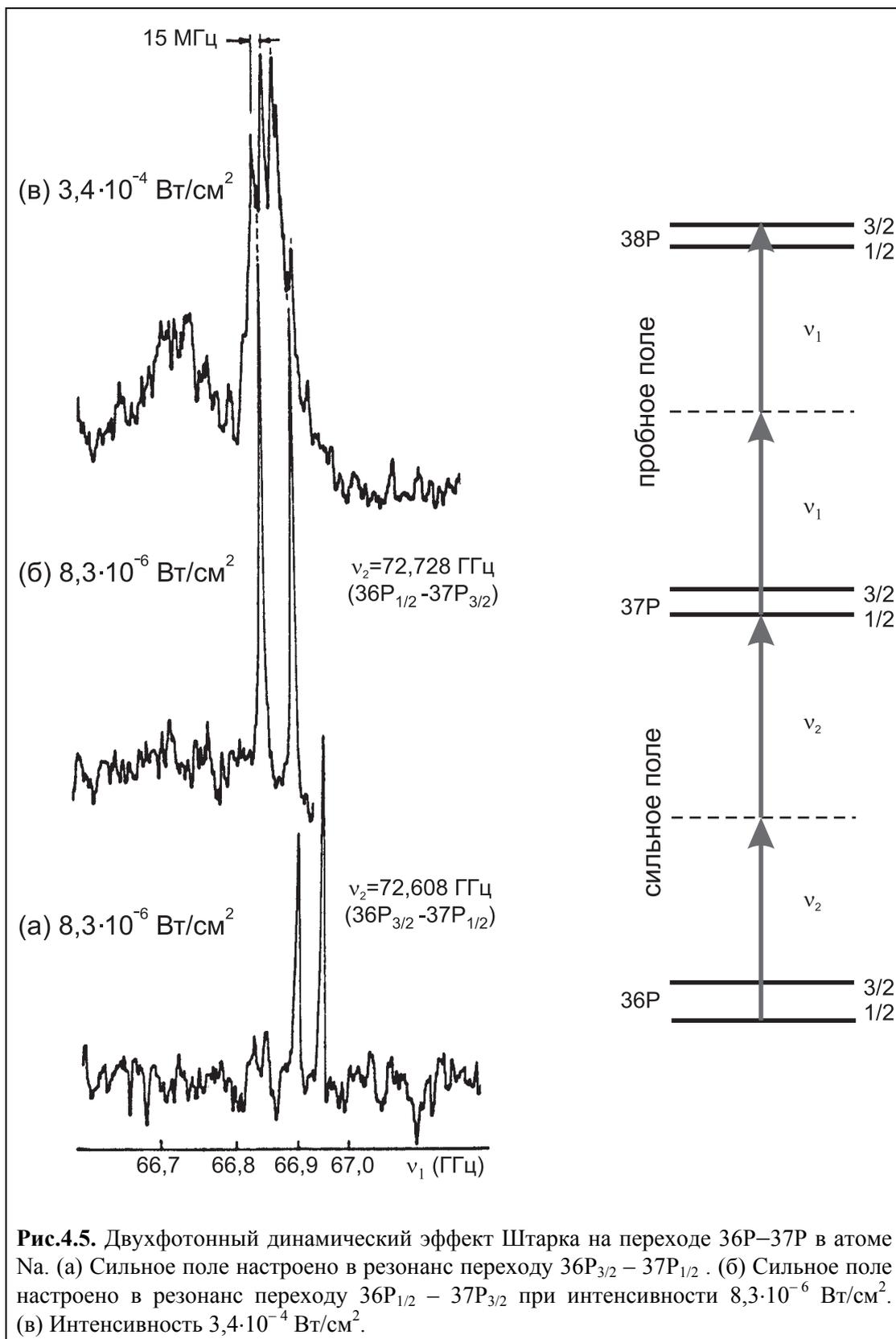
Рис.4.4. Полевое уширение двухфотонного перехода 36P–37P в атоме Na при различных интенсивностях микроволнового излучения для двух различных точек лазерного возбуждения: (а) в точке, отстоящей на 10 мм от центра входного окна ВЭУ–6; (б) в точке напротив центра входного окна ВЭУ–6.

Наглядным проявлением пролетных эффектов в системе регистрации служат записи, представленные на Рис.4.4, где приводятся спектры возбуждения двухфотонного перехода 36P–37P при различных мощностях микроволнового излучения. Рис.4.4 (а) и (б) соответствуют две различные точки лазерного возбуждения вдоль пучка Na. Для Рис.4.4(б) лазерное излучение фокусировалось напротив центра входного окна ВЭУ–6, а для Рис.4.4(а) было отнесено от этой точки на 10 мм. Микроволновое поле имеет изменяющиеся пространственные конфигурации в этих точках, поэтому атомы Na взаимодействуют с полями различной степени неоднородности. Это сказывается в том, что наблюдается сильное асимметричное полевое уширение и насыщение отдельных пиков при

увеличении интенсивности микроволнового излучения. При максимальной интенсивности для Рис.4.4(а) полевое уширение превышает интервалы тонкой структуры, в результате чего спектр поглощения представляет собой сплошную полосу.

Эффект полевого уширения можно использовать, наряду с однофотонным динамическим эффектом Штарка, для абсолютной калибровки интенсивности микроволнового излучения сложной пространственной конфигурации. Точность таких измерений определяется искажением лоренцевского контура вследствие асимметричного полевого уширения. Возможно, этот эффект связан с действием динамического эффекта Штарка при пролете через пространственно неоднородное сильное микроволновое поле, однако какие-либо оценки здесь трудно привести. Обращает на себя внимание появление широкой непрерывной полосы поглощения при максимальной мощности микроволнового излучения, причем на Рис.4.4(а) она возникает в области более высоких частот относительно частоты перехода $36P-37P$, в то время как на Рис.4.4(б) – в области более низких частот и имеет несколько иной характер.

Наличие полевого уширения резонансов двухфотонного поглощения позволило нам впервые поставить вопрос о прямом наблюдении двухфотонного динамического эффекта Штарка. Ранее сдвиг линии двухфотонного поглощения наблюдался только в оптическом эксперименте [162] на двухфотонном переходе $3S-4D$ в атоме Na. Однако более интересным представлялось наблюдение расщепления линии за счет двухфотонного динамического эффекта Штарка методом "пробного" поля. Такой эксперимент был впервые осуществлен в нашей работе [27]. Схема переходов приведена на Рис.4.5 справа. "Сильное" поле было настроено в резонанс с одной из компонент тонкой структуры двухфотонного перехода $36P-37P$, а "пробное" поле перестраивалось в окрестности двухфотонного перехода $37P-38P$. При этом регистрировались атомы, возбуждаемые в состояние $38P$. На Рис.4.5 слева приведены записи спектра поглощения "пробного" поля для двух интенсивностей "сильного" поля. Рис.4.5(а) соответствует "сильному" полю, настроенному в резонанс с переходом $36P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2}$, а Рис.4.5(б,в) переходу $36P_{1/2} \rightarrow 37S_{1/2}$. При увеличении интенсивности "сильного" поля наблюдалось полевое расщепление линии



двухфотонного поглощения. Это первое прямое наблюдение расщепления за счет двухфотонного динамического эффекта Штарка.

Для анализа динамического эффекта Штарка на двухфотонном переходе 36P–37P воспользуемся приближением трехуровневой схемы 36P–37S–37P (Рис.4.6). Амплитуды вероятностей описываются следующей системой уравнений (в пренебрежении релаксацией уровней) [20]:

$$\begin{cases} \dot{a}_0 = -i\Omega_{01}e^{-i(\Delta-\delta)t}a_1 \\ \dot{a}_1 = -i\Omega_{10}e^{i(\Delta-\delta)t}a_0 - i\Omega_{12}e^{i(\Delta+\delta)t}a_2 \\ \dot{a}_2 = -i\Omega_{21}e^{-i(\Delta+\delta)t}a_1 \end{cases} \quad (4.3)$$

где Δ – отстройка виртуального уровня двухфотонного перехода $0 \rightarrow 2$ от

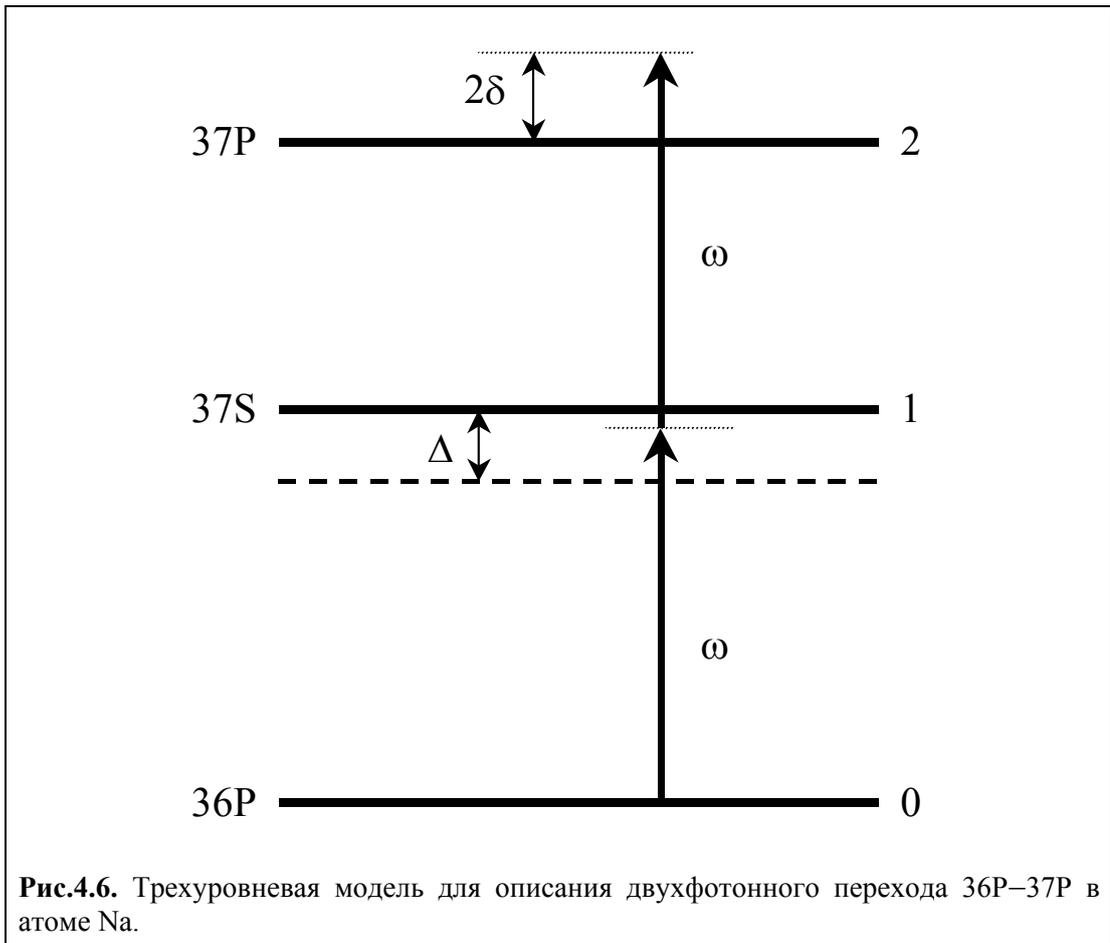


Рис.4.6. Трехуровневая модель для описания двухфотонного перехода 36P–37P в атоме Na.

реального уровня 1, δ – отстройка частоты микроволнового поля от невозмущенной частоты двухфотонного перехода, $\Omega_{ij} = d_{ij}E/(2\hbar)$. Решение системы (4.3) сводится к решению кубического уравнения:

$$\mu^3 + (\Delta + 3\delta)\mu^2 + [2\delta(\Delta + \delta) - |\Omega_{01}|^2 - |\Omega_{12}|^2]\mu - 2|\Omega_{12}|^2\delta = 0, \quad (4.4)$$

если искать решение в виде $a_2 \sim e^{i\mu t}$. Аналитическое решение может быть найдено для случая $\delta \ll |\Omega_{01}|^2, |\Omega_{12}|^2$. Корнями уравнения (4.4) являются величины

$$\begin{aligned} \mu_1 &= -\Delta - \delta \\ \mu_2 &= -\delta - \sqrt{(\delta - \delta_{onm})^2 + |\Omega_{02}|^2} \\ \mu_3 &= -\delta + \sqrt{(\delta - \delta_{onm})^2 + |\Omega_{02}|^2} \end{aligned} \quad (4.5)$$

где $\delta_{onm} = (|\Omega_{01}|^2 - |\Omega_{12}|^2)/(2\Delta)$ – оптимальная частота двухфотонного перехода, при которой возникают полные осцилляции населенностей; $\Omega_{02} = \Omega_{01}\Omega_{12}/\Delta$ – двухфотонная частота Раби. При включении микроволнового поля в момент времени $t=0$ [начальные условия $a_0(0) = 1, a_1(0) = a_2(0) = 0$] эволюция амплитуды вероятности верхнего уровня описывается выражением:

$$\begin{aligned} a_2(t) &= \frac{\Omega_{02}}{2\sqrt{(\delta - \delta_{onm})^2 + |\Omega_{02}|^2}} \exp(-i\delta t) \times \\ &\left\{ \exp\left[i\sqrt{(\delta - \delta_{onm})^2 + |\Omega_{02}|^2} t\right] - \exp\left[-i\sqrt{(\delta - \delta_{onm})^2 + |\Omega_{02}|^2} t\right] \right\} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Как и в случае однофотонного перехода, находим, что сдвиг "центра тяжести" уровня 2 составляет δ , а расщепление определяется величиной:

$$\Delta\omega = 2\sqrt{(\delta - \delta_{onm})^2 + |\Omega_{02}|^2}. \quad (4.7)$$

Квадрат модуля a_2 описывает поведение населенности уровня 2:

$$|a_2|^2 = \frac{|\Omega_{02}|^2}{(\delta - \delta_{om})^2 + |\Omega_{02}|^2} \sin^2 \sqrt{(\delta - \delta_{om})^2 + |\Omega_{02}|^2} t. \quad (4.8)$$

Частота максимума поглощения двухфотонного перехода оказывается сдвинутой на величину δ_{om} , а ширина перехода определяется $|\Omega_{02}|$. Должны возникать и полные осцилляции Раби, однако в наших экспериментах такого эффекта при изменении длительности микроволнового импульса не наблюдалось. Это связано с тем, что длительность фронтов нарастания и спада этого импульса (около 250 нс) была сравнима с периодом осцилляции Раби, поэтому картина осцилляции замыкалась. На появлении расщепленных компонент такой эффект не сказывался.

В этих и последующих экспериментах калибровка мощности микроволнового излучения осуществлялась по полевому уширению перехода $36P_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ на Рис.4.4(а), которое определяется частотой Раби двухфотонного перехода. В приближении трехуровневой схемы населенность верхнего уровня двухфотонного перехода дается формулой (4.8). Множитель перед синусом определяет лоренцевскую линию поглощения и ее ширину. Соответственно полевое уширение описывается следующим соотношением:

$$\Delta\nu = \frac{E^2}{2h^2\Delta} \left| \langle 36P_{1/2} | d_z | 37S_{1/2} \rangle \langle 37S_{1/2} | d_z | 37P_{3/2} \rangle \right|. \quad (4.9)$$

Расчетные значения дипольных матричных элементов были приведены в §3.3. В результате получаем связь интенсивности микроволнового излучения с полевым уширением двухфотонного перехода $36P_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$:

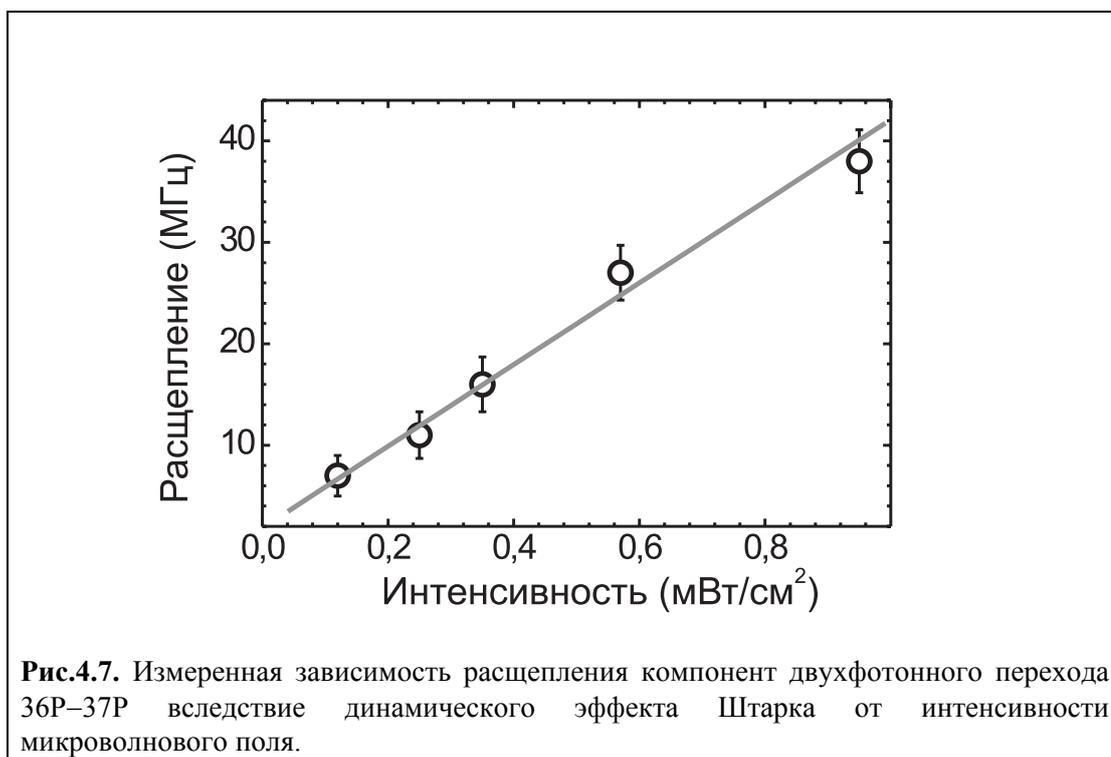
$$I(\text{Вт/см}^2) \sim 1,2 \cdot 10^{-5} \Delta\nu \text{ (МГц)}. \quad (4.10)$$

Для среднего спектра на Рис.4.4(а) (уширение ~ 30 МГц) это выражение определяет интенсивность микроволнового излучения $\approx 3,5 \cdot 10^{-4}$ Вт/см². Интенсивность для других спектров в дальнейшем измерялись относительно

этой точки согласно калибровке аттенюатора генератора микроволнового излучения. Сдвиги максимумов пиков в сильном поле за счет динамического эффекта Штарка не наблюдались, т.к. их величины лежали в пределах точности измерений частоты (для перехода $36P_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$, величина сдвига составляет 200 кГц при $I = 10^{-5}$ Вт/см²).

При калиброванной интенсивности микроволнового излучения $3,4 \cdot 10^{-4}$ Вт/см² на Рис.4.5(в) представляет интерес сравнить экспериментальное значение динамического штарковского расщепления (15 ± 3) МГц с величиной, определяемой (4.7). Используя полученные ранее значения дипольных моментов, получаем при указанной интенсивности расчетную величину $\Delta\nu = 13$ МГц. Учитывая точность абсолютной калибровки мощности ($\sim 20\%$), можно сказать, что наблюдается довольно хорошее согласие теории и эксперимента.

Следует также упомянуть, что в отличие от эффекта Ауслера-Таунса на однофотонных переходах, который описывается выражением (3.3), двухфотонная частота Раби Ω_{02} должна линейно зависеть от интенсивности микроволнового поля. Это согласуется с нашим экспериментом. На Рис.4.7



приведена измеренная зависимость расщепления компонент двухфотонного перехода 36P–37P вследствие динамического эффекта Штарка от интенсивности микроволнового поля, которая хорошо аппроксимируется линейной функцией. Это является дополнительным подтверждением "двухфотонности" динамического эффекта Штарка. Такая зависимость может представлять интерес для изучения статистических свойств микроволнового излучения, например, в недавно открытом двухфотонном микромазере [163].

В аналогичном эксперименте двухфотонный динамический эффект Штарка наблюдался также на переходе 37P–38P (Рис.4.8). В этом случае "пробное" поле сканировалось в окрестности одной из компонент тонкой структуры перехода 36P–37P. При включении сильного поля [Рис.4.8(б,в)] наблюдается не только

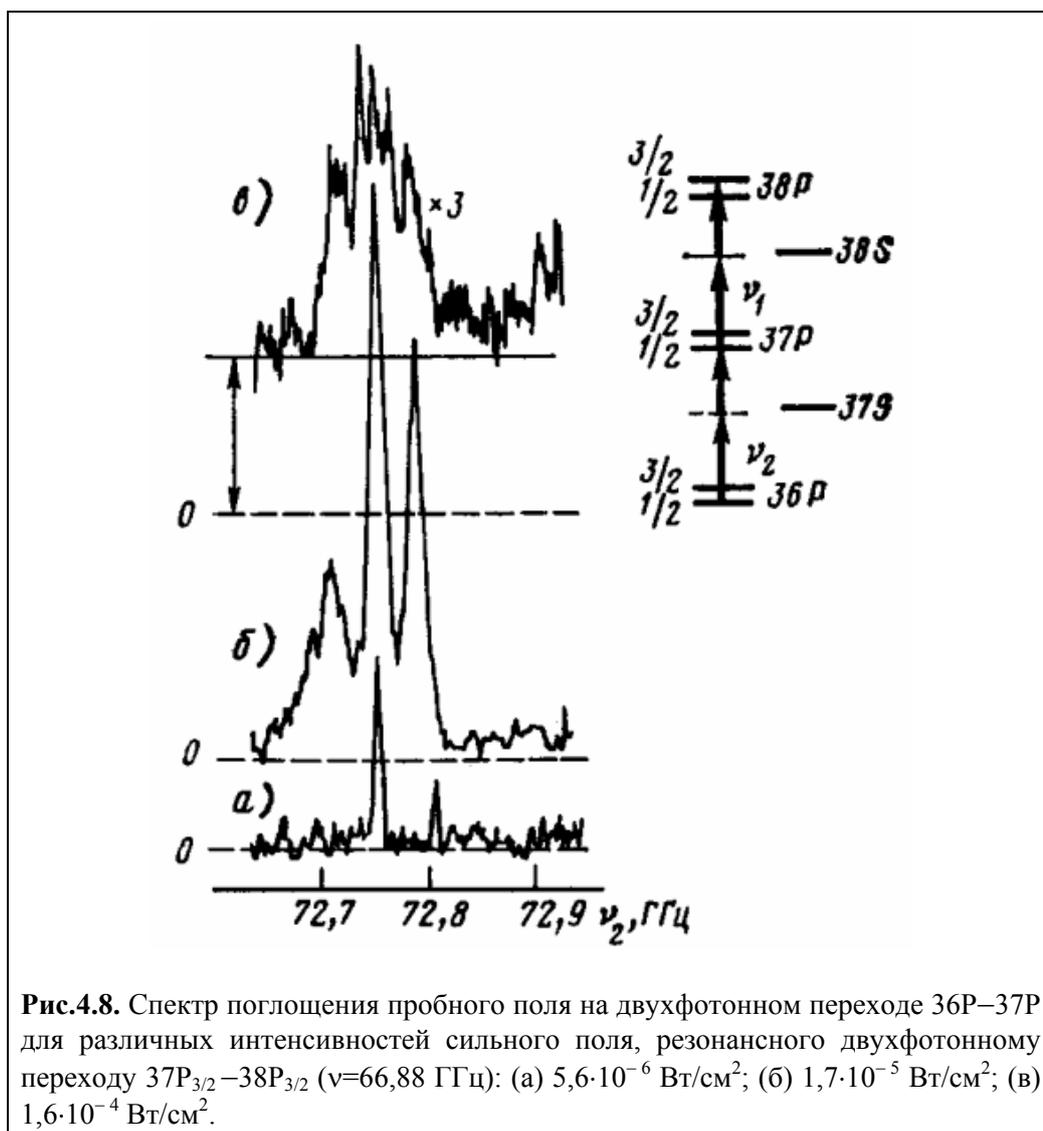
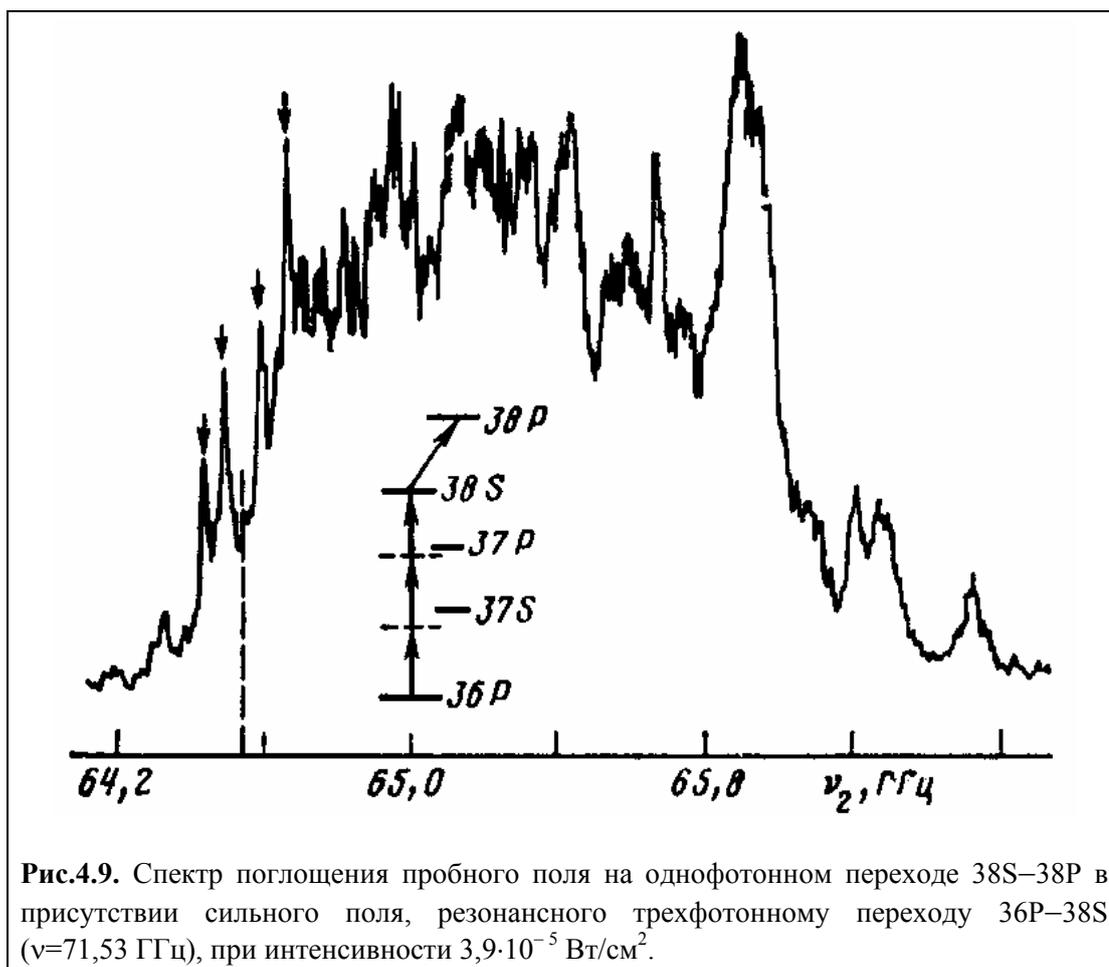


Рис.4.8. Спектр поглощения пробного поля на двухфотонном переходе 36P–37P для различных интенсивностей сильного поля, резонансного двухфотонному переходу $37P_{3/2} - 38P_{3/2}$ ($\nu = 66,88$ ГГц): (а) $5,6 \cdot 10^{-6}$ Вт/см²; (б) $1,7 \cdot 10^{-5}$ Вт/см²; (в) $1,6 \cdot 10^{-4}$ Вт/см².

расщепление компонент перехода $36P-37P$, но и возникновение третьей компоненты тонкой структуры. По-видимому, это связано с тем, что полевое уширение перемешивает компоненты тонкой структуры уровней $37P$ и $38P$. Это проявляется также в возникновении широкой подкладки сигнала в сильном поле.

Наконец, был поставлен также эксперимент по наблюдению динамического эффекта Штарка на трехфотонном переходе $36P-38S$, при этом пробное поле прикладывалось к переходу $38S-38P$ (Рис.4.9). Измерялась населенность уровня $38P$. Здесь наблюдается довольно широкий спектр, содержащий как узкие, так и широкие резонансы. Пунктиром указана частота невозмущенного однофотонного перехода, а стрелками – расщепившиеся компоненты.

Наличие большого числа новых резонансов, явно не связанных с частотами резонансных переходов в атоме, свидетельствует о том, что уже при



относительно небольших интенсивностях микроволновых полей излучение и ридберговский атом образуют сильно связанную систему, и обычные представления, основанные на теории возмущений, не описывают адекватно наблюдаемые явления. Упрощающие приближения, лежащие в основе резонансного взаимодействия, для такой многоуровневой системы, какой является ридберговский атом, нарушаются сравнительно быстро, так как индуцированные микроволновым излучением сдвиги уровней и их уширение могут сравниться с расстоянием между соседними состояниями.

Естественно, что наиболее логично искать интерпретацию данных эффектов в рамках теоретической модели атома "одетого" полем [6,7,164-166]. В этом подходе понятие резонанса приобретает гораздо более широкий смысл, и включает в себя резонансность не только основных частот системы и поля, но и его гармоник. В модели "одетого" атома вначале ищется собственное состояние комбинированной системы атом + поле накачки. В результате получается структура энергетических уровней "одетого" атома и, значит, выявляется его спектр поглощения и испускания. Как известно, простейший случай взаимодействия двухуровневой системы с интенсивным резонансным полем, рассматриваемый с помощью квазиэнергетических состояний [6,7,167] дает расщепление вследствие динамического эффекта Штарка (эффект Аутлера-Таунса). Модель "одетого" атома сравнительно легко обобщается для трехуровневой системы, взаимодействующей с двумя резонансными полями. Структура энергетических уровней "одетого" атома в этом случае является набором триплетов. Если зондируется переход с одного из трех уровней на четвертый, то спектр поглощения должен состоять из трех линий. В этом и заключается эффект Аутлера-Таунса для трехуровневой системы.

В нашем случае наличие тонкой структуры Р-состояний, характерные параметры которой сравнимы с полевыми сдвигами и уширениями, может существенно усложнять картину, поскольку возникает несколько каналов переходов из начального состояния в конечное, которые могут интерферировать [168]. Результатом может быть изменение интенсивностей, либо полное исчезновение некоторых компонент, когда тонкое расщепление становится меньше частоты Раби. Некоторые из этих эффектов наблюдались нами

экспериментально, в частности полевое уширение и изменение вероятностей переходов в электрическом поле.

§4.2. Статический эффект Штарка на многофотонных переходах.

Эффект Штарка в постоянном электрическом поле может существенно влиять на спектры и динамику многофотонных переходов в ридберговских атомах, поскольку он вызывает не только расщепление и сдвиг уровней, но и изменяет вероятности многофотонного поглощения в результате изменения волновых функций и отстроек реальных промежуточных уровней от виртуальных.

На Рис.4.10 приведена сделанная нами экспериментальная запись панорамного спектра возбуждения двух- и трехфотонных переходов из состояния $35P$ в присутствии статического электрического поля 6 и 12 В/см [28]. Видно, что при включении поля спектр изменяется радикальным образом. Во-первых, наблюдается резкое увеличение вероятности и сильное расщепление линии двухфотонного перехода $35P-35F$. Изменяются интенсивности компонент в спектре. Наконец, изменяется положение резонансов, когда штарковские компоненты F-состояний пересекаются с P-состояниями, испытывающими квадратичный штарковский сдвиг.

Изолированный уровень $35F$ в слабом электрическом поле должен расщепляться на 4 компоненты, однако число компонент в спектре Рис.4.10 существенно превышает эту величину. Дело в том, что из-за малости квантового дефекта D, F, G, H ... состояний уже в слабом поле они перемешиваются и спектр должен соответствовать линейному эффекту Штарка в атоме водорода для уровня $n = 35$ за вычетом S и P состояний.

Для полного анализа влияния статического эффекта Штарка на спектры микроволновых переходов в атомах Na нами был сделан численный расчет штарковской диаграммы ридберговских уровней. Расчет дипольных моментов переходов между ридберговскими состояниями осуществлялся прямым интегрированием уравнения Шредингера. Собственные значения энергий уровней для любой напряженности электрического поля E определялись

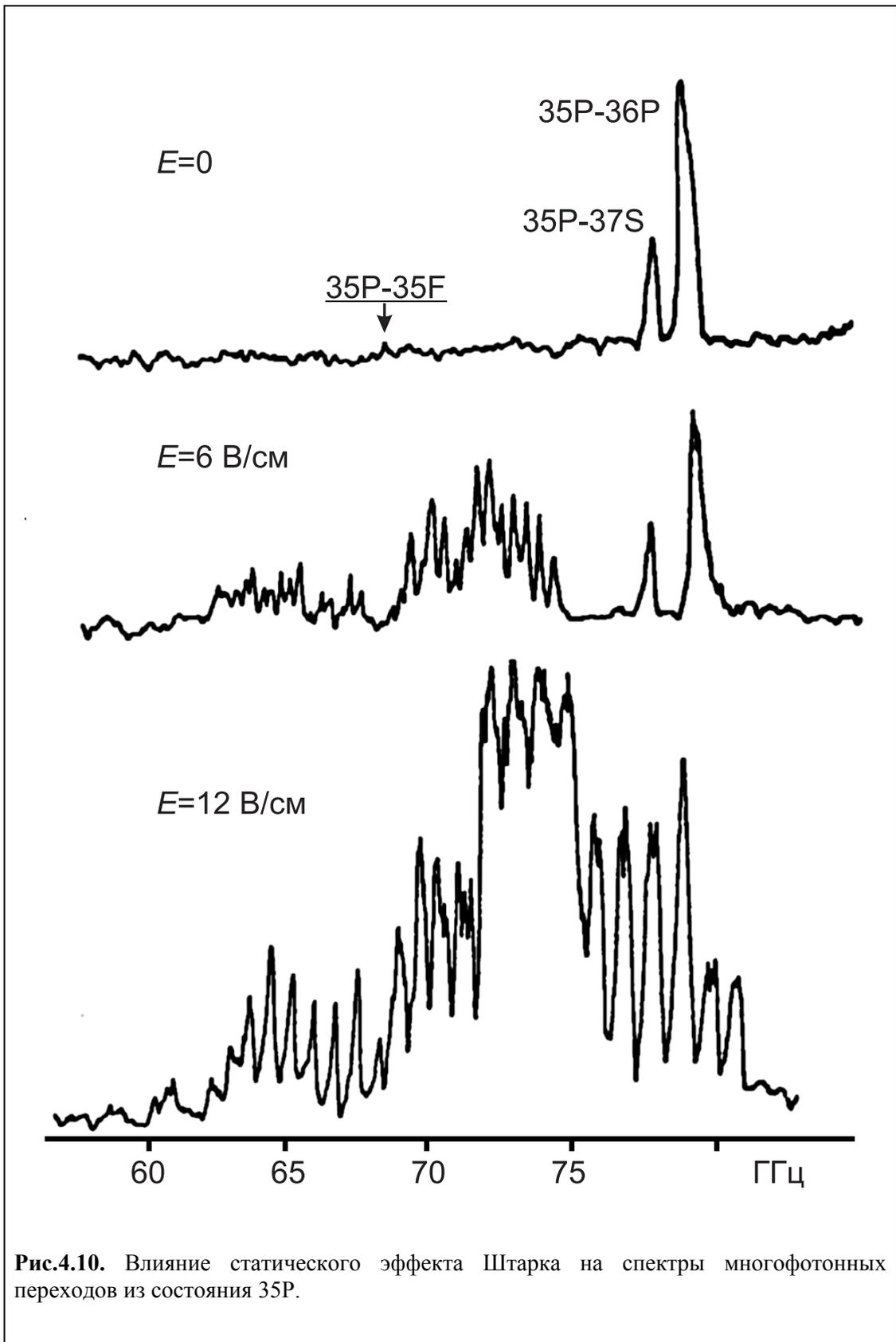


Рис.4.10. Влияние статического эффекта Штарка на спектры многофотонных переходов из состояния $35P$.

методом диагонализации матрицы гамильтониана взаимодействия атома с полем [80]:

$$\hat{H}_E = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}, \quad (4.11)$$

где \mathbf{d} – оператор дипольного момента атома. В качестве базиса невозмущенных состояний были взяты штарковские подуровни тонкой структуры $nLJM$ состояний $n = 34-39$. На Рис.4.11 приведена штарковская диаграмма, полученная для состояний с $|M| = 1/2$. Аналогичные диаграммы были построены и для состояний с $|M| = 3/2$. Точность расчетов определялась в основном точностью использованных значений квантовых дефектов.

Как видно из Рис.4.11, для ридберговских состояний с моментом $L \geq 2$ действительно характерен линейный эффект Штарка, который полностью перемешивает эти состояния аналогично тому, как это происходит в атоме водорода. Такое перемешивание вызывает изменение волновых функций и вероятностей многофотонных переходов в электрических полях >1 В/см, что и наблюдалось на экспериментальной записи Рис.4.10 для перехода 35P–35F. В то же время, S и P состояния, обладающие значительным квантовым дефектом, характеризуются квадратичным эффектом Штарка, поэтому наблюдаемое расщепление линий перехода 35P–35F обусловлено в основном расщеплением состояния 35F.

Наиболее детально нами было исследовано влияние эффекта Штарка на двухфотонный переход 36P–37P. Интерес к этому переходу вызван тем, что, как видно из Рис.4.11, при включении электрического поля отстройка Δ реального промежуточного уровня 37S от виртуального промежуточного уровня двухфотонного перехода быстро уменьшается, и при определенном значении поля $E_{кр} \cong 6-7$ В/см двухфотонный резонанс превращается в точный двойной резонанс 36P→37S→37P. В такой ситуации вероятность перехода должна возрасти на несколько порядков, что приведет к появлению в спектре поглощения широкой полосы вместо отдельных узких пиков, соответствующих переходам между компонентами тонкой структуры P состояний. Это явление, названное нами "двойной штарковский резонанс" (ДШР), действительно наблюдалось в экспериментах [30-33].

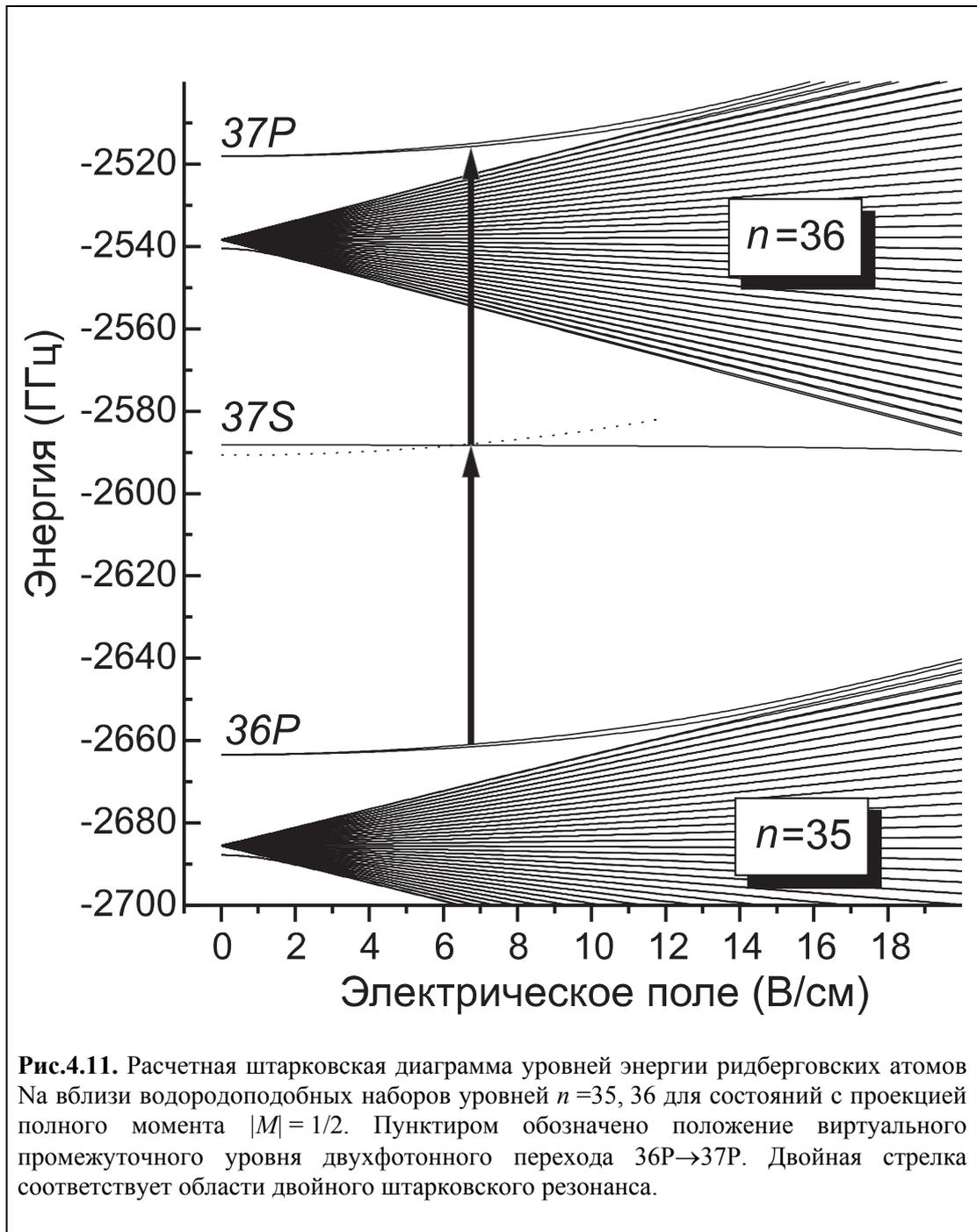


Рис.4.11. Расчетная штарковская диаграмма уровней энергии ридберговских атомов На вблизи водородоподобных наборов уровней $n = 35, 36$ для состояний с проекцией полного момента $|M| = 1/2$. Пунктиром обозначено положение виртуального промежуточного уровня двухфотонного перехода $36P \rightarrow 37P$. Двойная стрелка соответствует области двойного штарковского резонанса.

Как известно, в первом приближении сдвиг центра тяжести и расщепление P-состояний в слабом электрическом поле описываются формулой квадратичного эффекта Штарка [1]:

$$\Delta W = -\frac{1}{2} \left(\alpha_0 + \alpha_2 \frac{3M^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} \right) E^2, \quad (4.12)$$

где α_0 , α_2 – скалярная и тензорная поляризуемости, которые растут с увеличением главного квантового числа ридберговского состояния $\sim n^7$.

В наших экспериментах исследование эффекта Штарка на двухфотонном переходе 36P–37P проводилось в слабых полях (< 10 В/см), что обеспечивало близкий к квадратичному режим поведения уровней в электрическом поле. На Рис.4.12 представлена качественная штарковская диаграмма для уровней 36P, 37P и 37S (масштабы частот не соблюдены). Электрическое поле снимает вырождение по абсолютной величине проекции момента $|M|$, однако сохраняется

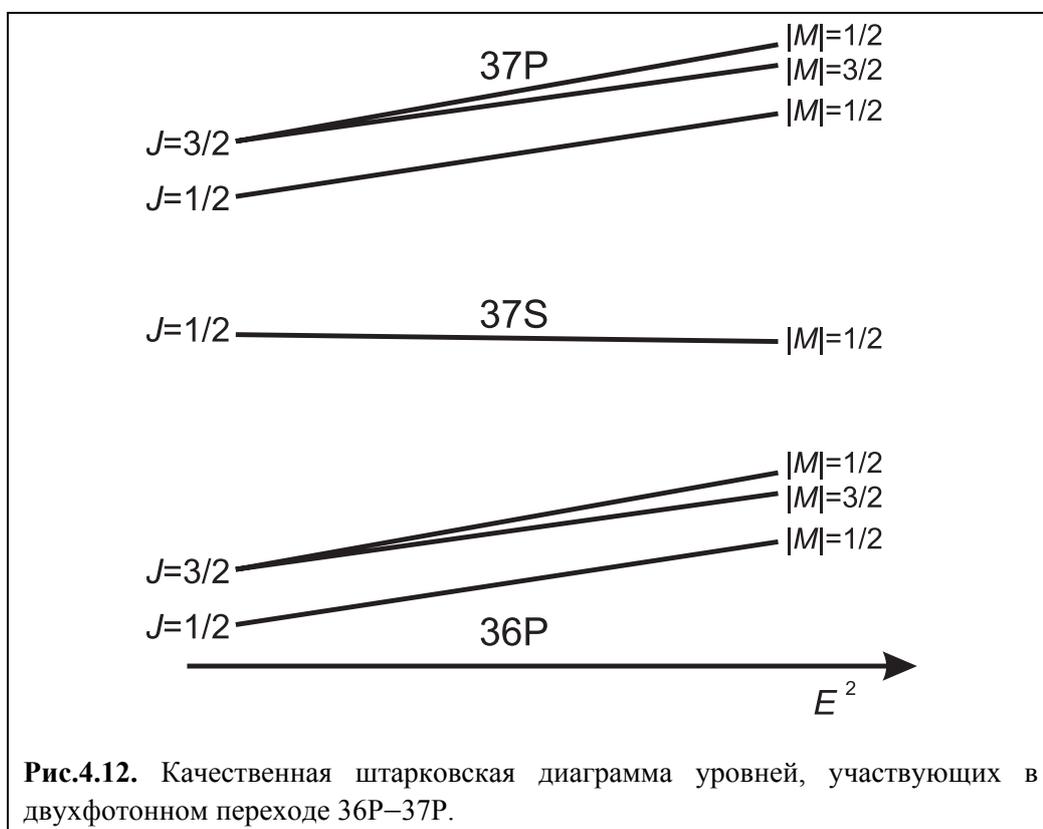


Рис.4.12. Качественная штарковская диаграмма уровней, участвующих в двухфотонном переходе 36P–37P.

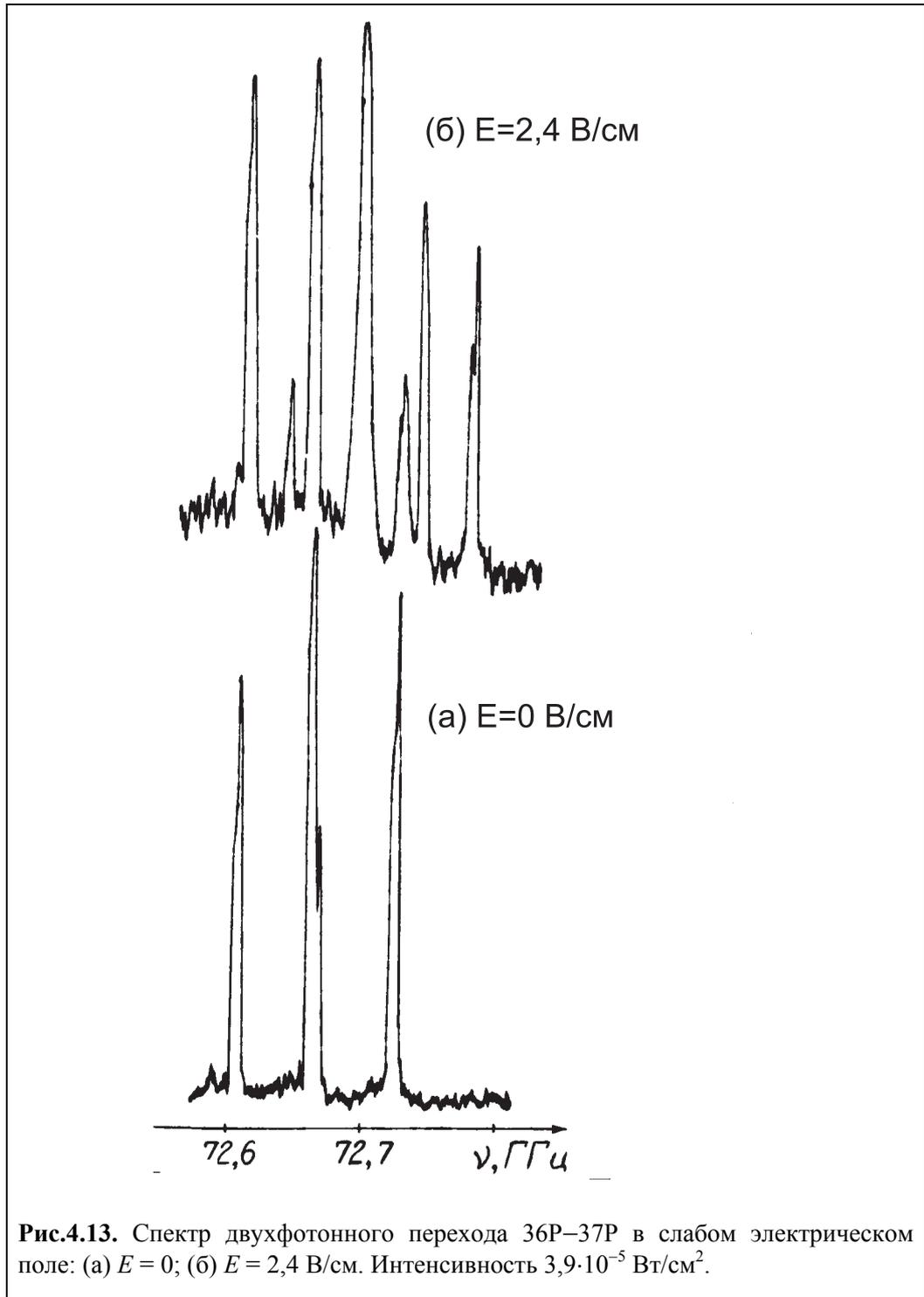
двукратное вырождение каждого из штарковских подуровней $J, |M|$ по направлению проекции момента. В результате в спектре двухфотонного перехода $36P-37P$ в электрическом поле должны наблюдаться 9 компонент, соответствующих переходам между различными штарковскими подуровнями.

На Рис.4.13 приведены экспериментальные записи спектра двухфотонного перехода $36P-37P$ в отсутствие электрического поля (а) и при включении слабого электрического поля напряженностью 2,4 В/см (б). Интенсивность микроволнового излучения подбиралась таким образом, чтобы амплитуды сигналов в штарковском спектре были достаточны для их регистрации, а компоненты спектра при $E = 0$ не испытывали полевого уширения.

В спектре на Рис.4.13(б) наблюдаются 7 компонент. Этот спектр позволил провести измерение скалярных и тензорных поляризуемостей уровней $36P$ и $37P$. Частотный интервал между двумя крайними низкочастотными компонентами (они соответствуют переходам $36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37P_{1/2, 1/2}$ и $36P_{3/2, 3/2} \rightarrow 37P_{1/2, 1/2}$) определяет тензорную поляризуемость уровня $36P_{3/2}$. С учетом погрешности измерений, которая задается точностью измерения разности частот (2 МГц) и напряженности электрического поля ($\sim 0,1$ В/см), получено значение $\alpha_2(36P_{3/2}) = (10,4 \pm 1)$ МГц/(В/см)². Аналогично, две крайние высокочастотные компоненты (переходы $36P_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 3/2}$ и $36P_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 1/2}$) дают $\alpha_2(37P_{3/2}) = (13,7 \pm 1)$ МГц/(В/см)².

С определением скалярных поляризуемостей дело обстоит несколько сложнее, поскольку промежуточные компоненты спектра не могут быть идентифицированы без знания значений $\alpha_0(36P)$ и $\alpha_0(37P)$, а из упомянутых четырех компонент можно извлечь только разности скалярных поляризуемостей.

Предварительный анализ спектра показал, что для того, чтобы правильно его описать следует учесть зависимость α_0 от компоненты тонкой структуры, т.е. считать $\alpha_0(36P_{1/2})$ и $\alpha_0(36P_{3/2})$ различными, хотя и близкими величинами [то же относится и к $\alpha_0(37P_{1/2})$ и $\alpha_0(37P_{3/2})$]. При этом величины α_0 с одинаковыми J и разными n должны быть связаны между собой законом (1.12):



$$\begin{cases} \alpha_0(37P_{1/2}) = \alpha_0(36P_{1/2}) \left[\frac{37 - \delta(37P_{1/2})}{36 - \delta(36P_{1/2})} \right]^7 \\ \alpha_0(37P_{3/2}) = \alpha_0(36P_{1/2}) \left[\frac{37 - \delta(37P_{3/2})}{36 - \delta(36P_{3/2})} \right]^7 \end{cases} \quad (4.13)$$

где $\delta(nP_J)$ – квантовый дефект Р-уровня в атоме Na, который дается выражениями (1.3).

С учетом сказанного выше, спектр на Рис.4.13(б) определяет величины:

$$\alpha_0(36P_{3/2}) - \alpha_0(37P_{1/2}) = (15,1 \pm 1,5) \text{ МГц}/(\text{В}/\text{см})^2, \quad (4.14)$$

$$\alpha_0(36P_{1/2}) - \alpha_0(37P_{3/2}) = (25,2 \pm 2) \text{ МГц}/(\text{В}/\text{см})^2. \quad (4.15)$$

Используя (4.13), получаем замкнутую систему уравнений, что позволяет вычислить значения скалярных поляризуемостей для уровней 36Р и 37Р. Результаты всех измерений представлены в Табл.4.1. Там же приводятся значения поляризуемостей, вычисленные согласно данным теоретической работы [78] (расчет квадратичного эффекта Штарка проводился с использованием дипольных матричных элементов, полученных в ВКБ–МКД приближении), а также численно рассчитанных нами по штарковской диаграмме на Рис.4.11. Сравнение теоретических значений с нашим экспериментом показало очень хорошее согласие с точным численным расчетом. Основная погрешность связана с погрешностью калибровки напряженности электрического поля. Особенностью наших результатов является обнаруженная

Табл.4.1. Теоретические и экспериментальные значения поляризуемостей уровней 36Р, 37Р и 37S в атоме Na [в МГц/(В/см)²].

Уровень	Теория [78]		Теория (численный расчет по Рис.4.10)		Эксперимент	
	α_0	α_2	α_0	α_2	α_0	α_2
37S _{1/2}	6,2		3,7			
36P _{1/2}	-91,6		-88,1		-88,2±6	
36P _{3/2}	-91,6	9,2	-93,5	10,8	-92,4±6	10,4±1
37P _{1/2}	-112,0		-107,2		-108±7	
37P _{3/2}	-112,0	11,2	-113,8	13,2	-114±7	13,7±1

зависимость скалярных поляризуемостей уровней от полного момента компоненты тонкой структуры, поскольку в теории квадратичного эффекта Штарка эта зависимость отсутствует.

Отметим, что положение трех не рассматривавшихся ранее компонент в спектре на Рис.4.13(б) с хорошей точностью описывается формулой (4.12), если использовать полученные значения скалярных и тензорных поляризуемостей. Сильная центральная компонента при этом содержит в себе три компонента с близкими частотами, что объясняет наличие в спектре семи компонент вместо девяти. Таким образом, каждый пик в спектре на Рис.4.13(б) можно приписать конкретному переходу между компонентами тонкой структуры двухфотонного перехода $36P_{J|M_1} \rightarrow 37P_{J_1|M_1}$. Это позволяет исследовать поведение заданных штарковских подуровней и при других значениях электрического поля. Более детальная идентификация компонент и сравнение их частот с численным расчетом будут приведены ниже в Табл.4.2 и на Рис.4.25, 4.26.

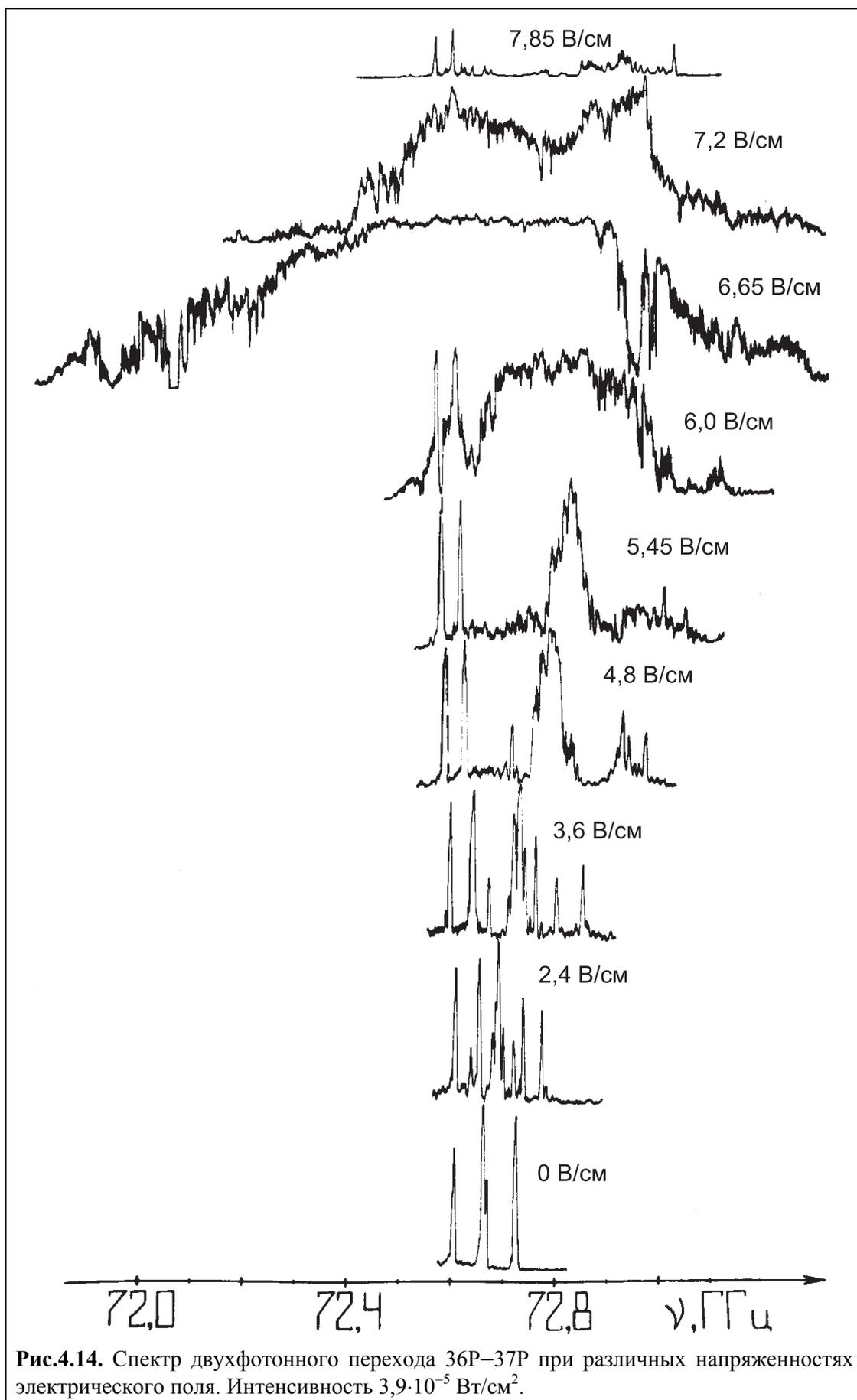
Относительные интенсивности компонент определяются величинами двухфотонных матричных элементов для каждого перехода, поляризацией микроволнового поля относительно вектора напряженности статического поля, а также населенностью штарковских подуровней состояния $36P$. Населенности зависят от спектральной мощности излучения лазера третьей ступени на переходе $4S \rightarrow 36P$ и от поляризации излучения этого лазера. Измерение поляризации микроволнового излучения является сложной задачей, поскольку это излучение вводится в зону взаимодействия из открытого конца волновода, и его поляризация может иметь произвольное направление относительно вектора постоянного электрического поля. Можно лишь сказать, что вектор поляризации имел как π -компоненту, коллинеарную с электрическим полем, так и σ -компоненту, ортогональную ему. Это следует из того, что в спектре наблюдаются переходы $\Delta M = 0$, индуцируемые π -компонентой вектора поляризации, и переходы с $\Delta M = \pm 1$ от σ -компоненты. Сказанное выше не позволяет провести полный и точный анализ интенсивностей компонент в штарковском спектре на Рис.4.13. Далее спектр двухфотонного перехода $36P \rightarrow 37P$ исследовался при более высоких напряженностях электрического поля.

§4.3. Двойной штарковский резонанс на двухфотонных переходах 36P–37P, 37P–38P.

На Рис.4.14 представлены записи спектра при изменении напряженности электрического поля от 0 до 7,85 В/см и фиксированной мощности микроволнового излучения. При первом же наблюдении неожиданным эффектом оказалось появление широкой слабо резонансной полосы (ширина $\sim 0,5$ ГГц) в окрестности 6,7 В/см. Она проявляется в довольно узком интервале напряженностей электрического поля (от 6 до 7,5 В/см), при этом часть двухфотонных пиков сохраняет резонансный характер, другие же полностью теряются в этом спектре. Дальнейшее увеличение напряженности электрического поля возвращает привычную штарковскую картину спектра двухфотонных переходов.

Анализ статического эффекта Штарка на двухфотонном переходе 36P–37P показал, что причина возникновения широкой полосы поглощения при полях в области 6,7 В/см заключается в следующем. Знаки поляризуемостей уровней 36P, 37P и 37S таковы, что включение внешнего электрического поля приводит к уменьшению отстройки реального промежуточного уровня 37S от виртуального уровня двухфотонного перехода (на Рис.4.11 показан пунктиром). При некотором значении электрического поля $E_{кр}$ происходит их пересечение и двухфотонный резонанс превращается в двойной (двухступенчатый) 36P–37S–37P, что ведет к резкому увеличению вероятности перехода 36P–37P и его полевому уширению.

Значение $E_{кр}$ зависит от компонент тонкой структуры уровней 36P и 37P, между которыми наблюдается переход. Это приводит к тому, что в области возникновения полосы в спектре на Рис.4.14 часть двухфотонных переходов сохраняет резонансный характер, а другие, попавшие в точный двойной резонанс, испытывают сильное полевое уширение, поэтому полоса обладает большой шириной. Мы назвали этот эффект "двойной штарковский резонанс" (ДШР) [30-33].



Теоретический расчет полевого уширения в области ДШР является сложной задачей, поскольку во взаимодействие включено большое число уровней, и система, строго говоря, не является трехуровневой. Тем не менее, трехуровневая модель позволяет оценить характерную ширину резонанса в области ДШР. В точном двойном резонансе можно найти аналитическое решение в том случае, если дипольные моменты переходов с нижнего и верхнего уровней на промежуточный уровень равны. Это справедливо для двойных резонансов $36P_{1/2} \rightarrow 37S_{1/2} \rightarrow 37P_{1/2}$ и $36P_{3/2} \rightarrow 37S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$.

Решение системы уравнений (4.3) при $\Delta = 0$ и $|\Omega_{01}| = |\Omega_{12}| = \Omega$ сводится к решению кубического уравнения:

$$\mu^3 + 3\delta\mu^2 + [2\delta^2 - 2\Omega^2]\mu - 2\Omega^2\delta = 0. \quad (4.16)$$

Его корни находятся довольно легко:

$$\begin{aligned} \mu_1 &= -\delta \\ \mu_2 &= -\delta - \sqrt{\delta^2 + 2\Omega^2} \\ \mu_3 &= -\delta + \sqrt{\delta^2 + 2\Omega^2} \end{aligned} \quad (4.17)$$

Населенность верхнего уровня описывается выражением:

$$|a_2|^2 = \left[\frac{\Omega^2}{\delta^2 + \Omega^2} \right]^2 \sin^4 \left[\frac{1}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega^2} t \right], \quad (4.18)$$

которое фактически представляет собой квадрат лоренцевского контура однофотонного перехода. После усреднения по времени взаимодействия получаем, что ширина двойного резонанса составляет:

$$\Delta\nu \sim 0,3 \Omega. \quad (4.19)$$

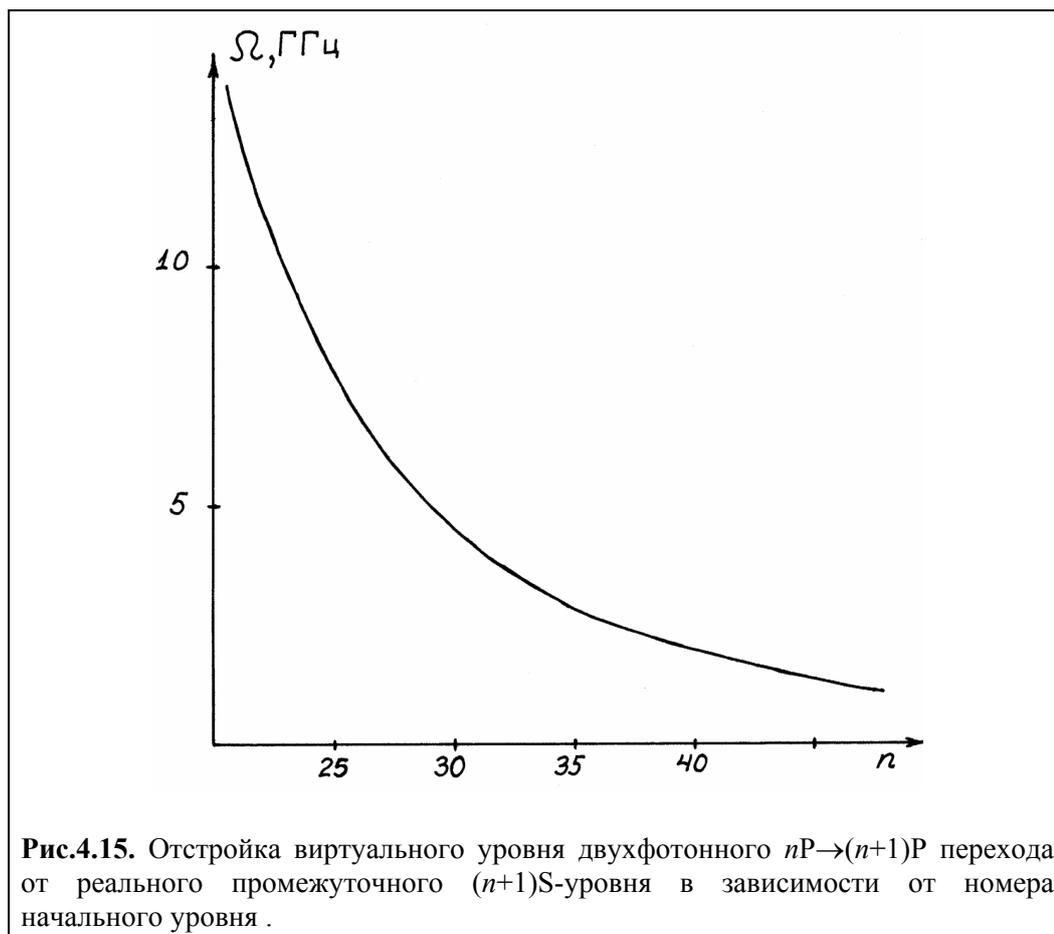
При интенсивности микроволнового излучения $3,9 \cdot 10^{-5}$ Вт/см, для перехода $36P_{3/2, 3/2} \rightarrow 37S_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 3/2}$ (4.19) дает $\Delta\nu \sim 500$ МГц, что совпадает с величиной, наблюдаемой в эксперименте. Таким образом, найден механизм,

возникновения широкой полосы в штарковском спектре двухфотонного перехода 36P–37P.

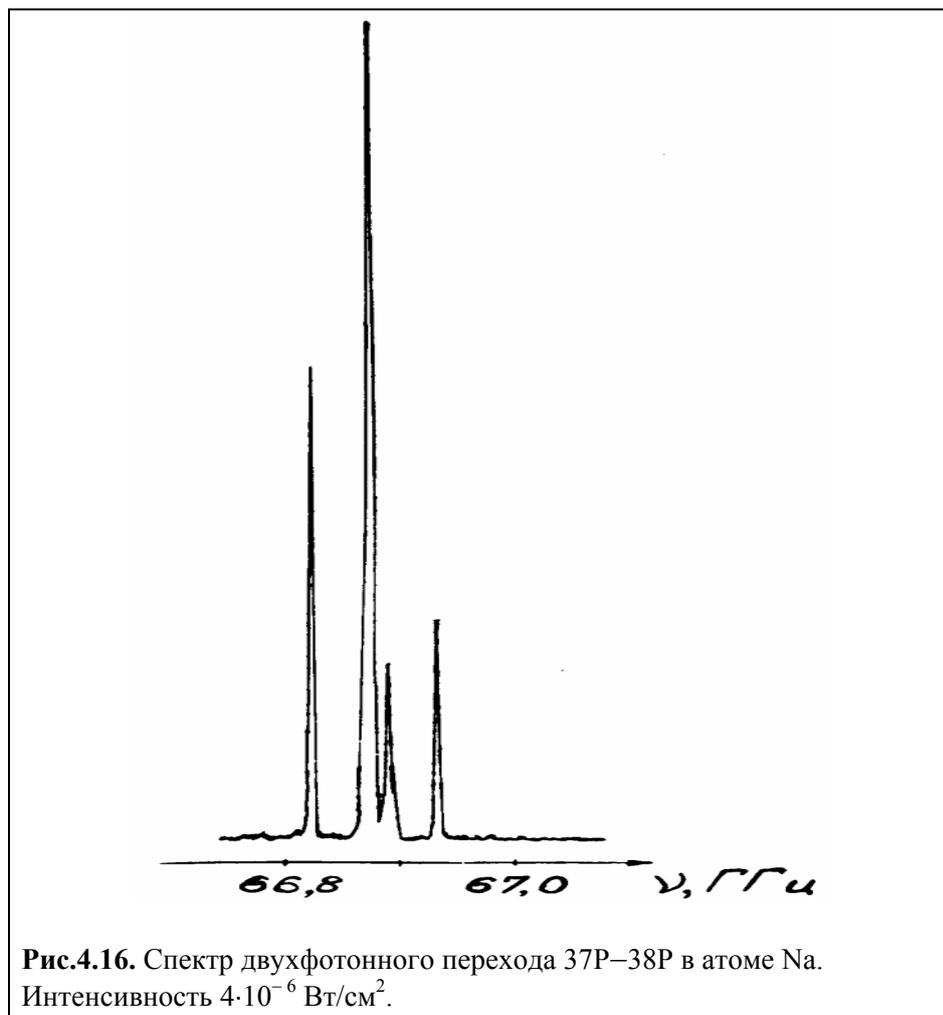
Другой особенностью спектра на Рис.4.14 является необычное поведение некоторых его компонент. Крайняя низкочастотная компонента этого спектра (переход $36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37P_{1/2, 1/2}$) в слабых полях < 3 В/см смещается в сторону увеличения частоты, т.е. поляризуемость уровня $37P_{1/2, 1/2}$ больше, чем у $36P_{3/2, 3/2}$. Однако увеличение поля приводит к тому, что сдвиг этой компоненты изменяет знак, в результате чего она начинает двигаться в область низких частот. Хотя сдвиги достаточно малы, было обнаружено, что этот результат воспроизводится для различных записей спектра. Это позволяет говорить о наблюдении эффекта типа "антипересечения уровней", который возникает вследствие взаимодействия уровней 36P и 37P с водородоподобными наборами уровней с более высоким моментом. Об этом говорит и тот факт, что в полях > 3 В/см крайняя правая компонента спектра (переход $36P_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 1/2}$) начинает смещаться быстрее, чем это дается формулой (4.12) вследствие отталкивания уровней 36P и 37P от водородоподобной серии уровней $n = 35$ и $n = 36$ (Рис.4.11) в электрическом поле. Это приводит к тому, что эффект Штарка на уровнях 36P и 37P в полях ≥ 3 В/см, строго говоря, перестает быть квадратичным, и использование формулы (4.12) для описания сдвигов уровней энергии имеет ограниченную точность.

Эффект двойного штарковского резонанса на двухфотонных P–P переходах в ридберговских атомах Na должен наблюдаться для всех уровней возбуждения. На Рис.4.15 приведена зависимость отстройки реального промежуточного S-уровня от виртуального уровня двухфотонного перехода при изменении главного квантового числа нижнего состояния. Видно, что для уровней с $n > 30$ эта отстройка мала, поэтому слабого электрического поля должно быть достаточно, чтобы возникал двойной штарковский резонанс. Чем выше уровень возбуждения, тем меньшее поле $E_{кр}$ требуется для этого, поскольку поляризуемости растут как $n_{эфф}^7$. Анализ формулы (4.12) показал, что среднее по компонентам тонкой структуры значение $E_{кр}$ в зависимости от номера нижнего уровня n аппроксимируется следующей формулой:

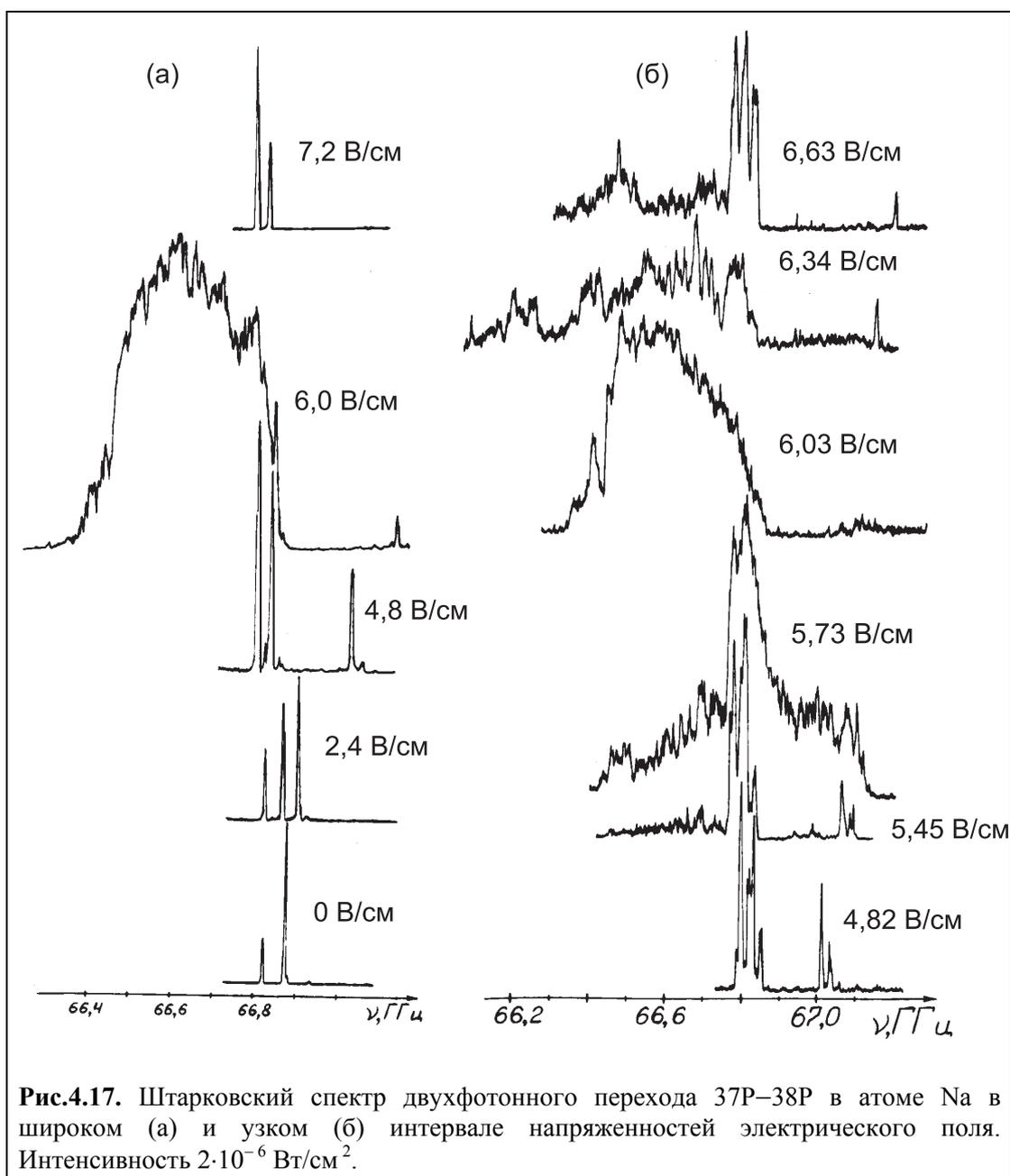
$$E_{кр} \approx 4,14 \cdot 10^8 \cdot n^{-5} \text{ (В/см)}. \quad (4.20)$$



С целью проверки данных предположений были проведены эксперименты по микроволновой спектроскопии двухфотонного перехода $37P-38P$. Спектр этого перехода в отсутствие электрического поля представлен на Рис.4.16. Как и для перехода $36P-37P$, в спектре наблюдаются четыре компоненты, соответствующие переходам между подуровнями тонкой структуры состояний $37P$ и $38P$. Положения пиков по частоте также близки к расчетным, однако наблюдаются небольшие отклонения в положениях центральных пиков $37P_{3/2} \rightarrow 38P_{3/2}$ и $37P_{1/2} \rightarrow 38P_{1/2}$, составляющие около 5 МГц. Позднее выяснилось, что это было связано с нелинейностью развертки частоты микроволнового генератора, работавшего без привязки частоты к кварцевому синтезатору.



На Рис.4.17(а) приводится запись спектра двухфотонного перехода $37P-38P$ в электрическом поле. Как и для перехода $36P-37P$, в слабых полях наблюдается обычное штарковское расщепление. При увеличении напряженности электрического поля возникает ДШР вблизи 6 В/см, что подтверждает правильность утверждения о том, что двойной резонанс является характерным для всех двухфотонных P–P переходов в атоме Na. Расчетное значение $E_{кр} = 6$ В/см для перехода $37P_{3/2, 1/2} \rightarrow 38P_{1/2, 1/2}$ совпадает с областью появления полосы и значением из формулы (4.20). Аномальным в данном случае является положение по частоте полосы двойного резонанса. Она оказывается сдвинутой в низкочастотную область спектра, где согласно расчетам при квадратичном эффекте Штарка вообще не должно быть сигналов. При этом исчезают компоненты в области более высоких частот.



Чтобы более подробно проследить сдвиг полосы в низкочастотную область, были сделаны записи штарковского спектра двухфотонного перехода 37P–38P с меньшим шагом изменения напряженности электрического поля [Рис.4.17(б)]. Отчетливо виден сдвиг всех штарковских компонент в область низких частот. Объяснение такому эффекту может заключаться в том, что при уменьшении отстройки промежуточного уровня может возникать сильный динамический сдвиг, поскольку величина сдвига двойного резонанса обратно пропорциональна отстройке Δ (см. выражение для δ_{opt}).

Тем не менее, для нас важен тот факт, что двойной штарковский резонанс не является специфическим явлением только для перехода 36P–37P, а наблюдается также и на других двухфотонных переходах и при других значениях $E_{кр}$. Это позволяет иметь набор реперных точек для калибровки напряженности электрических полей в широком интервале значений.

§4.4. Калибровка напряженности электрического поля методом штарковской подстройки двойного микроволнового резонанса.

Возникновение широкой полосы в штарковском спектре двухфотонных переходов 36P–37P, 37P–38P в довольно узком интервале напряженностей электрического поля позволяет использовать этот эффект для абсолютной калибровки напряженности слабого электрического поля в вакууме [30,31]. Эта задача является весьма актуальной как для фундаментальных исследований, так и для ряда практических приложений, например, для измерения распределения электрического поля вблизи поверхностей, определения степени их загрязнения в вакууме и т.д. Резкая зависимость (4.20) открывает новые возможности для калибровки напряженности электрического поля в широком интервале значений.

В качестве примера рассмотрим двухфотонный переход 36P–37P. Точные значения напряженностей критических полей для каждого из переходов $36P_{J|M_1} \rightarrow 37S_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{J'|M_1}$ в двойном штарковском резонансе необходимо рассчитывать численно по штарковской диаграмме на Рис.4.11. Эти значения приведены в Табл.4.2. Диапазон изменения $E_{кр}$ (от 6,4 до 7,2 В/см) соответствует

Табл.4.2. Результаты численного расчета критических полей и частот двойных штарковских резонансов для двухфотонных переходов между штарковскими подуровнями состояний 36P и 37P в атомах Na. Номера резонансов соответствуют их идентификации на экспериментальных записях Рис.4.23, 4.24.

№ пика на Рис.4.23, 4.24	Переход $36P_{J M} \rightarrow 37P_{J' M'}$	Критическое поле (В/см)	Частота (ГГц)
6	$36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 1/2}$	6,37	72,914
8	$36P_{3/2, 3/2} \rightarrow 37P_{3/2, 1/2}$	6,67	73,185
9	$36P_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 1/2}$	6,73	73,229
2	$36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 3/2}$	6,75	72,637
1	$36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37P_{1/2, 1/2}$	6,79	72,602
4	$36P_{3/2, 3/2} \rightarrow 37P_{3/2, 3/2}$	7,10	72,918
3	$36P_{3/2, 3/2} \rightarrow 37P_{1/2, 1/2}$	7,15	72,887
7	$36P_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 3/2}$	7,15	72,961
5	$36P_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{1/2, 1/2}$	7,20	72,930

области напряженности электрического поля, где наблюдается возникновение двойного штарковского резонанса на двухфотонном переходе 36P–37P на Рис.4.14. В то же время, для приближенных расчетов и оценок точности калибровки можно воспользоваться и формулой квадратичного эффекта Штарка (4.12). В результате получаем:

$$E_{кр}^2 = \frac{2\nu(37S_{1/2}) - \nu(37P_{J'}) - \nu(36P_J)}{\alpha(37S_{1/2}) - 0,5\alpha(37P_{J'M'}) - 0,5\alpha(36P_{JM})} \quad (4.21)$$

где $\nu(37S_{1/2})$, $\nu(37P_J)$, $\nu(36P_J)$ – соответствующие невозмущенные уровни энергии в единицах частоты, α – полные поляризуемости этих подуровней.

Получить шкалу электрического поля для абсолютной калибровки его напряженности можно следующим образом. Частота микроволнового поля фиксируется вблизи одного из переходов Табл.4.2. Затем осуществляется развертка напряженности электрического поля и регистрируется населенность

уровня $37P$. При достижении значения $E_{кр}$ сигнал резко возрастает. В записываемом таким образом спектре должен возникнуть пик, соответствующий $E_{кр}$. Его положение задает шкалу электрического поля, а точность калибровки определяется шириной этого пика. Она в свою очередь зависит от мощности микроволнового излучения. Ее следует выбирать такой, чтобы получить достаточное отношение сигнал-шум при минимальном полевом уширении пика. Однако вероятность двойного перехода $36P-37S-37P$ настолько велика, что полевое уширение наблюдается даже при минимальной мощности излучения микроволнового генератора. С другой стороны, это облегчает настройку по частоте, что в случае узких пиков является довольно сложной задачей.

Экспериментальные записи таких сигналов производились при различных значениях мощности и частоты микроволнового излучения. Как и ранее, калибровка интенсивности осуществлялась по полевому уширению перехода $36P_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ в отсутствие электрического поля. На Рис.4.18–4.20 представлены спектры, записанные при развертке электрического поля и частотах микроволнового излучения, близких соответственно к 72,7, 72,8 и 72,9 ГГц. Калибровку напряженности электрического поля методом двойного штарковского резонанса следует проводить при минимальных интенсивностях микроволнового излучения на этих спектрах.

На всех трех рисунках присутствует пик вблизи 6,4 В/см, который, согласно Табл.4.2, соответствует переходу $36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 1/2}$, обладающему минимальным значением критического поля. Это свидетельствует о большой вероятности двойного резонанса $36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37S_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 1/2}$, поэтому точной настройки частоты микроволнового поля на этом переходе не требуется. Ширина резонанса $36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 1/2}$ составляет около 0,1 В/см при мощности $\sim 4 \cdot 10^{-8}$ Вт/см². Эта величина определяет точность калибровки в нашем эксперименте.

В спектре на Рис.4.20 при минимальной интенсивности микроволнового излучения наблюдается также пик вблизи 7,2 В/см. Он может быть приписан четырем переходам из Табл.4.2, поэтому идентифицировать его довольно трудно с учетом погрешности измерений частоты и напряженности электрического поля. Однако его наличие подтверждает правильность использования Табл.4.2

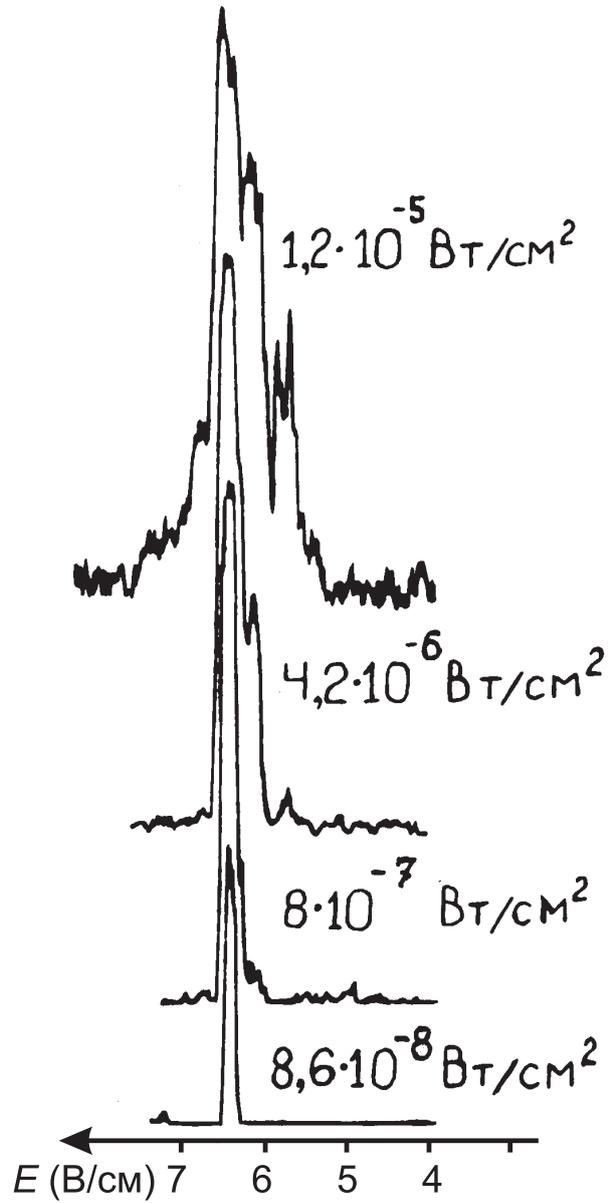


Рис.4.18. Двойной штарковский резонанс на двухфотонном переходе 36Р–37Р при различных интенсивностях микроволнового излучения и частоте 72,7 ГГц.

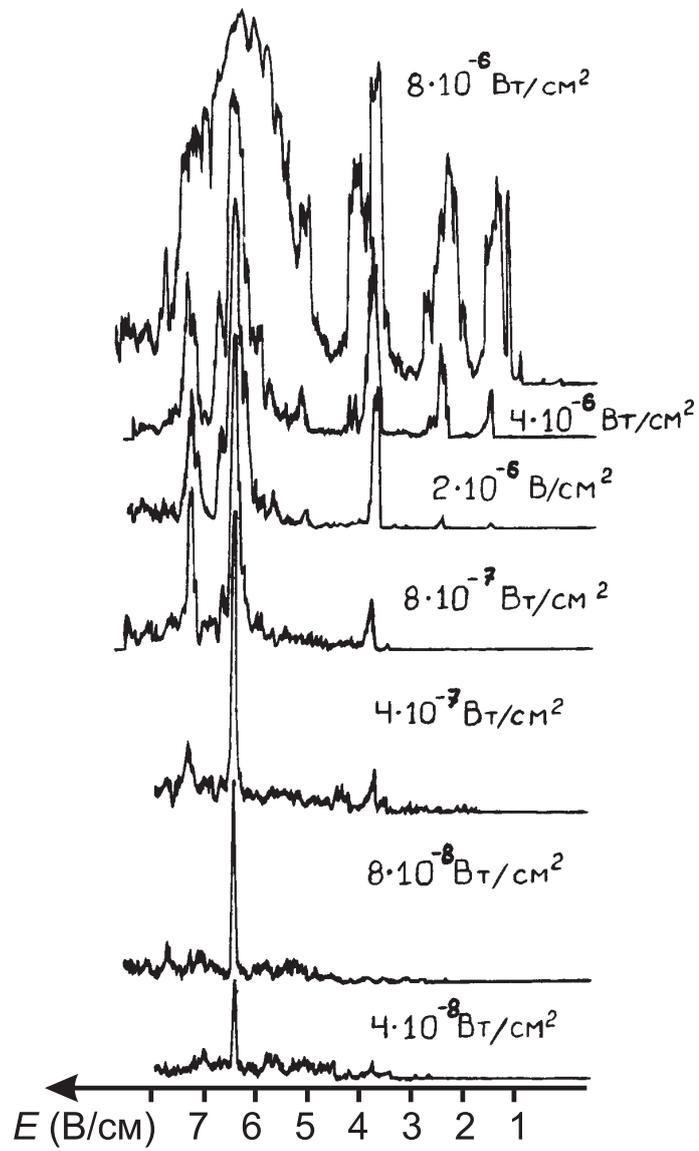
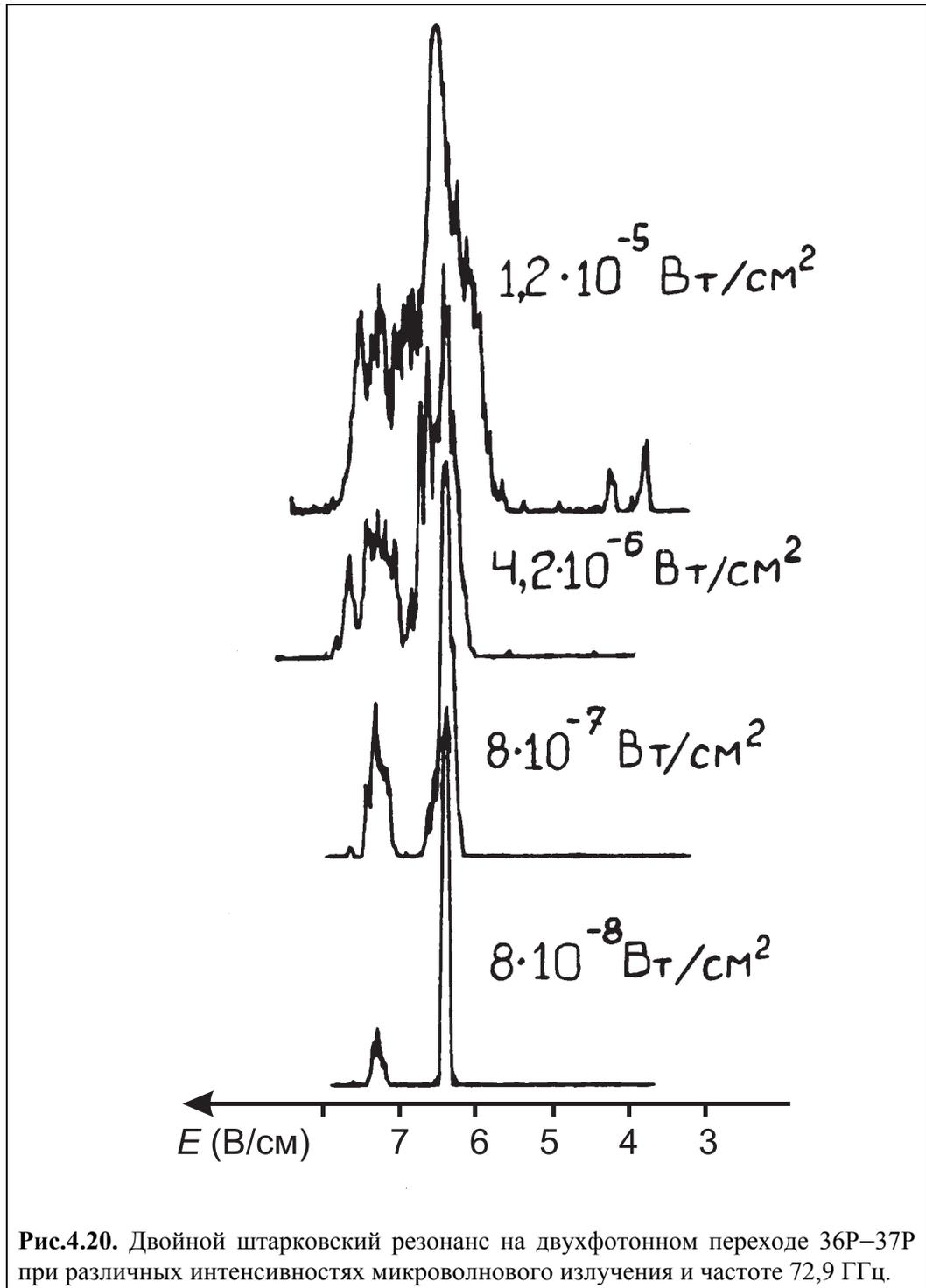


Рис.4.19. Двойной штарковский резонанс на двухфотонном переходе 36P–37P при различных интенсивностях микроволнового излучения и частоте 72,8 ГГц.



для определения $E_{кр}$ различных переходов.

Увеличение интенсивности микроволнового излучения приводит не только к появлению сигналов в области полей 6,4–7,2 В/см, которые соответствуют Табл.4.2, но также и сигналов при полях гораздо ниже расчетных, особенно это характерно для Рис.4.19. Они соответствуют двухфотонным резонансам в электрическом поле, вероятность которых велика вследствие малости отстройки промежуточного уровня. В любом случае, калибровка напряженности статического электрического поля должна осуществляться при таких интенсивностях микроволнового излучения, где этот эффект еще не наблюдается.

В заключение следует сделать некоторые замечания относительно точности абсолютной калибровки напряженности электрического поля методом штарковской подстройки двойного микроволнового резонанса. Точность 0,1 В/см не является предельной для данного эксперимента. Погрешность измерения $E_{кр}$ определяется шириной линии генератора и, согласно (4.21), составляет:

$$\Delta E = \frac{2\Delta\nu}{E_{кр}[\alpha(37S_{1/2}) - 0,5\alpha(37P_{J'M'}) - 0,5\alpha(36P_{JM})]} \quad (4.22)$$

где $\Delta\nu$ – ширина линии генератора. В отсутствие полевого уширения это выражение для перехода $36P_{3/2, 3/2} \rightarrow 37P_{3/2, 3/2}$ дает $\Delta E \sim 10^{-2}$ В/см при $\Delta\nu \sim 2$ МГц, характерной для данного эксперимента. При использовании микроволнового генератора с более узкой линией, $\Delta\nu$ будет определяться уже пролетным уширением в системе регистрации, которое составляет $\sim 0,2$ МГц. В этом случае точность калибровки достигнет величины 10^{-3} В/см, которую весьма трудно получить обычными методами измерения электрических полей.

§4.5. Влияние изменения волновых функций в электрическом поле и поляризации излучения на двойной штарковский резонанс.

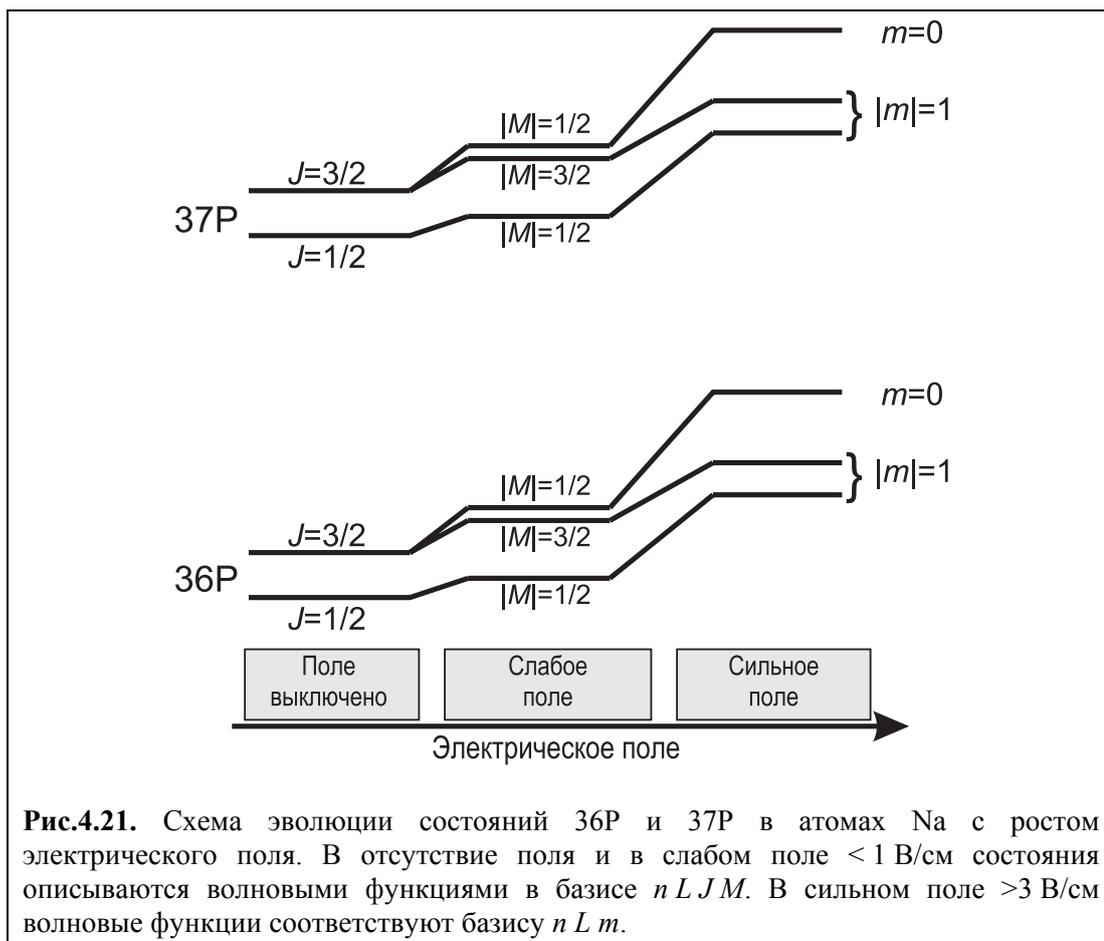
При детальном анализе Рис.4.14 обращает на себя внимание тот факт, что интенсивности различных компонент спектра ведут себя по-разному при включении электрического поля. В то время как интенсивности одних компонент увеличиваются (например, $36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37P_{1/2, 1/2}$ и $36P_{3/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 3/2}$), другие существенно уменьшаются, а в больших полях и вовсе исчезают ($36P_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 3/2}$ и $36P_{1/2, 1/2} \rightarrow 37P_{3/2, 1/2}$). Это связано с тем, что в электрическом поле изменяются вероятности переходов вследствие изменения волновых функций ридберговского электрона и перемешивания уровней различной четности.

Относительные интенсивности различных компонент спектра определяются величинами двухфотонных матричных элементов для каждого перехода, ориентацией поляризации микроволнового поля относительно вектора напряженности статического поля E , а также населенностью штарковских подуровней состояния $36P$. Последние зависят от поляризации излучения лазера третьей ступени на переходе $4S \rightarrow 36P$. В данном параграфе проведено детальное исследование влияния различных режимов включения электрического поля, перемешивания уровней и поляризации лазерного излучения на спектр перехода $36P-37P$ в электрическом поле [33].

Для анализа изменения волновых функций атома в электрическом поле требуется детальное рассмотрение поведения уровней тонкой структуры. Как уже упоминалось ранее, nP состояния расщеплены спин-орбитальным взаимодействием [1]

$$\hat{H}_{fs} = \frac{\alpha^2}{2r^3} (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) \quad (4.23)$$

(α – постоянная тонкой структуры, r – расстояние от электрона до ядра, \mathbf{L} – оператор орбитального момента, \mathbf{S} – оператор спина электрона) на два подуровня с полным моментом J , равным $1/2$ и $3/2$. Интервалы тонкой структуры



составляют 124 и 114 МГц для 36P и 37P соответственно. Наличие LS -связи у P состояний существенно усложняет поведение уровней в электрическом поле.

Качественная диаграмма эволюции уровней 36P и 37P с ростом электрического поля приведена на Рис.4.21. В отсутствие поля спектр перехода 36P–37P состоит из четырех компонент. Волновые функции отдельных магнитных подуровней Ψ_{JM} тонкой структуры nP состояния с моментом J и его проекцией M являются линейной суперпозицией невозмущенных (без учета спин-орбитального взаимодействия) волновых функций Φ_{Lm} ридберговского электрона с орбитальным моментом $L = 1$ и его проекцией $m = 0, \pm 1$, умноженных на соответствующие спиновые волновые функции φ_s с проекцией спина $S = \pm 1/2$ [1]:

$$\begin{aligned}
 \Psi_{1/2-1/2} &= \sqrt{\frac{2}{3}}\Phi_{1-1} \Phi_{+1/2} - \sqrt{\frac{1}{3}}\Phi_{10} \Phi_{-1/2} \\
 \Psi_{1/2+1/2} &= \sqrt{\frac{1}{3}}\Phi_{10} \Phi_{+1/2} - \sqrt{\frac{2}{3}}\Phi_{1+1} \Phi_{-1/2} \\
 \Psi_{3/2-3/2} &= \Phi_{1-1} \Phi_{-1/2} \\
 \Psi_{3/2-1/2} &= \sqrt{\frac{1}{3}}\Phi_{1-1} \Phi_{+1/2} + \sqrt{\frac{2}{3}}\Phi_{10} \Phi_{-1/2} \\
 \Psi_{3/2+1/2} &= \sqrt{\frac{2}{3}}\Phi_{10} \Phi_{+1/2} + \sqrt{\frac{1}{3}}\Phi_{1+1} \Phi_{-1/2} \\
 \Psi_{3/2+3/2} &= \Phi_{1+1} \Phi_{+1/2}
 \end{aligned} \tag{4.24}$$

Точный расчет изменения волновых функций и вероятностей переходов представляет сложную задачу, и требует определения собственных векторов матрицы гамильтониана взаимодействия атома с электрическим полем. В произвольном электрическом поле для определения волновых функций необходимо решить полную задачу о нахождении собственных векторов гамильтониана $\hat{H}_{fs} + \hat{H}_E$, включающего в себя как спин-орбитальное взаимодействие, так и взаимодействие атома с электрическим полем. Поэтому мы ограничимся качественным рассмотрением поведения волновых функций и вероятностей переходов в электрическом поле согласно Рис.4.21.

В отсутствие поля стационарные волновые функции состояний $3P$ и $3D$ определяются формулами (4.24) и относятся к базису состояний $nLJM$, в котором гамильтониан спин-орбитального взаимодействия диагонален. В "слабом" электрическом поле $\sim 1,5$ В/см энергия взаимодействия атома с полем сравнивается с энергией спин-орбитального взаимодействия, что приводит к изменению коэффициентов разложения в (4.24), однако состояния по-прежнему можно характеризовать квантовыми числами $nLJM$. Наконец, в "сильном" поле при $E \geq 3-4$ В/см энергия взаимодействия атома с полем заметно превышает энергию спин-орбитального взаимодействия, и поведение ридберговского электрона можно описать в более простом базисе состояний nLm с помощью волновых функций Φ_{Lm} , при этом спин-орбитальное взаимодействие можно рассматривать как возмущение. Следует учесть, что при дальнейшем росте поля >10 В/см (см. Рис.4.11) происходит перемешивание состояний разной четности, и волновая функция электрона будет линейной суперпозицией волновых функций с различными значениями L .

Такая сильная зависимость волновых функций от напряженности поля должна приводить к заметным изменениям вероятностей отдельных микроволновых переходов. Наши эксперименты по исследованию статического эффекта Штарка на переходе 36Р–37Р проводились при напряженностях поля $E < 10$ В/см, что позволило проследить за качественными изменениями спектра при переходе от "слабого" к "сильному" полю, аналогично тому, как это происходит при переходе от эффекта Зеемана к эффекту Пашена-Бака в магнитном поле. Изучалась зависимость спектра перехода 36Р–37Р и сигнала ДШР от поляризации возбуждающего лазерного излучения и режима включения слабого электрического поля. Как показали эксперименты, наличие или отсутствие поля в момент лазерного возбуждения существенно влияет на спектр перехода [33].

Временная диаграмма сигналов приведена на Рис.4.22. В момент времени $t = 0$ импульс лазерного излучения [Рис.4.22(а)] возбуждал оба подуровня тонкой структуры состояния 36Р. Электрическое поле в области взаимодействия имело двухступенчатую форму [Рис.4.22(б)]. Первая, слабая (0–10 В/см) ступень плавно включалась либо до (режим А), либо сразу после (режим Б) лазерного импульса и затем выходила на стационарное значение перед моментом включения микроволнового импульса длительностью 1,2 мкс [Рис.4.22(в)]. Вторая, сильная, линейно нарастающая до 220 В/см ступень электрического поля включалась по окончании микроволнового импульса и использовалась для селективной полевой ионизации ридберговских атомов. В зависимости от того, в каком состоянии находился атом, на выходе ВЭУ–6 появлялись разделенные во времени сигналы, соответствующие состояниям 36Р и 37Р [Рис.4.22(г)], которые ионизируются при разных значениях электрического поля. Сигналы усреднялись за ~ 2000 лазерных импульсов. Спектр двухфотонного перехода 36Р→37Р исследовался при различных напряженностях первой ("слабой") ступени электрического поля и различных режимах ее включения - до лазерного импульса (режим А), либо после лазерного импульса (режим Б). Также варьировалась поляризация возбуждающего лазерного излучения.

На Рис.4.23 приведены записи спектра, полученные при линейной σ поляризации лазерного излучения. Левая колонка записей относится к режиму А, когда электрическое поле E включается за 0,8 мкс до лазерного импульса, а

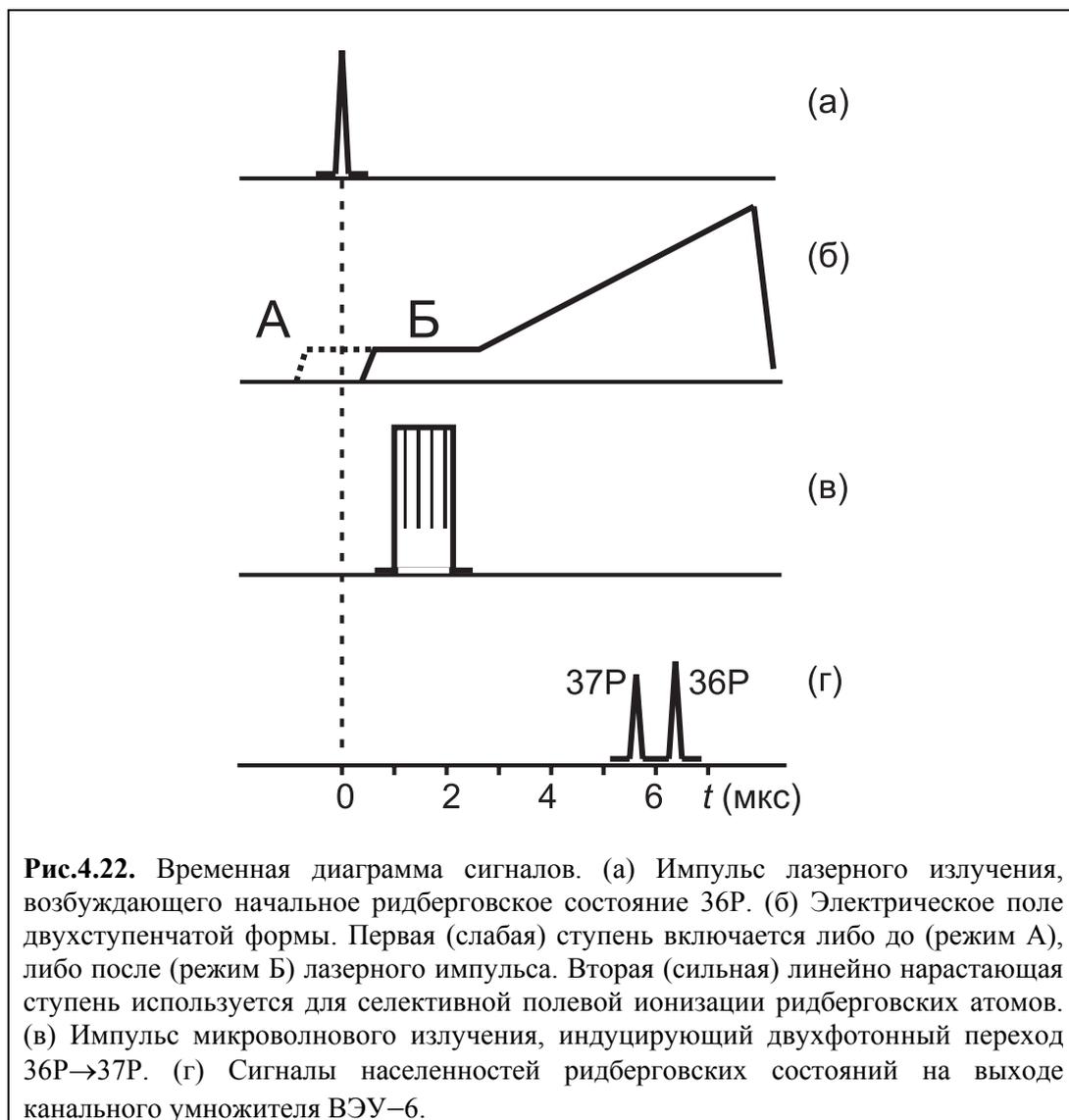


Рис.4.22. Временная диаграмма сигналов. (а) Импульс лазерного излучения, возбуждающего начальное ридберговское состояние $36P$. (б) Электрическое поле двухступенчатой формы. Первая (слабая) ступень включается либо до (режим А), либо после (режим Б) лазерного импульса. Вторая (сильная) линейно нарастающая ступень используется для селективной полевой ионизации ридберговских атомов. (в) Импульс микроволнового излучения, индуцирующий двухфотонный переход $36P \rightarrow 37P$. (г) Сигналы населенностей ридберговских состояний на выходе канального умножителя ВЭУ–6.

правая – к режиму Б, когда поле включается с задержкой 0,2 мкс после лазерного импульса. Пунктирными линиями обозначены расчетные положения резонансов, а цифры рядом с ними соответствуют номерам резонансов в Табл.4.2, в которой приводятся результаты численного расчета критических полей и частот ДШР для каждого из переходов.

В отсутствие поля для режимов А и Б спектры совпадают и содержат 4 компоненты переходов между невозмущенными уровнями тонкой структуры. В электрическом поле спектр в общем случае содержит 9 компонент вследствие штарковского расщепления уровней с $J=3/2$. Все 9 компонент наблюдались в

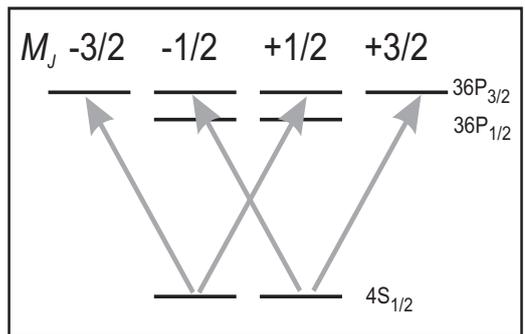
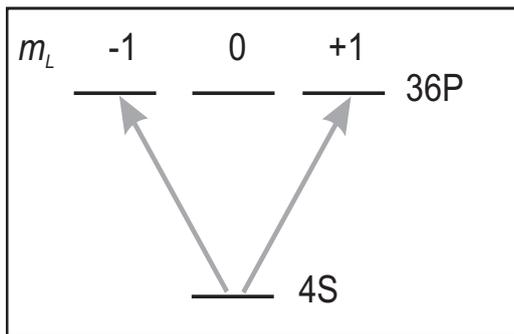
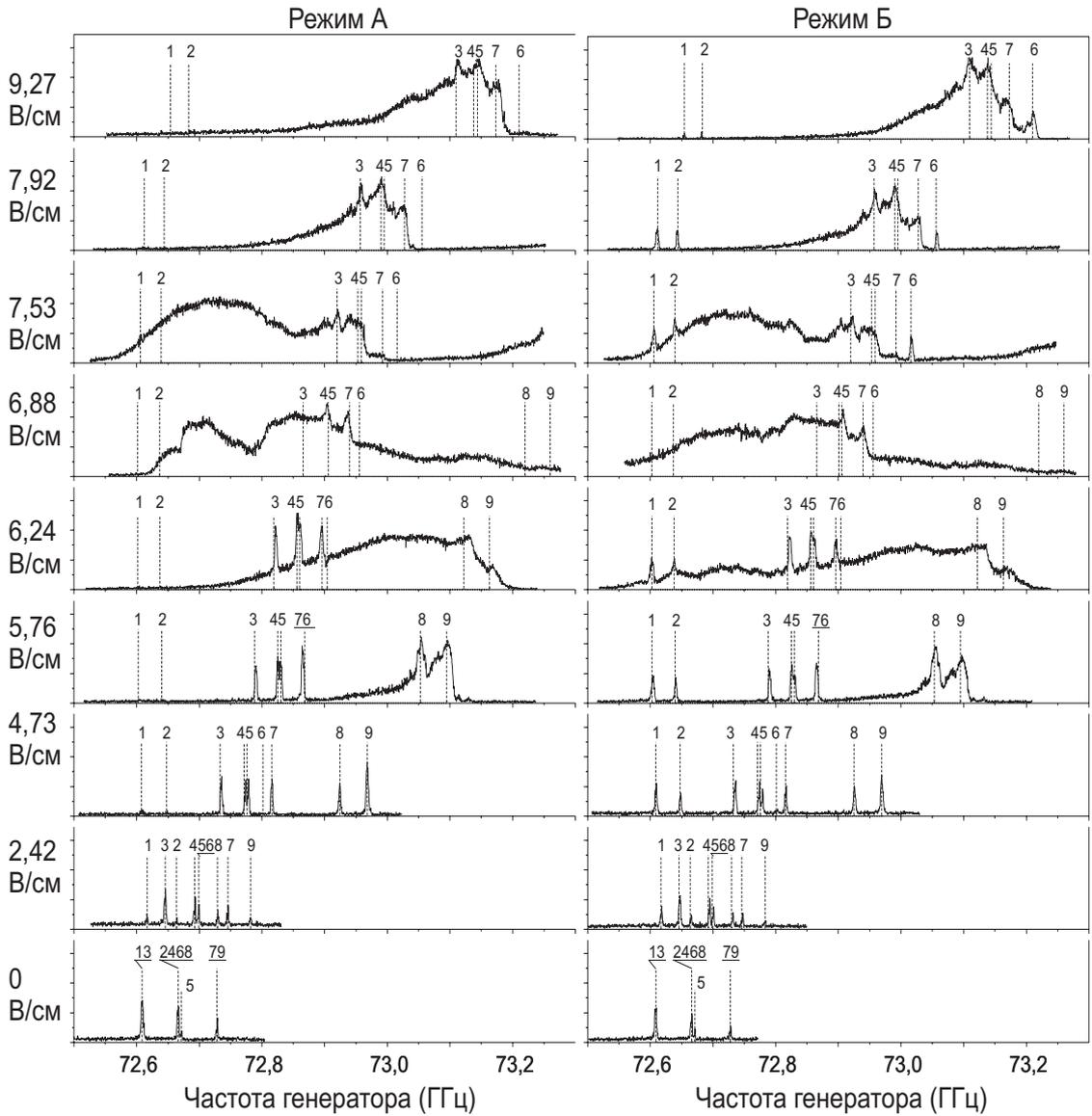


Рис.4.23. Спектр двухфотонного перехода $36P-37P$ в постоянном электрическом поле при σ -поляризации возбуждающего лазерного излучения. Режим А соответствует включению электрического поля до возбуждающего лазерного импульса, а режим Б – после лазерного импульса. Внизу показаны схемы лазерного возбуждения в базисе квантовых состояний $n L m$ (для режима А) и $n L J M$ (для режима Б). Интенсивность $3 \cdot 10^{-5}$ Вт/см².

режиме Б при $E = 4,73$ В/см. При той же напряженности поля в режиме А отсутствуют компоненты спектра 1, 2 и 6. Остановимся на этом моменте более подробно.

Как уже отмечалось, поле 4,73 В/см относится к сильному полю, при котором вероятности переходов заметно изменяются и их следует рассчитывать в базисе состояний nLm . Следовательно, в таком поле и правила отбора для дипольных переходов будут определяться квантовым числом m , а не M . На спектрах при $E = 4,73$ В/см видно, как формируются 3 группы резонансов {1-2}, {3-4-5-6-7} и {8-9}, которые соответствуют группам переходов (см. Рис.4.21) $\{36P_{m=0} \rightarrow 37P_{|m|=1}\}$, $\{36P_{|m|=1} \rightarrow 37P_{|m|=1}\}$, $\{36P_{m=0} \rightarrow 37P_{m=0}\}$ и $\{36P_{|m|=1} \rightarrow 37P_{m=0}\}$. В электрическом поле микроволновое излучение может индуцировать все три группы указанных переходов, если поляризация его такова, что промежуточное состояние $37S_{m=0}$ двухфотонного перехода связано как с подуровнями $m = 0$, так и с подуровнями $|m| = 1$ Р состояний.

Экспериментальное определение поляризации микроволнового излучения представляет собой трудную задачу, поскольку это излучение вводится в зону взаимодействия из открытого конца волновода и формируется как стоячая волна сложной пространственной конфигурации в результате отражений от медных элементов системы регистрации. Неизвестный вектор поляризации микроволнового поля был определен по спектрам микроволновых переходов с использованием известных угловых частей дипольных моментов переходов между S и P состояниями [см. (3.23)]. Поляризация оказалась линейной, а поле содержало как компоненту E_σ (ортогональную электрическому полю), так и компоненту E_π (коллинеарную с полем), причем $E_\sigma/E_\pi \approx 2$. Интенсивность излучения оценивалась по полевому уширению резонансов с использованием соотношения (4.9), и составляла около $3 \cdot 10^{-5}$ Вт/см².

Теперь рассмотрим влияние поляризации лазерного излучения. Если при σ поляризации лазерного излучения возбуждение перехода $4S \rightarrow 36P$ осуществляется в режиме А, т.е. в присутствии электрического поля, заселенными окажутся только подуровни $36P_{|m|=1}$, а подуровень $36P_{m=0}$ не заселяется, поскольку σ поляризованное излучение индуцирует переходы с $\Delta m = \pm 1$ из начального состояния $4S_{m=0}$. Это и приводит к тому, что в режиме А в

спектре Рис.4.23 при $E = 4,41$ В/см отсутствуют компоненты 1, 2 и 6, поскольку они ассоциируются с переходами из состояния $36P_{m=0}$.

Если же возбуждение осуществляется в режиме Б, то ситуация изменяется. Поскольку в момент лазерного импульса электрическое поле отсутствует, выполняются правила отбора по M , причем $\Delta M = \pm 1$ для σ поляризованного излучения. В результате из состояния $4S_{J=1/2 |M|=1/2}$ заселяются все магнитные подуровни тонкой структуры состояния $36P$. Далее, при адиабатическом включении первой ступени электрического поля окажутся заселенными как подуровни $36P_{|m|=1}$, так и подуровень $36P_{m=0}$ (см. Рис.4.21). Поэтому на Рис.4.23 в режиме Б при $E = 4,73$ В/см присутствуют все 9 компонент двухфотонного перехода.

Аналогичная ситуация наблюдается и при $E = 2,42$ В/см, хотя в спектре еще не видно четкого разделения на 3 группы резонансов. В режиме А пики 1 и 2 оказываются в несколько раз меньше, чем в режиме Б. Это свидетельствует о том, что даже такого слабого электрического поля достаточно для изменения волновых функций ридберговских состояний.

Теперь обратимся к области напряженности поля $E = 6-8$ В/см, где согласно расчетам Табл.4.2 должен наблюдаться двойной штарковский резонанс. Наименьшую критическую напряженность имеет пик 6. Однако амплитуда его мала по сравнению с другими пиками вследствие специфических поляризаций лазерного и микроволнового излучений. Поэтому в спектрах, записанных при 5,76 В/см, первым ДШР наблюдается у пиков 8 и 9, что проявляется в их сильном полевом уширении. Асимметрия уширения вызвана наличием небольшой асимметрии в спектре микроволнового импульса из-за девиации частоты при импульсной модуляции генератора Г4-142. В отсутствие ДШР этот эффект не проявляется, однако в области ДШР вероятности переходов возрастают на несколько порядков. Это приводит к тому, что интенсивности даже очень слабых спектральных составляющих микроволнового импульса достаточно для насыщения перехода.

При увеличении напряженности поля до 6,88 В/см в двойной резонанс входят также другие компоненты спектра, в результате чего спектр принимает вид широкой полосы поглощения без четко выраженных резонансов. При увеличении поля до 7,53 и 7,92 В/см часть переходов выходит из ДШР и

восстанавливает свой резонансный характер. Отметим заметные различия в спектрах ДШР для режимов А и Б, связанные лишь с наличием или отсутствием электрического поля в момент лазерного возбуждения.

Изменение поляризации лазерного излучения приводит к еще более радикальному изменению формы спектра. На Рис.4.24 приведены записи спектра, полученные при π поляризации. Левая колонка записей по-прежнему соответствует режиму А, а правая – режиму Б.

Теперь в режиме А лазерное излучение возбуждает только состояние $36P_{m=0}$ вследствие правила отбора $\Delta m = 0$, а в режиме Б не возбуждаются подуровни $36P_{J=3/2, |M|=3/2}$ вследствие правила отбора $\Delta M = 0$. В результате на Рис.4.24 при $E = 4,68$ В/см в спектре присутствуют только 3 пика в режиме А и 6 пиков в режиме Б. Соответственно, и в области ДШР спектры выглядят совершенно иначе, чем на Рис.4.23, в особенности для режима А.

В частности, в режиме А при $E = 6,17$ и $6,88$ В/см исчезла широкая полоса поглощения в центре графика, но осталась полоса в левой части, она соответствует ДШР для пиков 1 и 2. Для режима А в области полей $7,5$ – 8 В/см сигнал ДШР отсутствует вообще, однако при дальнейшем увеличении напряженности до $9,37$ В/см пик 6 начинает уширяться и входить в ДШР. Последний момент является неожиданным, поскольку расчетное значение критического поля для этого пика составляет $6,37$ В/см.

Проведенные исследования показывают, что наблюдаемый спектр двухфотонного микроволнового перехода $36P \rightarrow 37P$ в ридберговских атомах Na существенным образом зависит от наличия электрического поля в момент лазерного возбуждения. Этот эффект связан с изменением волновых функций ридберговского атома в электрическом поле. Несмотря на то, что в электрическом поле спин-орбитальное взаимодействие все еще проявляется как расщепление компонент двухфотонного перехода, его можно учесть в качестве возмущения для отдельных штарковских подуровней [1], поскольку энергия взаимодействия атома с электрическим полем намного превышает энергию LS -связи. При этом вероятности переходов определяются правилами отбора по m , а не по M .

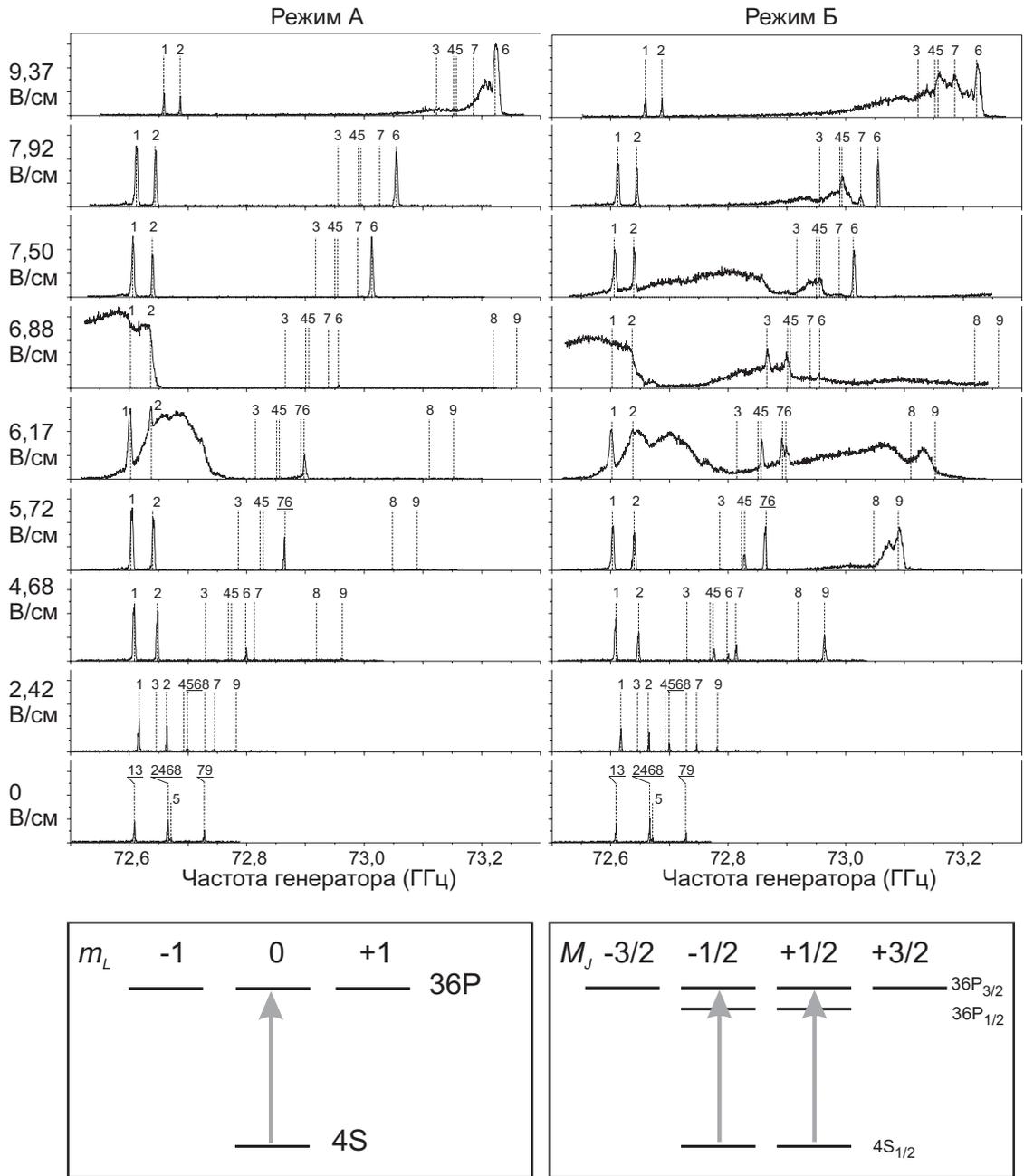


Рис.4.24. Спектр двухфотонного перехода $36P-37P$ в постоянном электрическом поле при π -поляризации возбуждающего лазерного излучения. Режим А соответствует включению электрического поля до возбуждающего лазерного импульса, а режим Б – после лазерного импульса. Внизу показаны схемы лазерного возбуждения в базисе квантовых состояний $n L m$ (для режима А) и $n L J M$ (для режима Б). Интенсивность $3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/см}^2$.

В этом смысле имеется полная аналогия с переходом от эффекта Зеемана в слабом магнитном поле к эффекту Пашена-Бака в сильном магнитном поле [1]. Однако эффект Пашена-Бака требует для его наблюдения полей порядка 10^4 – 10^5 Э, что обуславливает сложность проведения экспериментов. В то же время, как показал наш эксперимент, для изменения волновых функций электрическим полем в ридберговских атомах требуется напряженность поля всего лишь порядка нескольких В/см. Это открывает широкие возможности для исследования области перехода от слабого взаимодействия атома с электрическим полем к сильному. Отметим, что для атомов в низковозбужденных состояниях необходимые для этого поля достигают сотен кВ/см и более.

Изменение вероятностей переходов в электрическом поле существенным образом сказывается на форме двойного штарковского резонанса в ридберговских атомах. Исчезновение отдельных компонент двухфотонного перехода приводит к уменьшению ширины спектра в области двойного резонанса. Это позволяет упростить идентификацию переходов, и, тем самым, провести сравнение экспериментальных и теоретических значений критических полей ДШР.

Следует отметить, что на всех записях Рис.4.23 и 4.24 наблюдается хорошее совпадение наблюдаемых частот резонансов с расчетными. Это свидетельствует о высокой точности расчета энергий уровней по методу [80], и нет оснований сомневаться в правильности значений критических полей, даваемых Табл.4.2. В то же время, эти значения не учитывают влияния динамического эффекта Штарка при ДШР (напомним, что частота Раби ~ 200 МГц сравнима с энергией LS -связи), что, по-видимому, и приводит к заметному различию в экспериментальном и теоретическом значении критического поля для пика 6 при интенсивности $3 \cdot 10^{-5}$ Вт/см². Таким образом, следует сделать вывод о необходимости одновременного учета как спин-орбитального, так и статического и динамического эффектов Штарка для определения критических полей при большой интенсивности микроволнового излучения.

Вообще, совместное действие статического и динамического эффекта Штарка в конечном счете может вести к образованию квазиконтинуума состояний [169], т.е. возникает почти непрерывный спектр состояний, по

которым ридберговский электрон может диффундировать к границе ионизации. Его формирование приводит к тому, что статического электрического поля ~ 1 В/см достаточно, чтобы на порядок (с 200 до 20 В/см) снизить амплитуду поля микроволнового излучения, необходимого для ионизации ридберговских атомов Li в диапазоне $n \sim 40$. В то же время, используемые в этих экспериментах микроволновые поля являются гигантскими по сравнению полями в наших экспериментах.

§4.6. Кинетические эффекты при взаимодействии атомов с интенсивным микроволновым излучением.

Многофотонной и диффузионной ионизации ридберговских атомов в интенсивном микроволновом поле посвящено большое количество экспериментальных работ [94-97]. Многофотонные переходы легко возбуждаются в ридберговских атомах благодаря гигантским значениям дипольных моментов в случае близких ридберговских состояний, так что сравнительно небольшой интенсивности микроволнового излучения достаточно, чтобы достичь насыщения и порога ионизации. В экспериментах этого рода, как правило, взаимодействие атомов с электромагнитным полем осуществляется при пролете атомного пучка через стоячую микроволну, сформированную в прямоугольном волноводе или открытом резонаторе. До настоящего времени не было отмечено, что кроме изменения внутреннего состояния ридберговского атома, стоячая волна должна оказывать поперечное действие и влиять на траекторию поступательного движения атомов. Известно [170], что в случае стоячей волны сила, действующая на атом, пропорциональна градиенту электрической компоненты этой волны, при условии, что частота ее настроена вблизи резонанса с атомным переходом. Чем сильнее взаимодействие атома с полем, тем значительнее будет отклонение траектории атома от прямолинейного движения, так что, в принципе, это может существенно повлиять на процесс регистрации ридберговских атомов.

Впервые возможность влияния резонансного излучения на кинетику ридберговских атомов рассматривалась в работе [171], где были сделаны оценки углов рассеяния пучка ридберговских атомов при однофотонном взаимодействии. В нашей работе [34] аналогичные оценки были выполнены для многофотонных переходов между ридберговскими состояниями. Было показано, что в этом случае углы рассеяния могут оказаться гораздо больше вследствие нелинейности эффекта. Результаты первого эксперимента по двухфотонному потенциальному рассеянию ридберговских атомов натрия были представлены в наших работах [35,36]. Схема эксперимента позволяла только качественное наблюдение рассеяния. Наконец, в работах [37-40] мы впервые экспериментально исследовали изменение профиля пучка ридберговских атомов при двухфотонном взаимодействии с интенсивным микроволновым полем.

Теория

Как известно, простейший способ экспериментального исследования силы вынужденного светового давления состоит в изучении рассеяния атомного пучка на стоячей световой волне [170,172]. Аналогичная постановка может быть реализована и для ридберговских атомов при использовании резонансов, лежащих в микроволновой области спектра (Рис.4.25). Пучок ридберговских атомов распространяется вдоль оси Y и пересекает стоячую микроволну, сформированную вдоль оси X (например, в волноводе). Рассеянные ридберговские атомы селективно регистрируются перемещающимся вдоль оси X детектором с полевой ионизацией. Возможность постановки такого эксперимента обусловлена большими временами жизни ридберговских атомов, которые составляют сотни микросекунд при $n \sim 30-40$.

При средней тепловой скорости атомов в пучке $V \sim 700$ м/с расстояние, которое они пролетают за время жизни, может достигать десятков сантиметров. Для этого необходимо, правда, подавить вынужденные переходы под действием теплового излучения [16].

Очевидно, что для однофотонных переходов физика рассеяния ридберговских атомов микроволновым полем вполне идентична эффекту рассеяния атомов световым полем. Однако здесь возникает два конкурирующих

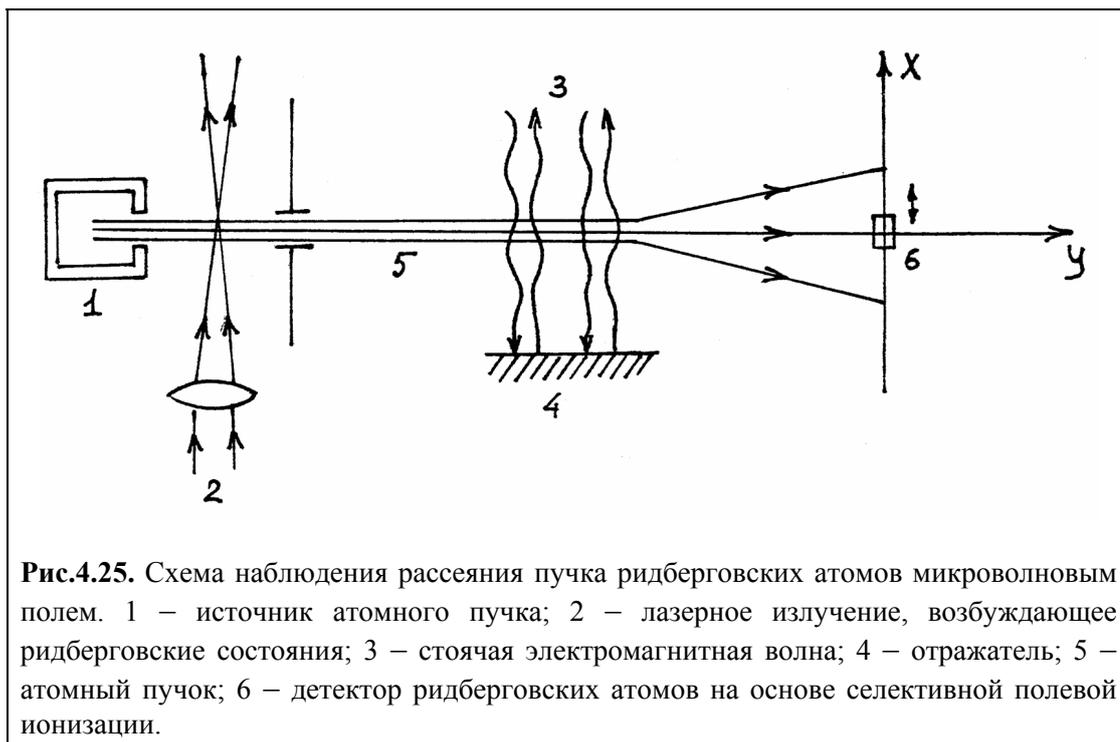


Рис.4.25. Схема наблюдения рассеяния пучка ридберговских атомов микроволновым полем. 1 – источник атомного пучка; 2 – лазерное излучение, возбуждающее ридберговские состояния; 3 – стоячая электромагнитная волна; 4 – отражатель; 5 – атомный пучок; 6 – детектор ридберговских атомов на основе селективной полевой ионизации.

фактора. С одной стороны, существенно возрастают дипольные моменты переходов, которые могут достигать $\sim 1000 ea_0$. С другой стороны, при переходе от оптических полей к микроволновым увеличение длины волны сопровождается уменьшением импульса фотона и пространственного градиента напряженности электрического поля стоячей волны. Кроме того, как указано в [172], картина рассеяния существенно зависит от:

- а) характеристик атомного пучка (начальной угловой расходимости $\theta = V_x / V_y$ и функции распределения по продольным скоростям V_y в пучке);
- б) параметров микроволнового поля (интенсивности, частоты, спектрального состава излучения);
- в) времени взаимодействия τ атомов с полем.

При использовании микроволновых полей поперечный размер атомного пучка может быть сделан меньше длины волны излучения. В оптике всегда выполняется обратное соотношение. Заметно может возрасти и время взаимодействия атомов с полем.

Качественные оценки показывают, что использование однофотонных квазирезонансных переходов для ридберговских атомов не дает какого-либо преимущества для наблюдения эффекта рассеяния атомов по сравнению с

оптикой атомов в основном состоянии, за исключением, может быть, случая дифракции ридберговских атомов, приготовленных в виде когерентных волновых пакетов [173]. В настоящей работе мы остановимся более детально на возможности использования многофотонных переходов для отклонения пучка ридберговских атомов микроволновым полем.

В тех случаях, когда полный импульс, переданный от поля атому, намного больше импульса фотона $\hbar k$, рассеяние пучка атомов можно описывать классически в приближении заданного движения [172]. Тогда изменение поперечного импульса P_x при пролете атома через область взаимодействия с полем описывается классическим выражением:

$$\frac{d P_x}{d t} = - \frac{\partial U_{\text{эфф}}}{\partial x}. \quad (4.25)$$

Для однофотонных переходов в качестве эффективного потенциала взаимодействия атомов с излучением $U_{\text{эфф}}$ следует использовать, согласно [172], либо резонансные потенциалы при малых отстройках от резонанса ($|\Delta| \ll \Delta_0$):

$$U_{\text{эфф}} = \pm dE(x), \quad (4.26)$$

где $E(x)$ – пространственное распределение поля стоячей волны, либо нерезонансные потенциалы при $|\Delta| \gg \Delta_0$:

$$U_{\text{эфф}} = \pm \frac{\hbar \Delta}{2} \sqrt{1 + [2dE(x)/(\hbar \Delta)]^2} \quad (4.27)$$

Величина $\Delta_0 = \sqrt{kVdE_0/\hbar}$ является характерной частотой, при которой происходит переход от адиабатического к неадиабатическому поведению системы, V – продольная скорость атома в пучке, d – дипольный момент перехода, k – волновое число. Стоячая электромагнитная волна, с которой взаимодействуют атомы, имеет вид:

$$E(x) = E_0 \cos(kx). \quad (4.28)$$

Поскольку нас будут интересовать максимальные углы рассеяния пучка, мы ограничимся рассмотрением случая точного резонанса. Картина рассеяния качественно описывается следующим образом. Пролетая через стоячую волну, атомы с нулевым начальным импульсом P_x (для простоты пренебрегаем расходимостью пучка) захватываются в потенциальную яму $U_{\text{эфф}}(x)$ и начинают совершать колебательные движения вдоль оси X с характерной частотой $\Omega = k\sqrt{\delta U_{\text{эфф}}/M}$, где $\delta U_{\text{эфф}}$ – глубина модуляции потенциала $U_{\text{эфф}}$, M – масса атома. Так как потенциал $U_{\text{эфф}}$ сильно отличается от параболического, частота колебаний существенно зависит от начальной координаты x_0 влетающего атома по отношению к минимуму потенциала. В общем случае картина оказывается чувствительной к значению параметра $\Omega\tau$, который характеризует среднее число колебаний атомов, захваченных в потенциальную яму, в течение времени взаимодействия.

Эти выводы, сделанные для резонанса на однофотонном переходе, должны сохраняться и при рассмотрении многофотонных переходов, при этом необходимо учитывать изменение энергии взаимодействия атома с полем. В связи с малостью сечений двухфотонных переходов в оптическом диапазоне, а тем более процессов более высокого порядка, рассмотрение многофотонной силы применительно к проблеме управления движением атомов до сих пор не проводилось. В ридберговских атомах эти сечения, при определенных интенсивностях поля, сравнимы с сечениями однофотонных переходов [174], и рассмотрение многофотонной силы становится вполне оправданным.

Для качественного анализа воспользуемся обычной процедурой замены однофотонного матричного элемента перехода на многофотонный. Для перехода i -го порядка эффективная энергия многофотонного взаимодействия может быть записана в общем случае в виде [6]:

$$U_{\text{эфф}}^{(i)} = \pm d_i \times E^i = \hbar \left(\frac{1}{2\hbar} \right)^i \left(\prod_{j=0}^i d_{j, j+1} \right) \left(\prod_{j=1}^{i-1} \frac{1}{\Delta_j} \right) \times E^i, \quad (4.29)$$

где d_i – многофотонный матричный элемент перехода, $d_{j, j+1}$ – матричные элементы дипольных моментов переходов между всеми соседними

промежуточными состояниями, входящими в многофотонный переход, Δ_j – отстройка виртуальных промежуточных уровней от реальных. Таким образом, в (4.29) для простоты учитывается только по одному промежуточному уровню. Эта ситуация характерна для молекулярных колебательно-вращательных переходов и для системы ридберговских уровней атомов щелочных металлов вследствие специфических значений квантовых дефектов.

Схемы многофотонных переходов из ридберговского состояния $36P$ атома Na были приведены на Рис.4.1. Из этого рисунка видно, что в атоме натрия уровни $(n+1)S$ расположены почти посередине между соседними nP и $(n+1)P$ состояниями. Поэтому при рассмотрении многофотонных $nP-n'P$ и $nP-n'S$ переходов в качестве промежуточных можно учитывать лишь S и P состояния, пренебрегая, без существенных потерь точности, вкладом остальных. Это значительно упрощает расчет многофотонных матричных элементов.

В случае точного многофотонного резонанса ($\Delta=0$) населенности верхнего и нижнего уровней осциллируют с частотой Раби $U_{эфф}^{(i)} / \hbar$. Таким образом, величина $U_{эфф}^{(i)}$ и является той энергией взаимодействия атома с полем, которую следует взять в качестве потенциала $U_{эфф}$ вместо однофотонного потенциала (4.26). Оценка для частоты осцилляций атома в потенциальной яме будет определяться выражением:

$$\Omega_i \sim k \sqrt{U_{эфф}^{(i)} / M}. \quad (4.30)$$

По аналогии с резонансным однофотонным переходом, необходимо рассматривать два предельных случая.

1. $\Omega_i \tau \ll 1$.

Подставляя $U_{эфф}^{(i)}$ в классическое уравнение (4.25), при малых временах взаимодействия атома с полем τ получаем следующее выражение для поперечного импульса, переданного атому:

$$P_x = \pm k \tau d_i E_0^i \sin(kx) \cos^{i-1}(kx). \quad (4.31)$$

Можно заметить, что если поперечный размер атомного пучка намного меньше длины волны, то сила, действующая на атом, зависит от точки взаимодействия вдоль стоячей волны. Это новая ситуация, позволяющая, например, достичь фокусировки или отклонения атомного пучка. Угол отклонения атома, влетающего в стоячую волну в точке с координатой x , имеет вид:

$$\theta_i = \frac{P_x}{P_y} \approx \pm \frac{k \tau i \hbar \left(\frac{E_0}{2\hbar} \right)^i \left[\prod_{j=0}^i d_{j,j+1} \right] \left[\prod_{j=1}^{i-1} \frac{1}{\Delta_j} \right]}{MV} \cdot [\cos(kx)]^{i-1} \sin(kx). \quad (4.32)$$

Для определения максимального угла отклонения находим, что

$$\max \left| \pm [\cos(kx)]^{i-1} \sin(kx) \right| = \frac{1}{\sqrt{i}} \left(\frac{i-1}{i} \right)^{\frac{i-1}{2}}. \quad (4.33)$$

Отсюда получаем общее выражение для максимального угла рассеяния атома в случае точного резонанса с многофотонным переходом i -порядка:

$$\theta_i \approx \frac{k \tau \hbar \left(\frac{E_0}{2\hbar} \right)^i \left[\prod_{j=0}^i d_{j,j+1} \right] \left[\prod_{j=1}^{i-1} \frac{1}{\Delta_j} \right]}{MV} \cdot \sqrt{i} \left(\frac{i-1}{i} \right)^{\frac{i-1}{2}}. \quad (4.34)$$

2. $\Omega_i \tau \gg 1$.

В этом случае рассеяние атомов существенно зависит от вида эффективного потенциала и режима включения и выключения взаимодействия. Фактически $\Omega_i \tau \sim 1$ соответствует случаю насыщения, когда атом успевает совершить, находясь в потенциальной яме, несколько колебаний, периодически увеличивая и уменьшая свой поперечный импульс. При этом максимальный импульс ограничен глубиной потенциальной ямы. Случай насыщения реализуется при большом времени взаимодействия или в интенсивном поле с большой напряженностью E_0 .

Положив глубину модуляции $\delta U_{\text{эфф}} \approx U_{\text{эфф}}$, получим оценку максимального угла рассеяния в случае насыщения:

$$\theta_i \approx \sqrt{\frac{\hbar}{MV^2} \left(\frac{E_0}{2\hbar}\right)^i \left[\prod_{j=0}^i d_{j,j+1} \right] \left[\prod_{j=1}^{i-1} \frac{1}{\Delta_j} \right]} \quad (4.35)$$

При $i = 1$ формулы (4.34), (4.35) соответствуют хорошо известным выражениям для резонансных однофотонных переходов.

Представляют интерес зависимости углов рассеяния (4.34), (4.35) от главного квантового числа n , характеризующего ридберговский атом. Дипольные моменты переходов растут примерно как n^2 . Расстояния между соседними уровнями, а значит и волновые числа k и расстройки Δ падают с ростом n по закону n^{-3} . В результате имеем:

$$\Omega_i \tau \ll 1 \quad \theta_i \sim n^{5i-6} \quad (4.36)$$

$$\Omega_i \tau \gg 1 \quad \theta_i \sim n^{(5i-3)/2} \quad (4.37)$$

Формула (4.36) демонстрирует интересный результат: для однофотонных переходов ($i = 1$) с ростом n угол рассеяния падает как $1/n$, в то время как при использовании многофотонных переходов можно получить существенное увеличение угла рассеяния. Например, для четырехфотонных переходов $nP-(n+2)P$, выражение (4.36) дает зависимость n^{14} , так что изменение n на 1 дает увеличение угла рассеяния в 1,5 раза для уровней вблизи $n \sim 30$. Более того, имеются критические значения напряженности микроволнового поля, при которых углы рассеяния на многофотонных переходах начинают превосходить углы рассеяния на резонансных однофотонных переходах. С точки зрения физики процесса, большая эффективность рассеяния для многофотонных переходов обусловлена большим градиентом потенциала взаимодействия и большим суммарным импульсом фотонов при поглощении и испускании.

Конкретные оценки были выполнены для реальных параметров микроволнового генератора на лампе обратной волны, использованного нами в экспериментах. Диапазон частот (53–78 ГГц) позволял возбуждать следующие

переходы из состояния 36P: однофотонный 36P–37S (75,23 ГГц), двухфотонный 36P–37P (72,67 ГГц), трехфотонный 36P–38S (71,51 ГГц), и четырехфотонный 36P–38P (69,77 ГГц). Насыщение и сильное полевое уширение этих переходов наблюдалась нами уже при интенсивности $5 \cdot 10^{-4}$ Вт/см² (см. Рис.4.2). Для теоретических расчетов радиальные части дипольных моментов переходов между соседними P и S уровнями вычислялись численным интегрированием кулоновского уравнения [80] с точностью лучше 0,1%. Для линейной поляризации микроволнового поля угловая часть всех однофотонных переходов равна $1/\sqrt{3}$. При этом тонкую структуру P-уровней можно не учитывать, несмотря на то, что ширина линии генератора. (~2–3 МГц) обеспечивает ее разрешение при записи многофотонных резонансов. Заметные углы дифракции будут наблюдаться при достаточно высоких интенсивностях микроволнового поля и сильном полевом уширении переходов.

Типичная температура атомного пучка в наших экспериментах была ~ 500 К, что соответствовало наиболее вероятной скорости $V_y = 600$ м/с. Время взаимодействия с микроволновым полем составляло около 2,5 мкс при пролете атомов через поле стандартного прямоугольного волновода сечением 1,5×3 мм. Полная мощность генератора достигала 10 мВт, при этом можно было обеспечить интенсивность излучения в центре волновода $I_{\text{макс}} \sim 0,3$ Вт/см².

1. Однофотонный переход 36P–37S.

Для этого перехода $\Omega_1 \tau = 0,17 I^{1/4}$, где интенсивность I берется в Вт/см². При максимальной интенсивности $I_{\text{макс}}$, имеем $\Omega_1 \tau \ll 1$. Поэтому $\theta_1 = 6,3 \cdot 10^{-3} \sqrt{I}$, и $\theta_1(\text{макс}) \approx 0,2^\circ$.

2. Двухфотонный переход 36P–37P.

Для этого перехода $\Omega_2 \tau = 0,3 \sqrt{I}$. При максимальной интенсивности $\Omega_2 \tau \ll 1$. Поэтому $\theta_2 = 0,018 I$, и $\theta_2(\text{макс}) \approx 0,3^\circ$.

3. Трехфотонный переход 36P–38S.

Для этого перехода отстройки промежуточных уровней 37S и 37P от виртуальных уровней составляют $\Delta_1 = 3,72$ ГГц и $\Delta_2 = 2,32$ ГГц. Получаем

$\Omega_3\tau = 0,6 I^{3/4}$. При максимальной интенсивности $\Omega_3\tau \ll 1$. Поэтому $\theta_3 = 0,1 I^{3/2}$, и $\theta_3(\text{макс}) \approx 0,9^\circ$.

4. Четырехфотонный переход 36P–38P.

Для этого перехода $\Omega_4\tau = 0,6 I$ и $\theta_4 = 0,1 I^2$, $\theta_4(\text{макс}) \approx 0,5^\circ$.

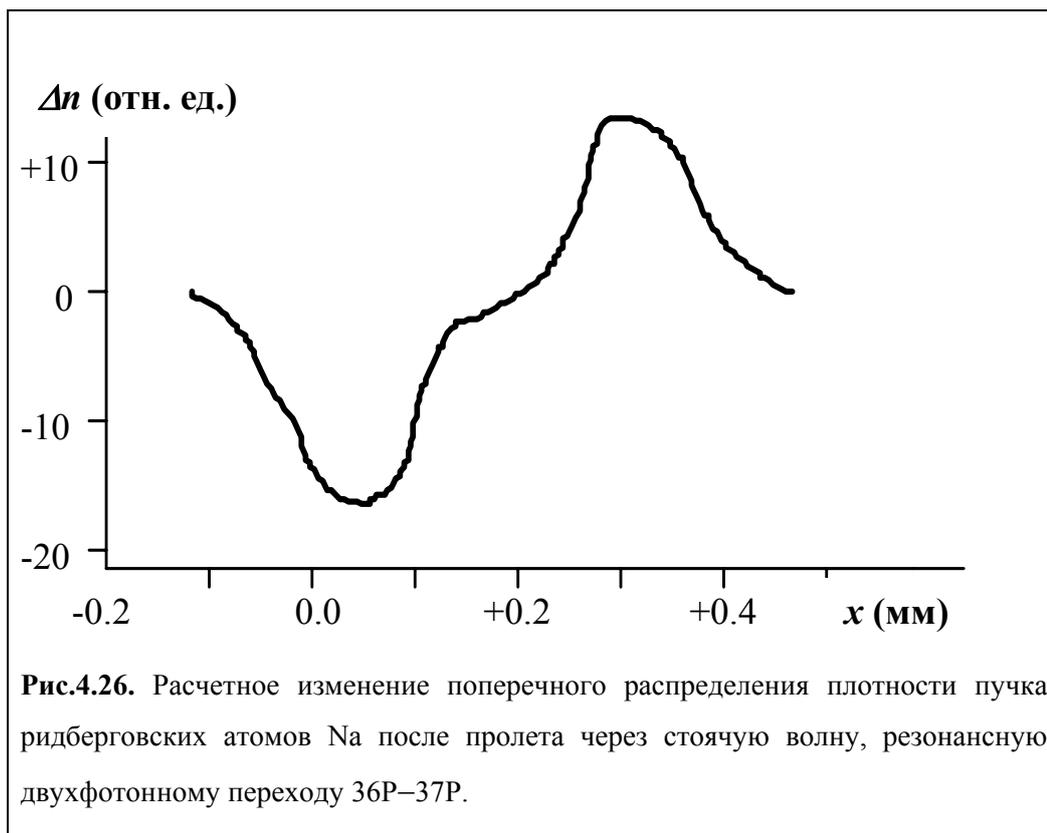
Легко видеть, что ожидаемые при многофотонных переходах углы рассеяния превышают углы рассеяния на резонансных однофотонных переходах, при этом их зависимости от интенсивности излучения оказываются гораздо более сильными. Таким образом, использование ридберговских атомов позволяет наблюдать эффект многофотонного рассеяния атомов полем микроволнового излучения. Более строгое теоретическое рассмотрение можно найти в наших работах [39-40].

Эксперимент

Нами был выполнен эксперимент по исследованию профиля пучка ридберговских атомов натрия при двухфотонном взаимодействии со стоячей волной на частоте 72,6 ГГц, настроенной в резонанс с переходом 36P–37P. Как уже обсуждалось ранее, двухфотонные переходы $nP \rightarrow (n+1)P$ реализуются по трехуровневой схеме с почти резонансным промежуточным уровнем $(n+1)S$ (см. Рис.4.3). Эти переходы имеют наибольшую вероятность среди всех многофотонных переходов. Для перехода 36P–37P из формулы (4.34) при $\tau = 2$ мкс и средней скорости атомного пучка $V_y = 600$ м/с была вычислена следующая зависимость угла рассеяния от интенсивности микроволнового излучения I (Вт/см²):

$$\theta(\text{рад}) \approx 0,018 \cdot I \quad (4.38)$$

При максимальной интенсивности в волноводе около 0,3 Вт/см², полученной от генератора на лампе обратной волны, мы могли достичь углов рассеяния вплоть до $5 \cdot 10^{-3}$ рад. Эта величина превышала начальную



расходимость атомного пучка, и могла быть зарегистрирована при исследовании его профиля.

На Рис.4.26 приведен результат численного расчета изменения плотности пучка ридберговских атомов при пролете через стоячую волну для перехода 36P–37P. Расчеты выполнялись с учетом реальных условий эксперимента в нашей работе [39]. Рассматривался пучок атомов с поперечным размером, равным четверти длины волны. Он пропускается через склон стоячей волны, где градиентная сила максимальна. Видно, что в правой части графика концентрация пучка увеличивается, что соответствует режиму фокусировки, в то время как в левой части уменьшается, что соответствует режиму рассеяния. Такого рода зависимость и предполагалось наблюдать в нашем эксперименте.

Для проведения экспериментов наша установка для микроволновой спектроскопии ридберговских атомов была модернизирована таким образом, чтобы можно было исследовать профиль и диаграмму рассеяния атомного пучка. Схема эксперимента представлена на Рис.4.27. Возбуждающее лазерное излучение фокусировалось в вакуумную камеру 1 перпендикулярно атомному

пучку 2. Атомы натрия испарялись в печи 3, а атомный пучок формировался двумя диафрагмами 4, 5, которые определяли начальную расходимость около $3 \cdot 10^{-3}$ рад. Ридберговские атомы детектировались методом селективной полевой ионизации в импульсном электрическом поле. Образовавшиеся электроны собирались на входных окнах канальных умножителей 7. Электрические сигналы с их выходов обрабатывались в режиме счета импульсов.

Система регистрации была разделена на две части. В первой осуществлялись возбуждение и взаимодействие с микроволновым излучением при пролете атомного пучка через волновод 8. Во второй части измерялось общее число ридберговских атомов, прошедших через подвижную диафрагму 6 размером 0,1 мм. При перемещении этой диафрагмы измерялся поперечный

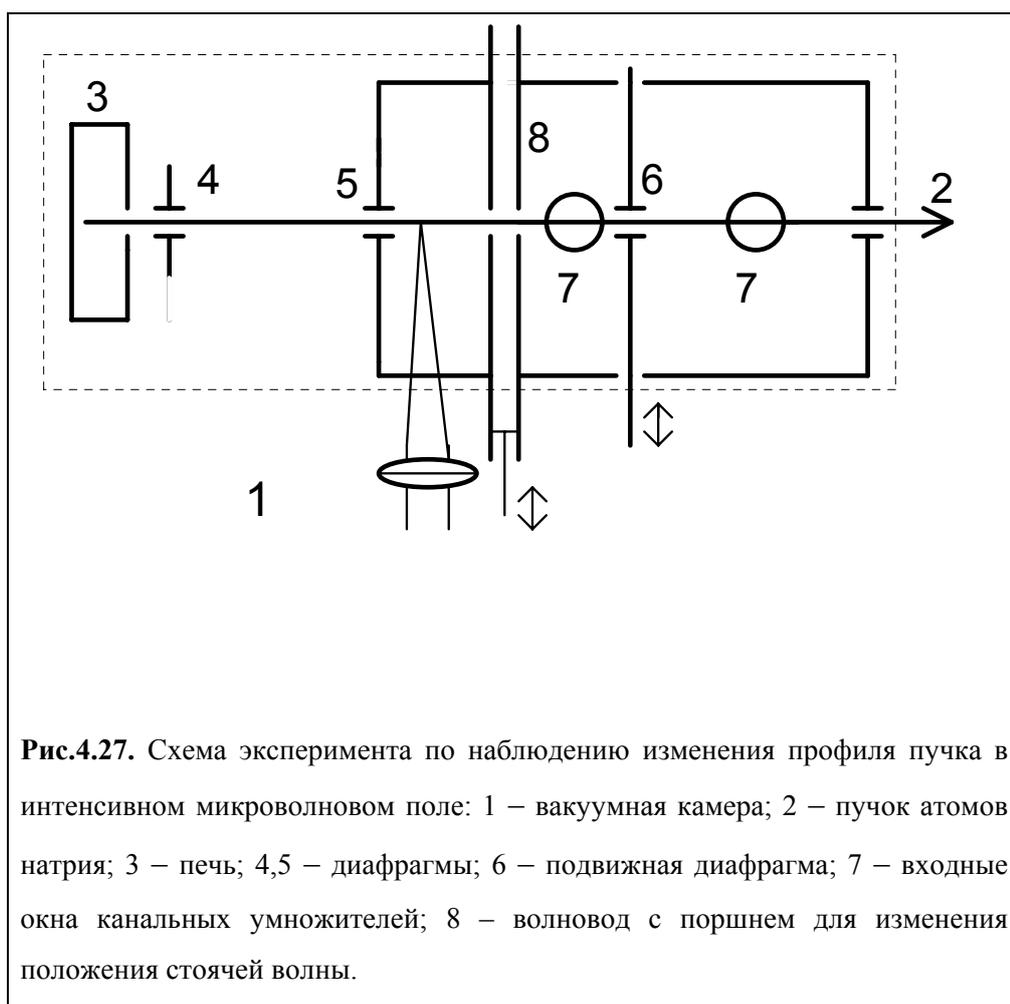


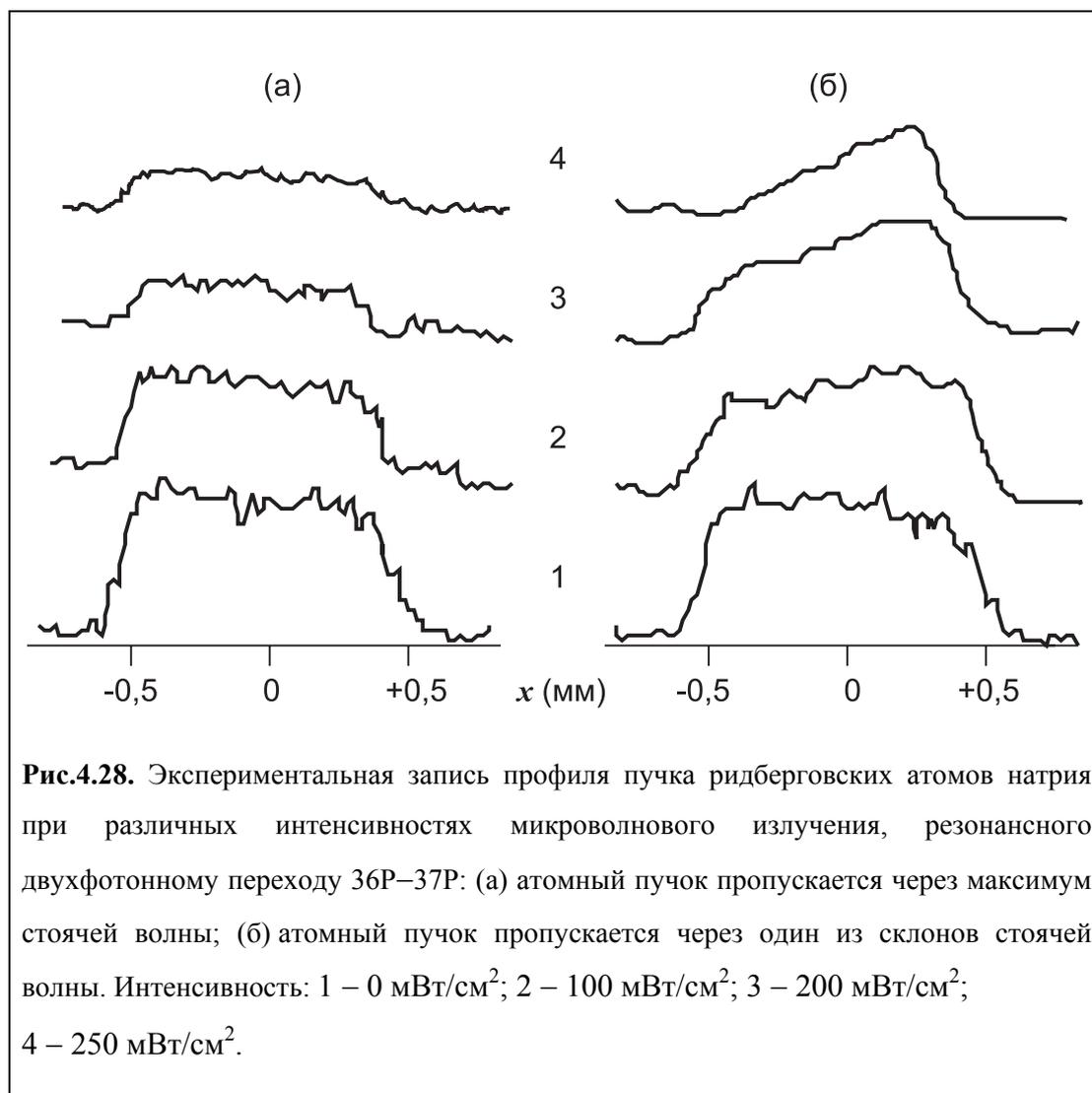
Рис.4.27. Схема эксперимента по наблюдению изменения профиля пучка в интенсивном микроволновом поле: 1 – вакуумная камера; 2 – пучок атомов натрия; 3 – печь; 4,5 – диафрагмы; 6 – подвижная диафрагма; 7 – входные окна канальных умножителей; 8 – волновод с поршнем для изменения положения стоячей волны.

профиль пучка ридберговских атомов. Таким образом, мы могли детектировать поперечный импульс, полученный от резонансного микроволнового излучения. Рассеяние или отклонение пучка должно было изменять его профиль. Кроме того, имелась возможность двигать стоячую волну, перемещая поршень в волноводе, так что атомный пучок мог пролетать через минимум, склон или максимум стоячей волны. Длина волны излучения в волноводе составляла около 5 мм при поперечном размере атомного пучка 1 мм.

На Рис.4.28 представлены экспериментальные записи профиля пучка ридберговских атомов при различных интенсивностях стоячей волны. Частота микроволнового излучения была настроена в резонанс с двухфотонным переходом 36P–37P. В отсутствие излучения наблюдалось симметричное распределение с шириной около 1 мм, определяемой размерами коллимирующих диафрагм. Шумы сигнала были обусловлены флуктуациями лазерного возбуждения. Также в сигнале имелась небольшая подкладка от заряженных частиц из магниторазрядного вакуумного насоса.

Включение микроволнового поля приводило к изменению профиля пучка. Атомный пучок пропусклся через максимум стоячей волны [Рис.4.28(а)] или через один из ее склонов [Рис.4.28(б)]. Видно, что полное число ридберговских атомов уменьшалось при увеличении интенсивности, а также зависело от точки взаимодействия со стоячей волной. Существуют две причины, которые могли приводить к этому эффекту.

Первой из них являются кинетические явления, обсуждавшиеся выше. Условия нашего эксперимента позволяли отклонять атомы на углы, превышающие начальную расходимость атомного пучка. По этой причине атомы, пролетающие через точки с большой интенсивностью, могли отклоняться значительно, другие же сохраняли прямолинейное движение. В принципе, наблюдающееся на Рис.4.28(б) сужение атомного пучка напоминает режим фокусировки, предсказанный на Рис.4.26. Однако фактически мы видим, что полное число атомов не сохраняется, т.е. часть атомов исчезает или рассеивается на очень большие углы, не описываемые нашими расчетами. В этом случае шумы магниторазрядного насоса превышали сигнал от ридберговских атомов и мешали регистрации атомов при больших углах рассеяния.



Другой причиной могло быть быстрое радиационное затухание ридберговских состояний в интенсивном микроволновом поле. Время жизни состояния 36P равно 150 мкс с учетом влияния теплового излучения при 77 К. Время пролета ридберговских атомов от точки лазерного возбуждения до входного окна второго канального умножителя составляло 50 мкс, так что за время пролета должно было распадаться только около 30% ридберговских атомов, а 70% должны были детектироваться во второй части системы регистрации. Однако интенсивное микроволновое излучение могло вызывать не только двухфотонный переход 36P–37P, но и индуцировать нерезонансные переходы в другие состояния, причем лежащие как ниже, так и выше состояния

36Р. Такие переходы могли значительно изменять регистрируемый профиль пучка ридберговских атомов.

Рассмотрим вначале влияние нерезонансных переходов в более низкие состояния. В описанном выше эксперименте использовалось ионизирующее электрическое поле 350 В/см, при котором детектировались только атомы в состояниях, лежащих выше $n = 32$. Если же микроволновое поле индуцировало переходы в состояния с $n < 32$, число регистрируемых ридберговских атомов должно было уменьшаться. Действительно, в специальном контрольном эксперименте с ионизирующим полем 1000 В/см было отмечено увеличение числа регистрируемых ридберговских атомов примерно в 1,5 раза в области максимума интенсивности микроволнового поля. Однако наблюдаемый профиль пучка при этом остался практически неизменным (изменялась только его амплитуда), поэтому был сделан вывод о том, что нерезонансные переходы в более низкие состояния приводят в основном к уменьшению общего количества регистрируемых ридберговских атомов и мало влияют на профиль пучка.

Теперь рассмотрим, как могут влиять нерезонансные переходы в более высокие состояния. Поскольку на Рис.4.28 мы регистрировали все состояния с $n > 31$, переходы между состояниями дискретного спектра не должны были влиять на измеряемый профиль пучка, так все эти атомы одинаково детектировались системой регистрации независимо от состояния. В то же время, интенсивное микроволновое поле могло приводить и к многофотонной ионизации, сопровождающейся переходом в состояния непрерывного спектра [93-98]. Поскольку в данном эксперименте мы детектировали только электроны, а фотоионизация происходила внутри микроволнового волновода, в котором электроны неизбежно попадали на стенки волновода и нейтрализовались, фотоионизованные атомы не могли быть зарегистрированы системой регистрации. Этот эффект также мог приводить к значительному уменьшению числа ридберговских атомов в области максимума интенсивности микроволнового поля и мог заметно изменять профиль пучка вследствие нелинейности процесса многофотонной ионизации.

Поскольку для фотоионизации состояний 36Р и 37Р требуется поглощение около 35 фотонов на частоте 72,6 ГГц, этот процесс должен быть обусловлен быстрой диффузией ридберговского электрона через высоколежащие состояния

к границе ионизации. Теоретическое описание 35-фотонной ионизации представляет собой чрезвычайно трудную задачу, так как во взаимодействие с микроволновым полем вовлечено бесконечное число ридберговских уровней вблизи границы ионизации. Можно лишь сказать, что такой процесс должен обладать очень сильной нелинейностью по интенсивности микроволнового излучения. К сожалению, схема нашего эксперимента не позволяла детально исследовать наличие процесса многофотонной ионизации интенсивным микроволновым полем, поскольку высокая интенсивность достигалась только в волноводе, где в то же время нельзя было регистрировать образовавшиеся электроны.

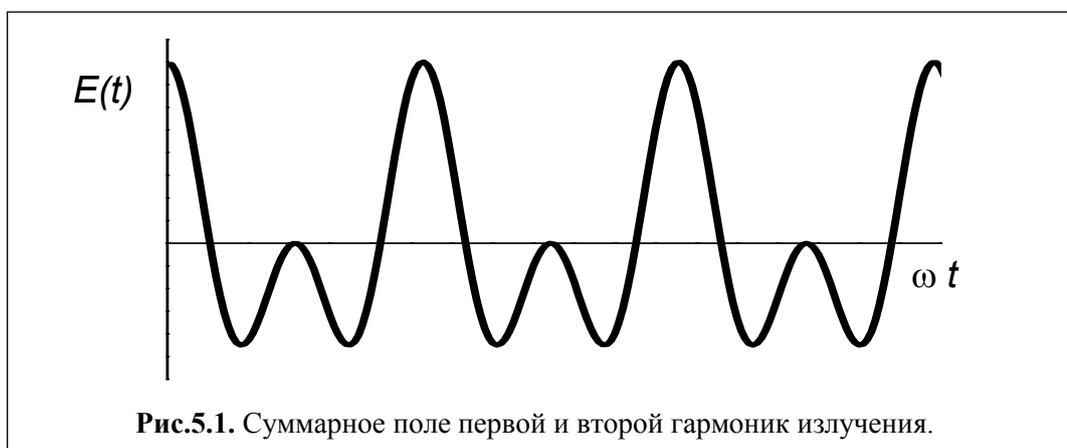
Таким образом, был сделан вывод о том, что в случае теплового пучка ридберговских атомов указанные выше радиационные процессы в интенсивном микроволновом поле препятствуют детальному изучению кинетических эффектов. Очевидным выходом могли бы быть эксперименты с пучком холодных ридберговских атомов, для рассеяния которых потребовалась бы намного меньшая интенсивность микроволнового поля. Поскольку нерезонансные переходы обладают значительной нелинейностью, все побочные процессы могут быть подавлены. Однако такой эксперимент потребовал бы создания специальной системы лазерного охлаждения атомного пучка, что выходило за рамки настоящей работы.

Тем не менее, полученные теоретические и экспериментальные результаты говорят о принципиальной возможности сильного влияния интенсивного микроволнового поля на кинетику и профиль пучка ридберговских атомов.

Глава 5. Квантовая интерференция каналов одно- и двухфотонной ионизации атомов Na излучением Nd:YAG лазера из возбужденного состояния 4S.

§5.1. Введение.

В последнее время возрос интерес к фазочувствительным эффектам в многофотонной ионизации атомов, обусловленным интерференцией различных каналов ионизации в суммарном поле разных частотных гармоник лазерного излучения [175-187]. Одним из проявлений этой интерференции является полярная асимметрия диаграммы вылета фотоэлектронов в поле с $\langle E^3 \rangle \neq 0$. Такое поле может быть получено суммированием коррелированных по фазе первой $E(\omega)\exp(-i\omega t)$ и второй $E(2\omega)\exp(-i2\omega t)$ гармоник лазерного излучения (Рис.5.1). Его характерной особенностью является заметная асимметрия амплитуды колебаний, которая может влиять на протекание нелинейных процессов, в том числе и многофотонного поглощения. Целью данной главы являлось изучение полярной асимметрии при квантовой интерференции каналов одно- и двухфотонной фотоионизации возбужденных 4S-атомов натрия под действием излучений второй и первой гармоник Nd:YAG лазера, соответственно, а также измерение сечений фотоионизации [45,46]. Это был первый эксперимент



такого рода, выполненный со свободными атомами.

Исторически интерес к этому явлению возник в связи с регистрацией эффекта самоорганизующейся генерации второй гармоники (ГВГ) света в волоконных световодах из плавленого кварца [175]. В работах [176-178] была высказана идея полярной асимметрии вылета электронов при ионизации атомов (а также ионизации молекул или дефектов в твердом теле) за счет интерференции двухфотонного поглощения лазерного излучения $E(\omega)\exp(-i\omega t)$ на основной частоте и однофотонного поглощения излучения его второй гармоники $E(2\omega)\exp(-i2\omega t)$. Эта интерференция связана с тем, что вылетевший электрон возбуждается в одно и то же энергетическое состояние непрерывного спектра $\exp(i\vec{k}\vec{r})$ за счет двух процессов. Например, для изучавшегося нами случая фотоионизации атомов Na из возбужденного состояния 4S (Рис.5.2) при поглощении одного фотона на частоте 2ω возбуждается Р-состояние, а поглощение двух фотонов на частоте ω сопровождается возбуждением S- и D-состояний. Иллюстрация квантовой интерференции этих состояний непрерывного спектра изображена на Рис.5.3.

В качестве примера полярные диаграммы на Рис.5.3 изображают угловое распределение волновых функций (с учетом знака) валентного электрона в S, P и D состояниях с проекцией орбитального момента $m = 0$. Поскольку возбуждение этих состояний непрерывного спектра осуществляется в процессе фотоионизации коррелированными по фазе излучениями первой и второй гармоник, для определения результирующей волновой функции следует складывать амплитуды S, P и D волн с учетом их знака, что вообще характерно для явления квантовой интерференции. Суммарная волновая функция в непрерывном спектре имеет заметную асимметрию, которая и приводит к полярной асимметрии вероятности вылета фотоэлектрона.

Изменение сдвига фаз между гармониками изменяет направление асимметрии, поэтому, варьируя разность фаз (например, с помощью стеклянной пластинки, через которую пропускаются оба луча), можно наблюдать картину квантовой интерференции как периодическое изменение вероятности вылета фотоэлектрона в заданном направлении. Более детальное теоретическое

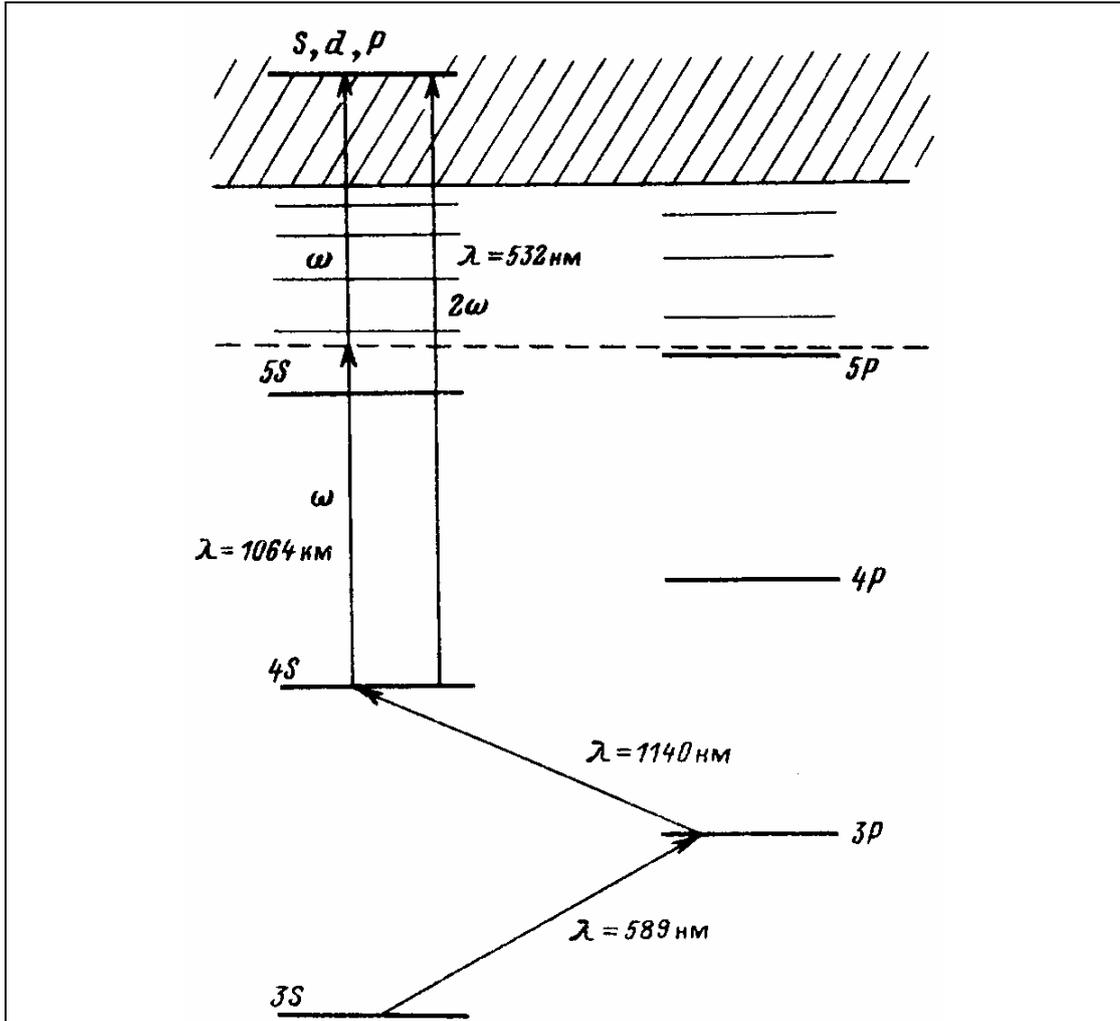


Рис.5.2. Схема одно- и двухфотонной ионизации. Атом натрия в возбужденном состоянии $4S$ имеет потенциал ионизации $1,97 \text{ эВ}$ и облучается полем первой гармоники Nd:YAG-лазера $E(\omega)$ с $\hbar\omega = 1,16 \text{ эВ}$, и второй гармоники $E(2\omega)$, $2\hbar\omega = 2,32 \text{ эВ}$.

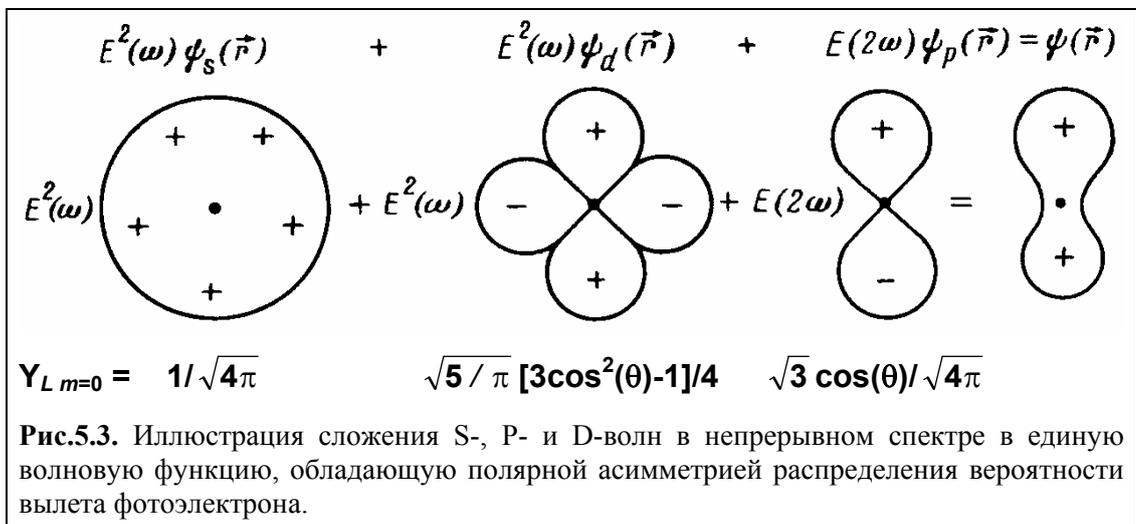


Рис.5.3. Иллюстрация сложения S-, P- и D-волн в непрерывном спектре в единую волновую функцию, обладающую полярной асимметрией распределения вероятности вылета фотоэлектрона.

рассмотрение этого явления было выполнено в работах [176,177].

Ранее в работах [179-182] с катодом ФЭУ с красной границей чувствительности $\lambda = 600$ нм была экспериментально обнаружена интерференция такого рода при освещении катода совместно распространяющимися импульсами с $\lambda=1064$ нм и $\lambda=532$ нм. Однако теория, развитая в [176,177] для изолированных атомов, неприменима к фотоэффекту в твердом теле – фотокатоде. Представлялось интересным зарегистрировать полярную асимметрию вылета, возникающую за счет $\omega/2\omega$ интерференции именно для свободных атомов.

§5.2. Квантовая интерференция каналов одно- и двухфотонной ионизации.

Мы выбрали атомы натрия в 4S-состоянии в качестве объекта исследования по ряду причин. Среди них – наличие 5P-уровня с энергией перехода $\hbar\omega(4S-5P)=1,15$ эВ, почти резонансного с энергией фотона неодимового лазера ($\hbar\omega=1,16$ эВ), что значительно повышает вероятность двухфотонной ионизации. Отметим, что интерференционные фазозависящие эффекты при 7- и 8-фотонной ионизации атомов криптона были зарегистрированы ранее в работе [183].

Схема эксперимента, описанного в нашей работе [45], изображена на Рис.5.4. В вакуумной камере *C* был помещен источник *S*, в котором пары натрия получались испарением последнего при температуре $T=513$ К. Вертикально направленный атомарный пучок получался при выходе паров Na через отверстие диаметром 1 мм. Для возбуждения Na из 3S в 3P-состояние мы фокусировали с помощью линзы *A* излучение лазера L_1 на красителе Родамин 6G ($\lambda=589$ нм), накачиваемого второй гармоникой импульсного Nd:YAG лазера L_2 . Дальнейшее возбуждение из состояния 3P в 4S осуществлялось сфокусированным туда же пучком лазера L_3 на центрах окраски LiF:F_2^- , ($\lambda=1140$ нм), накачиваемого другим Nd:YAG лазером L_4 . Оба пучка, $\lambda=589$ нм и $\lambda=1140$ нм, вводились в камеру через окно *A*. С противоположной стороны через окно *B* вводилось излучение неодимового лазера L_5 и его второй гармоники, $\lambda=1064$ нм и 532 нм соответственно.

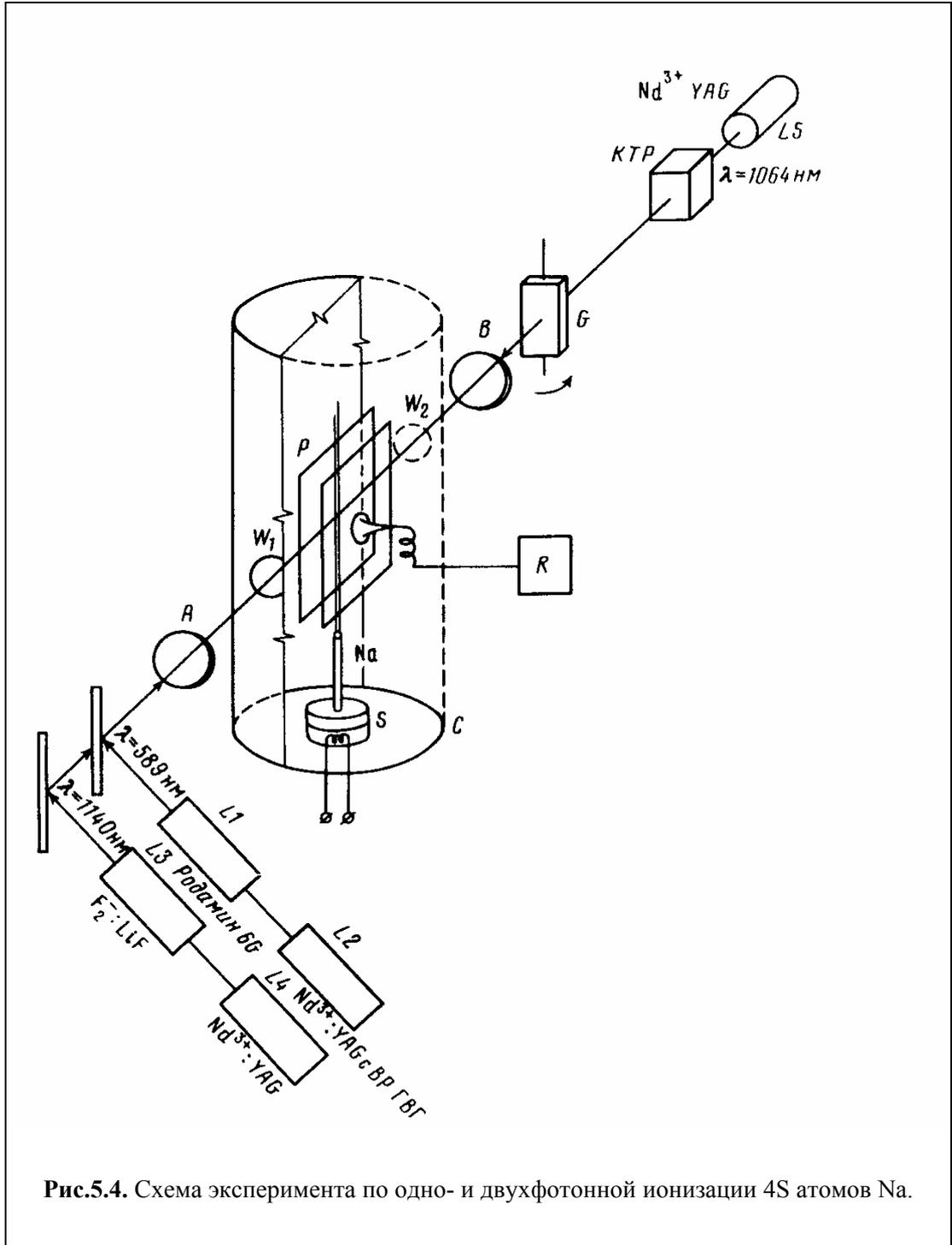


Рис.5.4. Схема эксперимента по одно- и двухфотонной ионизации 4S атомов Na.

ГВГ осуществлялась в кристалле *KTP*, на выходе из которого получался пучок $E(2\omega)$ с горизонтальной линейной поляризацией и пучок $E(\omega)$ с некоторой фиксированной (вообще говоря, эллиптической) поляризацией. Длительность импульсов $E(\omega)$ составляла 50–70 нс, они генерировались с частотой повторения 5 кГц при средней мощности до 6 Вт. Средняя мощность излучения $E(2\omega)$ находилась в пределах от 0,06 до 0,2 Вт. Все три неодимовых лазера имели электрически синхронизованный запуск и выдавали импульсы примерно одинаковой длительности.

Сдвиг фазы $\Delta\varphi$ между полем накачки $E(\omega)$ и полем второй гармоники $E(2\omega)$ осуществлялся поворотом плоскопараллельной стеклянной пластинки G толщиной 7 мм. Зависимость $\Delta\varphi$ от угла поворота θ была прокалибрована заранее по методике работы [184], и для нашей пластинки давалась соотношением:

$$\Delta\varphi(\text{rad}) = 0,75 \cdot [\theta(\text{grad})]^2 \quad (5.1)$$

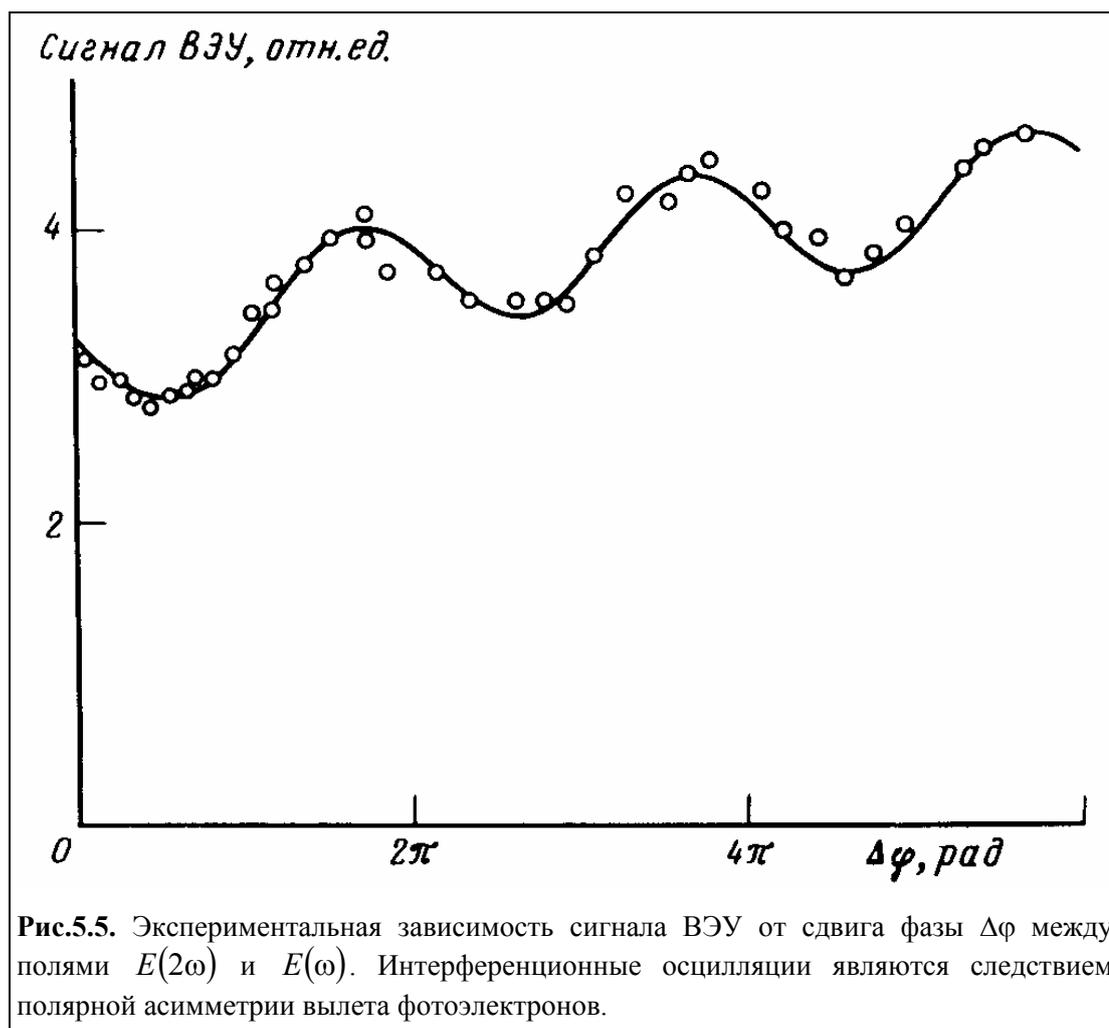
Оба световых пучка диаметром $\cong 2$ мм фокусировались на атомный пучок с помощью линзы B с фокусным расстоянием 21 см. Мы осознаем проблему хроматических aberrаций, вносимых линзой B и окном W_2 , однако в настоящей работе какие-либо меры по борьбе с ними не осуществлялись. Чрезвычайно большую трудность представляло сведение всех четырех пучков в одно и то же место. В частности из-за этого мы не провели исследований со всеми возможными поляризациями волн $E(\omega)$ и $E(2\omega)$. Электроны, получаемые при ионизации, регистрировались вторичным электронным умножителем каналового типа ВЭУ–6. Входное отверстие ВЭУ–6 было расположено напротив освещенной части атомного пучка в направлении поляризации $E(2\omega)$ и вмонтировано в отверстие одной из двух металлических пластин P ; расстояние между пластинами составляло 8 мм. Сигнал с ВЭУ обрабатывался в режиме счета импульсов и регистрировался самописцем R .

При приложении отрицательного напряжения $U=30$ В к левой пластине системы регистрации на вход ВЭУ попадали практически все свободные

электроны, образовавшиеся в процессе фотоионизации. Напротив, в отсутствие разности потенциалов ВЭУ регистрировал лишь те электроны, для которых вектор скорости был направлен в сторону отверстия. Это подтверждается, в частности, следующим. При $U=30$ В сигнал как для двухфотонной ионизации пучком $E(\omega)$, так и для однофотонной ионизации зеленым пучком $E(2\omega)$ практически не зависел от поляризации света. При выключении напряжения на пластинах ($U=0$) сигналы падали примерно в 10 раз. При этом они были максимальными в случае линейной поляризации в направлении отверстия ВЭУ и уменьшались еще в 3–4 раза после поворота поляризации на 90° как для $E(\omega)$, так и для $E(2\omega)$. Сигнал ВЭУ содержал небольшой шум ($<10\%$) от однофотонной ионизации 4S-состояния желтым светом лазера L_1 ($\lambda=589$ нм). За вычетом этого фона, зависимости сигнала ВЭУ от $|E(\omega)|^4$ и от $|E(2\omega)|^2$ были линейными. Подбор режима ГВГ в кристалле КТР позволил эти два вклада в сигнал сделать величинами одного порядка. К сожалению, достичь их равенства с точностью лучше, чем в 2 раза, было затруднительно. Измерение абсолютных и относительных значений сечений одно- и двухфотонной ионизации будет обсуждаться в §5.3.

На Рис.5.5 представлена зависимость сигнала ВЭУ от сдвига фазы $\Delta\varphi$ между $E(2\omega)$ и $E(\omega)$, вносимого поворотом стеклянной пластинки. Контраст $(S_{\max} - S_{\min}) / (S_{\max} + S_{\min}) \cong 15\%$ и периодичность с периодом 2π просматриваются абсолютно уверенно. Следует признать, что из-за трудности совмещения пучков столь "хорошие" результаты проявились примерно в 6 случаях из 13, еще примерно в 5 случаях интерференция была видна отчетливо, но с несколько худшим контрастом, и в 2 случаях шумы не позволяли регистрировать интерференцию надежно. Монотонный наклон зависимости сигнала от $\Delta\varphi$, а точнее, от угла поворота пластинки θ , по-видимому, связан с эффектами поперечного смещения пучка.

Таким образом, в настоящей работе впервые, насколько нам известно, была экспериментально зарегистрирована полярная асимметрия распределения вылетевших электронов, обусловленная интерференцией одно- и двухфотонной ионизации свободных атомов при освещении полем с неравным нулю средним



кубом его величины, $\langle E^3 \rangle = E_1^2(\omega)E_2^*(2\omega) + \text{к.с.}$ В настоящее время этот эффект находит широкое применение для так называемого "когерентного управления" фотохимическими реакциями [185,186], а также для определения абсолютной фазы сверхкоротких лазерных импульсов [187].

§5.3. Измерение сечений одно- и двухфотонной фотоионизации.

Очевидно, что контраст интерференционного сигнала, и, следовательно, возможность наблюдения интерференции каналов ионизации в заданном диапазоне интенсивностей, обусловлены соотношением сечений одно- и двухфотонной ионизации. В связи с этим возникает вопрос об измерении абсолютных сечений процессов, что было сделано нами в работе [46]. Для

однофотонной ионизации атомов щелочных металлов имеется ряд экспериментальных и теоретических работ, которые надежно согласуются между собой, что свидетельствует о высокой точности разработанных теоретических моделей [18]. В частности, для атома натрия была измерена зависимость сечения однофотонной ионизации основного 3S-состояния от длины волны [188]. Наиболее тщательные измерения сечения однофотонной ионизации из возбужденных 5S- и 4D-состояний под действием излучения первой гармоники Nd:YAG лазера были опубликованы в работе [102].

Что касается сечений многофотонной ионизации, то измерительных экспериментов довольно мало, а теоретические расчеты сложны и требуют тщательного сопоставления с экспериментом для подтверждения теоретической модели. Так, процессы многофотонной ионизации атомов натрия в 3S-состоянии изучались в работах [189-192]. В [189,190] были измерены сечения трехфотонной ионизации первой гармоникой рубинового и второй гармоникой Nd:YAG-лазера. В [191,192] аналогичные измерения были выполнены для процесса пятифотонной ионизации излучением первой гармоники Nd:YAG лазера, причем различие измеренных значений составило несколько порядков.

Методика измерений

В нашем эксперименте сигналы фотоионизации 4S-состояния регистрировались как при суммарном действии обеих гармоник, так и отдельно для первой и второй гармоник (см. схему переходов на Рис.5.2) при их средней мощности, достигавшей соответственно 5,285 и 0,165 Вт. Сигналы имели сравнимое значение и были гораздо больше (примерно в 15 раз) слабого фонового сигнала, обусловленного трехступенчатой ионизацией 4S-состояния излучением с длиной волны 589 нм. Обработка сигналов фотоионизации проводилась в режиме счета импульсов. Высокая вероятность двухфотонной ионизации 4S-состояния излучением с длиной волны 1064 нм определяется малостью отстройки реального промежуточного уровня 5P от виртуального уровня двухфотонного процесса (длина волны перехода 4S–5P составляет 1075 нм, Рис.5.2). В отсутствие насыщения вероятность однофотонной ионизации в единицу времени определяется зависимостью

$$W_1 = \sigma_1 \Phi_1, \quad (5.2)$$

где Φ_1 – плотность потока излучения второй гармоники, σ_1 – сечение однофотонной ионизации. Для двухфотонной ионизации эта зависимость носит квадратичный характер:

$$W_2 = \sigma_2 \Phi_2^2, \quad (5.3)$$

где Φ_2 – плотность потока излучения первой гармоники, σ_2 – сечение двухфотонной ионизации. Экспериментальные зависимости сигналов от мощности и их сравнение с теорией согласно (5.2), (5.3) приведены на Рис.5.6. Они подтверждают наличие процессов именно одно- и двухфотонной ионизации. Кроме того, эти зависимости свидетельствуют об отсутствии насыщения обоих сигналов.

При количественном изучении процессов фотоионизации обычно представляет интерес измерение абсолютных значений сечений фотоионизации на заданной длине волны и сравнение их с расчетными значениями. Для этого необходимо связать величину наблюдаемого сигнала с параметрами процесса фотоионизации. Запишем кинетические уравнения для однофотонной фотоионизации в следующем виде [102]:

$$\begin{cases} \dot{I} = N\sigma_1\Phi_1(t) \\ \dot{N} = -[\sigma_1\Phi_1(t) + \Gamma]N + A(t) \end{cases} \quad (5.4)$$

Здесь I – число образовавшихся фотоэлектронов, N – число атомов в 4S-состоянии, Γ – радиационная ширина 4S-состояния, $A(t)$ – скорость двухступенчатого возбуждения 4S-состояния из состояния 3S. Аналогичную систему уравнений можно записать и для процесса двухфотонной ионизации, заменив $\sigma_1\Phi_1$ на $\sigma_2\Phi_2^2$.

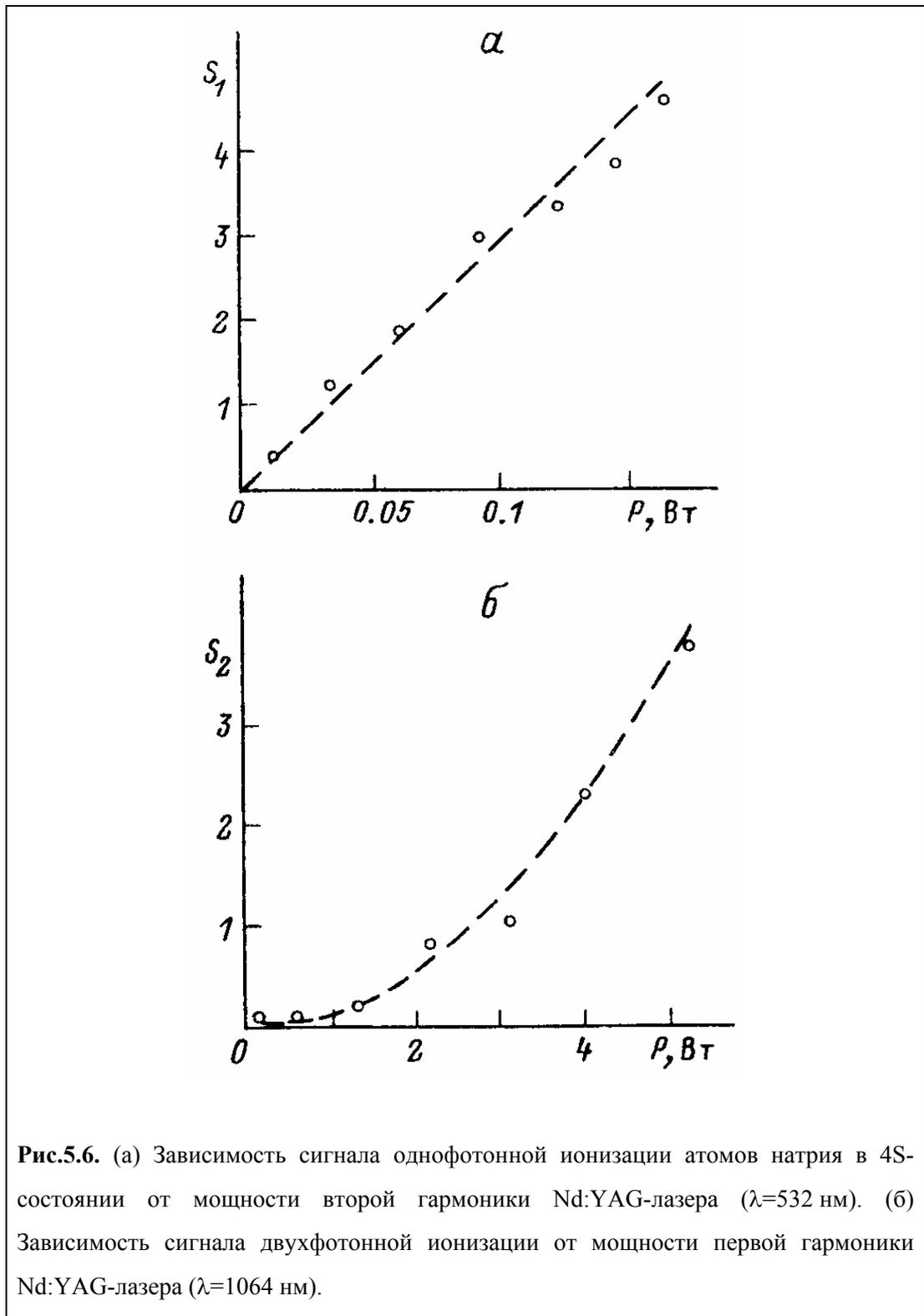


Рис.5.6. (а) Зависимость сигнала однофотонной ионизации атомов натрия в 4S-состоянии от мощности второй гармоники Nd:YAG-лазера ($\lambda=532$ нм). (б) Зависимость сигнала двухфотонной ионизации от мощности первой гармоники Nd:YAG-лазера ($\lambda=1064$ нм).

Поскольку все лазеры работали в импульсном режиме, то зависящими от времени оказывались не только I и N , но также $\Phi_1(t)$ и $A(t)$, причем эта зависимость определяется огибающими соответствующих лазерных импульсов. В общем случае эти зависимости довольно сложны, и решить систему (5.4) в аналитическом виде не представляется возможным. Для упрощения решения системы (5.4) аппроксимируем функции $\Phi_1(t)$ и $A(t)$ прямоугольными импульсами:

$$\Phi_1(t) = \begin{cases} \Phi_1 & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0 & t < 0, \quad t > \tau \end{cases} \quad (5.5)$$

$$A_1(t) = \begin{cases} A & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0 & t < 0, \quad t > \tau \end{cases} \quad (5.6)$$

Здесь Φ_1 и A – константы, не зависящие от времени. Они определяются средней мощностью лазерного излучения в течение импульса, длительность которого для всех лазеров составляла около $\tau \cong 50\text{--}70$ нс.

Сделанное упрощение позволяет легко найти решение системы (5.4) с учетом начальных условий $I(0)=N(0)=0$:

$$I_1 = A \frac{\sigma_1 \Phi_1}{(\sigma_1 \Phi_1 + \Gamma)^2} \left\{ (\sigma_1 \Phi_1 + \Gamma) \tau - 1 + e^{-(\sigma_1 \Phi_1 + \Gamma) \tau} \right\}. \quad (5.7)$$

Аналогично, для процесса двухфотонной ионизации:

$$I_2 = A \frac{\sigma_2 \Phi_2^2}{(\sigma_2 \Phi_2^2 + \Gamma)^2} \left\{ (\sigma_2 \Phi_2^2 + \Gamma) \tau - 1 + e^{-(\sigma_2 \Phi_2^2 + \Gamma) \tau} \right\}, \quad (5.8)$$

где величина Φ_2 определяется так же, как и Φ_1 , а скорость возбуждения 4S-состояния A одинакова для обоих процессов.

Теперь найдем соотношения, связывающие величины I_1 и I_2 с сигналами в системе регистрации. Поскольку обработка сигналов проводилась в режиме счета импульсов, т.е. измерялось число фотоэлектронов, образовавшихся в зоне взаимодействия за время измерения T , эти соотношения могут быть записаны следующим образом:

$$S_1 = C f T n(3S) V I_1, \quad (5.9)$$

$$S_2 = C f T n(3S) V I_2. \quad (5.10)$$

Здесь C – коэффициент сбора фотоэлектронов канальным электронным умножителем, f – частота повторения лазерных импульсов (5 кГц), T – время измерения (в нашем случае $T = 10$ с), $n(3S)$ – концентрация атомов натрия в пучке, V – эффективный объем области взаимодействия атомного пучка с лазерным излучением.

Непосредственное измерение параметров C , V , а также A в (5.7), (5.8) с высокой точностью практически невозможно, однако можно воспользоваться следующими двумя методами, исключая такие измерения.

1. Заметим, что при $\sigma_1 \Phi_1, \sigma_2 \Phi_2^2 \ll \Gamma$ имеем

$$I_1 \approx \sigma_1 \Phi_1 \frac{A}{\Gamma^2} \{ \Gamma \tau - 1 + e^{-\Gamma \tau} \}, \quad (5.11)$$

$$I_2 \approx \sigma_2 \Phi_2^2 \frac{A}{\Gamma^2} \{ \Gamma \tau - 1 + e^{-\Gamma \tau} \}. \quad (5.12)$$

В то же время, при $\sigma_1 \Phi_1, \sigma_2 \Phi_2^2 \gg \Gamma$ и $\sigma_1 \Phi_1 \tau, \sigma_2 \Phi_2^2 \tau \gg 1$, т.е. при больших интенсивностях излучений, получим $I_1 \approx I_2 \approx A \tau$. Возникает эффект насыщения фотоионизации. Таким образом, сечения фотоионизации могли бы быть определены по кривым насыщения аналогично [102,114,115]. Однако, как следует из Рис.5.6, сигналы были далеки от насыщения даже при максимальных интенсивностях излучений первой и второй гармоник нашего Nd:YAG лазера.

2. Второй способ связан с возможностью измерения отношения сечений σ_2 / σ_1 . С учетом (5.11), (5.12) имеем:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\sigma_1 \Phi_1}{\sigma_2 \Phi_2^2} \quad (5.13)$$

Отсюда получаем:

$$\sigma_2 = \frac{S_2}{S_1} \cdot \frac{\Phi_1}{\Phi_2^2} \sigma_1 \quad (5.14)$$

Если известно сечение однофотонной ионизации σ_1 , можно определить σ_2 , не измеряя отдельно C , V и A . С учетом погрешности измерений входящих в это выражение параметров, экспериментально было получено следующее соотношение:

$$\sigma_2 = (1,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-28} \sigma_1 \text{ см}^4 \cdot \text{с} \quad (5.15)$$

где σ_1 берется в единицах см^2 .

Обсуждение результатов

Несмотря на то, что экспериментальные данные по $\sigma_1(4S)$ отсутствуют, имеется довольно большое число теоретических работ, посвященных численным расчетам сечений однофотонной ионизации низколежащих состояний атомов щелочных металлов (например, [193,194]). Для S-состояний наиболее точные расчеты выполнены в [194]. Эти расчеты учитывают поляризацию атомного остова и находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными работ [102,188] для 3S- и 5S-состояний. Отсюда можно сделать вывод, что теоретическое значение $\sigma_1(4S)$ из [194] также должно быть весьма близким к истинному. С учетом точности графика, приведенного в [194],

$\sigma_1(4S) = (5 \pm 1) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ на длине волны 532 нм. Подставляя это значение в (5.15), впервые получаем оценку для абсолютного сечения двухфотонной ионизации 4S-состояния натрия излучением с длиной волны 1064 нм:

$$\sigma_2^{\text{экс}} = (5,5 \pm 2,7) \cdot 10^{-47} \text{ см}^4 \cdot \text{с}. \quad (5.16)$$

Для сравнения укажем, что характерные значения сечений двухфотонной ионизации молекул лежат в пределах $10^{-48} - 10^{-54} \text{ см}^4 \cdot \text{с}$, а экспериментально измеренное сечение двухфотонной ионизации основного состояния калия излучением $\lambda = 532 \text{ нм}$ составляет $6,3 \cdot 10^{-48} \text{ см}^4 \cdot \text{с}$ по данным работы [195], и $1,6 \cdot 10^{-48} \text{ см}^4 \cdot \text{с}$ по данным работы [190].

Более высокое значение сечения двухфотонной ионизации 4S-состояния Na объясняется, как уже упоминалось, близостью реального промежуточного уровня 5P к виртуальному уровню двухфотонного перехода в континуум. Это обстоятельство позволяет провести приближенный теоретический расчет сечения двухфотонной ионизации с использованием трехуровневой модели 4S–5P– E_S , E_D , и сравнить полученное значение с нашим экспериментом. Здесь E_S , E_D обозначают состояния фотоэлектрона с энергией E в непрерывном спектре с соответствующими значениями его орбитального момента. С 5P-состоянием связаны только S- и D-состояния непрерывного спектра. Существует довольно большое число теоретических работ, посвященных расчету сечений многофотонной ионизации, однако в нашем случае наиболее удобно использовать формулу, полученную в [196] для скорости двухфотонной ионизации произвольного S-состояния при линейной поляризации лазерного излучения (в а. е.):

$$W_2 = 16\pi^2 \alpha^2 \omega^2 k \left[\frac{4}{45} S_D^2(\omega) + \frac{1}{9} S_S^2(\omega) \right] \Phi_2^2, \quad (5.17)$$

где α – постоянная тонкой структуры, ω – частота лазерного излучения, k – импульс фотоэлектрона, а S_S и S_D – двухфотонные матричные элементы

переходов в континуум через промежуточные состояния, содержащие только радиальные части волновых функций:

$$S_L(\omega) = \frac{(P_{kL}|D|P_{5P})(P_{5P}|D|P_{4S})}{\Omega}. \quad (5.18)$$

Здесь L – орбитальный момент фотоэлектрона, Ω – отстройка частоты перехода 4S–5P от ω , D – оператор дипольного момента, а величины в скобках – радиальные интегралы, определяемые как

$$(P_{nL}|D|P_{n'L}) = \int_0^{\infty} P_{nL} D P_{n'L} dr. \quad (5.19)$$

Радиальный интеграл $(P_{5P}|D|P_{4S})$ легко найти исходя из известной силы осциллятора перехода $f(4S_{1/2}-5P_{1/2}) = 1,3 \cdot 10^{-2}$ на длине волны $\lambda = 1075$ нм. Используя известные формулы для силы осциллятора [1], получаем $(P_{5P}|D|P_{4S}) \cong 1,19$ а. е.

Более сложную задачу представляет расчет радиального интеграла $(P_{kL}|D|P_{5P})$ для перехода из 5P-состояния в континуум. Как правило, его вычисляют с использованием численных методов. Однако для возбужденных состояний могут быть получены простые квазиклассические выражения для радиальных интегралов и сечений однофотонной ионизации [65], в том числе с учетом орбитального момента начального и конечного состояний. Радиальный интеграл перехода из состояния nL в состояния непрерывного спектра $E_{L \pm 1}$ определяется следующим выражением [65] (в а. е.):

$$R_{nL}^{E_{L \pm 1}} = -\frac{iL^2}{\sqrt{3}\pi\omega} \left(\frac{k}{n_{\text{эфф}}} \right)^3 \left[K_{2/3} \left(\omega \frac{L^3}{3} \right) \pm K_{1/3} \left(\omega \frac{L^3}{3} \right) \right], \quad (5.20)$$

где $n_{\text{эфф}}$ – эффективное главное квантовое число [для P-состояний натрия $n_{\text{эфф}} \cong (n-0,855)$], $K_{1/3}$ и $K_{2/3}$ – функции Макдональда. Выражение (5.20)

справедливо при $n_{\text{эфф}} \gg 1$. Поскольку частота основной гармоники Nd:YAG лазера $\omega \approx 0,0428$ а.е. $\ll 1$, функция Макдональда может быть разложена в виде:

$$K_{2/3}(x) \approx 1,094x^{-2/3} \quad K_{1/3}(x) \approx 1,9x^{-1/3}. \quad (5.21)$$

Используя (5.20)-(5.21), получаем следующие значения (в а.е.):

$$R_{5P}^{ES} \approx 0,369 \quad R_{5P}^{ED} \approx 0,903. \quad (5.22)$$

В работе [65] приводится также формула для вычисления сечения однофотонной ионизации данного nL -состояния на основе выражения (5.20). С целью проверки правильности полученных значений (5.22), с помощью этой формулы было вычислено сечение однофотонной ионизации $5P$ -состояния излучением $\lambda=1064$ нм. Эта величина составляет $1,2 \cdot 10^{-17}$ см², и находится в хорошем согласии с точным численным расчетом, проведенным в [193]. Поэтому можно считать, что квазиклассическая формула (5.20) хорошо работает даже в случае низких n ; таким образом, для расчета радиальных интегралов (5.18) можно использовать значения (5.22). Однако при этом необходимо учесть разницу в нормировках радиальных волновых функций непрерывного спектра в работах [65] и [196]:

$$(P_{kL}|D|P_{5P}) = \frac{1}{k^2} R_{5P}^{EL}. \quad (5.23)$$

Комбинируя (5.18), (5.22) и (5.23), получаем следующую расчетную величину для сечения двухфотонной ионизации $4S$ -состояния атома натрия излучением $\lambda=1064$ нм:

$$\sigma_2^{meop} = 4 \cdot 10^{-47} \text{ см}^4 \cdot \text{с}. \quad (5.24)$$

Сравнение с (5.16) демонстрирует довольно хорошее согласие, несмотря на то, что при определении экспериментального значения было сделано довольно много упрощающих приближений.

Заключение

Выбранная методика измерений сечения двухфотонной ионизации в поле импульсного лазерного излучения дает надежные результаты и может служить основой для аналогичных измерений как в Na, так и в других атомах. Достоинством является относительная простота, позволяющая исключать ряд трудоемких измерений и получать искомое сечение, зная лишь отношение сигналов и плотностей мощности лазерного излучения.

Двухфотонная ионизация 4S-состояния атома натрия излучением $\lambda=1064$ нм реализуется по трехуровневой схеме 4S–5P– E_S, E_D , и вкладом остальных промежуточных состояний можно пренебречь с хорошей точностью. Это позволяет значительно упростить теоретическое описание данного двухфотонного процесса, в частности рассчитать характерные параметры интерференции каналов ионизации и более детально исследовать это явление.

Проведенные исследования подтвердили высокую точность теорий одно- и двухфотонной ионизации возбужденных состояний атомных систем с одним внешним электроном. Отклонения здесь могут ожидать лишь в области порога фотоионизации, как было обнаружено в наших предыдущих экспериментах по фотоионизации ридберговских атомов Na излучением CO₂-лазера [114-116].

Заключение

Настоящая диссертационная работа была посвящена систематическому экспериментальному и теоретическому изучению когерентных и нелинейных процессов в ридберговских атомах при оптических и микроволновых переходах между ридберговскими состояниями и при фотоионизации атомов, а также экспериментальной демонстрации возможных практических применений полученных результатов. Основное внимание уделялось выявлению особенностей когерентного взаимодействия атомов с излучением, нелинейным многофотонным процессам, квантовой интерференции, развитию новых экспериментальных методик для исследования и управления ридберговскими атомами. Отсутствие спонтанной релаксации и столкновительного уширения линий переходов между ридберговскими состояниями позволили впервые наблюдать ряд новых эффектов. Благодаря разработке оригинальных методик проведения экспериментов измерялись и накапливались сигналы от одиночных ридберговских атомов при низкой концентрации атомного пучка, что является отличительной особенностью экспериментов с ридберговскими атомами.

Основными результатами работы являются:

1. Реализация новой схемы лазерного возбуждения и разработка оригинальной методики проведения экспериментов по микроволновой спектроскопии ридберговских атомов Na.
2. Спектроскопия одно- и многофотонных микроволновых переходов из nP состояний ридберговских атомов Na в области $n = 30-40$, исследование статического и динамического эффектов Штарка на микроволновых переходах, измерение статических поляризуемостей и напряженности СВЧ-поля, изучение взаимодействия с тепловыми фотонами в микроволновом резонаторе.
3. Первое наблюдение и исследование расщепления линий вследствие двухфотонного динамического эффекта Штарка на микроволновом переходе $36P \rightarrow 37P$ в ридберговских атомах Na.

4. Первое наблюдение и исследование эффекта двойного штарковского резонанса на двухфотонных переходах $nP \rightarrow (n+1)P$ в атомах Na, возникающего вследствие пересечения реального промежуточного уровня $(n+1)S$ с виртуальным уровнем в электрическом поле, и его использование для абсолютной калибровки напряженности электрического поля в вакууме.
5. Анализ кинетических эффектов при движении пучка ридберговских атомов в интенсивном микроволновом поле. Показано, что поле стоячей волны может приводить к отклонению и рассеянию пучка вследствие градиентной силы. Этот процесс наиболее эффективен для многофотонных резонансов в ридберговских атомах.
6. Экспериментальная реализация квантового интерферометра на основе кратковременного штарковского расщепления вырожденных ридберговских уровней электрическим полем. Продемонстрирована высокая чувствительность интерференционной картины к лабораторному магнитному полю и поляризации возбуждающего лазерного излучения, а также возможность эффективного управления вероятностью перехода с помощью импульса электрического поля.
7. Исследование микроволнового эффекта Ханле в ридберговских атомах. Показано, что ширина огибающей сигнала Ханле в ридберговских атомах определяется временем взаимодействия с микроволновым излучением, а сам сигнал, при определенных условиях, сопровождается квантовыми биениями вследствие интерференции вырожденных состояний.
8. Изучение квантовой интерференции каналов одно- и двухфотонной фотоионизации $4S$ состояния Na излучением второй и первой гармоник Nd:YAG-лазера. Впервые продемонстрировано, что квантовая интерференция приводит к предсказанной полярной асимметрии диаграммы вылета фотоэлектронов. Измеренное сечение двухфотонной ионизации $4S$ состояния Na излучением первой гармоники Nd:YAG лазера хорошо совпадает с расчетами в трехуровневой модели.

Совокупность полученных результатов, объединенных в данной работе, вносит значительный вклад в новое научное направление – *физику ридберговских атомов*. Это направление имеет исключительную важность как с

точки зрения фундаментальных исследований, позволяя поверять справедливость различных теоретических моделей когерентного и нелинейного взаимодействия атомов с интенсивным излучением, так и с точки зрения разнообразных применений для спектроскопии высокого разрешения, квантовых неразрушающих измерений, атомной интерферометрии, измерения электрических полей, когерентного контроля фотоионизации и т.д. Разработанные методики контроля и управления состоянием ридберговских атомов могут быть использованы в перспективных исследованиях по созданию логических элементов квантовых компьютеров и получению перепутанных состояний на основе диполь-дипольного взаимодействия ридберговских атомов [47].

Дальнейшие перспективы исследований ридберговских атомов связаны, главным образом, с переходом к экспериментам с холодными атомами. Современные методы лазерного охлаждения и захвата атомов позволяют достигать температур порядка 100 мкК в магнито-оптических ловушках и даже более низких температур в оптических и магнитных ловушках [8,9]. По сравнению с экспериментами в атомных пучках, холодные ридберговские атомы предоставляют гораздо больше возможностей для изучения когерентных и нелинейных процессов благодаря отсутствию теплового движения и влияния эффекта Доплера, большим временам удержания в ловушках и соответственно большим временам взаимодействия с излучением и друг с другом, возможности локализации атомов в упорядоченных оптических решетках. Например, в недавно выполненных нами экспериментах по микроволновой спектроскопии холодных атомов Rb в магнито-оптической ловушке наблюдались эффекты, связанные с оптической перекачкой в когерентные темные состояния в центре облака холодных атомов [197]. Особый интерес представляют эксперименты с одиночными атомами в оптических дипольных ловушках [9-11] для практической реализации логических элементов квантового компьютера на атомах в ридберговских состояниях [198-200] и изучения дальнедействующих взаимодействий между ридберговскими атомами [201-204].

Автор посвящает данную диссертацию памяти Игоря Менделевича Бетерова. Глубокая благодарность выражается Н.В.Фатееву как соавтору

большинства работ, а также Г.Л.Василенко, Д.Х.Гарифуллин, А.О.Выродову, Д.Б.Третьякову, В.М.Энтину и И.И.Бетерову за участие в подготовке и проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Собельман И.И., *"Введение в теорию атомных спектров"*, Москва: Наука, 1977.
- [2] Александров Е.Б., Хвостенко Г.И., Чайка М.П., *"Интерференция атомных состояний"*, Москва: Наука, 1991.
- [3] Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М., *"Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул"*, Новосибирск: Наука, 1979.
- [4] Летохов В.С., Чеботаев В.П., *"Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения"*, Москва: Наука, 1990.
- [5] Делоне Н.Б., Крайнов В.П., *"Атом в сильном световом поле"*, Москва: Энергоатомиздат, 1984.
- [6] Акулин В.М., Карлов Н.В., *"Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике"*, Москва: Наука, 1987.
- [7] Шен И.Р., *"Принципы нелинейной оптики"*, Москва: Наука, 1989.
- [8] Metcalf H.J., van der Straten P., *"Laser Cooling and Trapping"*, New York: Springer, 1999.
- [9] Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Yu.B., "Optical dipole traps for neutral atoms", *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 2000, v.42, pp.95-170.
- [10] Dumke R., Volk M., Muther T., Buchkremer F.B.J., Birkl G., Ertmer W., "Micro-optical Realization of Arrays of Selectively Addressable Dipole Traps: A Scalable Configuration for Quantum Computation with Atomic Qubits", *Phys. Rev. Lett.*, 2002, v.89, pp.097903(1-4).
- [11] Schlosser N., Raymond G., Grangier P., "Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps", *Phys. Rev. Lett.*, 2002, v.89, pp.023005(1-4).
- [12] Gruska J., *"Quantum Computing"*, McGraw-Hill: London, 1999.
- [13] Steane A.M., "Quantum computing", *Rep. Prog. Phys.*, 1998, v.61, pp.117-173.
- [14] Mermin N., "What's wrong with these elements of reality?", *Physics Today*, June 1990, p.9.
- [15] Woerdman J.P., "Self-broadening of the Na 3S-5S and 3S-4D two photon transition", *Opt. Comm.*, 1979, v.28, № 1, pp.69-72.

- [16] "Ридберговские состояния атомов и молекул", под ред. Р.Стеббингса и Ф.Даннинга, Москва: Мир, 1985.
- [17] Gallagher T.F., "Rydberg Atoms", Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- [18] Ключарев А.Н., Янсон М.Л., "Элементарные процессы в плазме щелочных металлов", Москва: Энергоатомиздат, 1988.
- [19] Смирнов Б.М., "Возбужденные атомы", Москва: Энергоатомиздат, 1982.
- [20] Летохов В.С., "Лазерная фотоионизационная спектроскопия", Москва: Наука, 1983.
- [21] Рябцев И.И., "ИК и микроволновая спектроскопия резонансных и многофотонных переходов в ридберговских атомах натрия", диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 1992.
- [22] Бетеров И.М., Василенко Г.Л., Рябцев И.И., Фатеев Н.В., "Лазеры на центрах окраски в спектроскопии ридберговских состояний", В сборнике: "Перестраиваемые лазеры и их применение", Институт теплофизики СО АН СССР, Новосибирск, 1988, с.141-151.
- [23] Beterov I.M., Vasilenko G.L., Ryabtsev I.I., Fateev N.V., "Multiphoton microwave resonances in sodium Rydberg atoms", in "Intense Laser Phenomena", Series in Optics and Photonics, ed. by I.Yu.Kiyan and M.Y.Ivanov, World Scientific, Singapore, 1991, v.3, pp.100-120.
- [24] Beterov I.M., Ryabtsev I.I., "Rydberg sodium atoms in a strong microwave field", Physics of Vibrations, 1998, v.6, No.3, pp.196-205.
- [25] Рябцев И.И., Третьяков Д.Б., "Микроволновая спектроскопия эффекта Зеемана в ридберговских атомах натрия", Оптика и спектроскопия, 2001, т.90, в.2, с.181-184.
- [26] Beterov I.M., Ryabtsev I.I., "Rydberg sodium atoms in a strong microwave field", Proceedings of SPIE, 1998, v.3485, pp.274-285 (Труды XI Международной Вавиловской конференции, Новосибирск, 1997).
- [27] Бетеров И.М., Рябцев И.И., Фатеев Н.В., "Наблюдение двухфотонного динамического эффекта Штарка в трехуровневом ридберговском атоме Na", Письма в ЖЭТФ, 1988, т.48, в.4, с.181-183.

- [28] Beterov I.M., Ryabtsev I.I., Fateev N.V., "Probing of weak static electric field by Rydberg atoms", in *"Nonlinear Optics"*, Nova Science Publishers, New York, USA, 1992, pp.437-443 (труды X Международной Вавиловской конференции, Новосибирск, 1990).
- [29] Бетеров И.М., Рябцев И.И., "Прецизионная штарковская спектроскопия тонкой структуры микроволнового перехода 37P–37S в ридберговских атомах натрия", Письма в ЖЭТФ, 1998, т.68, в.12, с.853-857.
- [30] Beterov I.M., Ryabtsev I.I., "Ionization probing of static electric fields by the double Stark resonance in Rydberg atoms", AIP Conference Proceedings, 1995, Ser.329, pp.472-475 (Proceedings of RIS-94, 1994, Bernkastel-Kues, Germany).
- [31] Бетеров И.М., Василенко Г.Л., Крайнов В.П., Рябцев И.И., Фатеев Н.В., "Абсолютная калибровка электрического поля на основе штарковской подстройки двойного микроволнового резонанса в ридберговских атомах", Письма в ЖТФ, 1991, т.17, в.9, с.44-48.
- [32] Бетеров И.М., Выродов А.О., Рябцев И.И., Фатеев Н.В., "Микроволновая спектроскопия двухфотонных переходов и двойной штарковский резонанс в ридберговских атомах натрия", ЖЭТФ, 1992, т.101, в.4, с.1154-1176.
- [33] Рябцев И.И., Третьяков Д.Б., "Разрыв L-S связи и двойной штарковский резонанс в спектре двухфотонного перехода 36P-37P в ридберговских атомах натрия", ЖЭТФ, 2002, т.121, в.4, с.787-796.
- [34] Beterov I.M., Ryabtsev I.I., "Multiphoton potential scattering of Rydberg atoms by the microwave field", Laser Physics, 1994, v.4, No.5, pp.953-956.
- [35] Бетеров И.М., Рябцев И.И., "Наблюдение двухфотонного потенциального рассеяния ридберговских атомов натрия микроволновым полем", Письма в ЖЭТФ, 1994, т.59, в.2, с.91-93.
- [36] Beterov I.M., Ryabtsev I.I., "Multiphoton potential scattering of Rydberg atoms by the microwave field", AIP Conference Proceedings, 1995, Ser.329, pp.161-164 (Proceedings of RIS-94, 1994, Bernkastel-Kues, Germany).
- [37] Бетеров И.М., Рябцев И.И., "Кинетические явления при многофотонных резонансах в ридберговских атомах", Известия РАН, сер. физ., 1996, т.60, в.6, с.21-25.

- [38] Beterov I.M., Ryabtsev I.I., "Kinetic phenomena at multiphoton resonances in Rydberg atoms", Proceedings of SPIE, 1996, v.2796, pp.116-120 (труды ICONO-95, Санкт-Петербург, 1995).
- [39] Безвербный А.В., Бетеров И.М., Тумайкин А.М., Рябцев И.И., "Резонансное рассеяние трехуровневых ридберговских атомов в СВЧ поле", ЖЭТФ, 1997, т.111, в.3, с.796-815.
- [40] Bezverbny A.V., Beterov I.M., Garifullin D.Kh., Ryabtsev I.I., Tumaikin A.M., "Profile of the beam of Rydberg atoms in the strong standing microwave field", Laser Physics, 1997, v.7, No.3, pp.897-901.
- [41] Бетеров И.М., Рябцев И.И., "Вынужденное излучение ридберговского атома натрия в микроволновом резонаторе", Письма в ЖЭТФ, 1999, т.69, в.6, с.413-416.
- [42] Ryabtsev I.I., Beterov I.M., "Quantum interferometry of degenerate Rydberg states using a temporary dc Stark splitting", Phys. Rev. A, 2000, v.61, pp.063414(1-9).
- [43] Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., "Microwave Hanle effect in Rydberg atoms", Phys. Rev. A, 2001, v.64, pp.033413(1-8).
- [44] Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., "Hanle effect in Rydberg atoms of sodium", Proceedings of SPIE, 2002, v. 4748, pp. 228-234 (Труды ICONO-2001, Минск, 2001).
- [45] Баранова Н.Б., Бетеров И.М., Зельдович Б.Я., Рябцев И.И., Чудинов А.Н., Шульгинов А.А., "Обнаружение интерференции одно- и двухфотонного процессов ионизации 4S состояния натрия", Письма ЖЭТФ, 1992, т.55, в.8, с.431-435.
- [46] Бетеров И.М., Рябцев И.И., "Исследование одно- и двухфотонной ионизации возбужденных 4S состояний атома натрия", Оптика и спектроскопия, 1993, т.75, в.3, с.531-538.
- [47] Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Beterov I.I., "Applicability of Rydberg atoms to quantum computers", J. Phys. B, 2005, v.38, pp.S421–S436; электронный препринт <http://www.arxiv.org/pdf/quant-ph/0402006>.
- [48] Rydberg J.R., "On the Structure of the Line Spectra of the Chemical Elements", Phil. Mag. 5th series, 1890, v.29, pp.331–337.
- [49] Рамзей Н., *"Молекулярные пучки"*, Москва: Изд. иностр. литературы, 1960.

- [50] Смит К.Ф., "Молекулярные пучки", Москва: Физматгиз, 1959.
- [51] Filipovicz P., Meystre P., Rempe G., Walther H., "Rydberg atoms. A testing ground for quantum electrodynamics", *Optica acta*, 1985, v.32, №9-10, pp.1105-1123.
- [52] de Oliveira A.L., Mancini M.W., Bagnato V.S., Marcassa L.G., "Measurement of Rydberg-state lifetimes using cold trapped atoms", *Phys. Rev. A*, 2002, v.65, pp.031401(1-4).
- [53] Wenhui Li, Mourachko I., Noel M.W., Gallagher T.F., "Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the *ns*, *np*, and *nd* series", *Phys. Rev. A*, 2003, v.67, pp.052502(1-7).
- [54] Anderson W.R., Veale J.R., Gallagher T.F., "Resonant Dipole-Dipole Energy Transfer in a Nearly Frozen Rydberg Gas", *Phys. Rev. Lett.*, 1998, v.80, pp.249-252.
- [55] Mourachko I., Comparat D., de Tomasi F., Fioretti A., Nosbaum P., Akulin V.M., Pillet P., "Many-Body Effects in a Frozen Rydberg Gas", *Phys. Rev. Lett.*, 1998, v.80, pp.253-256.
- [56] Raymond J.M., Brune M., Haroche S., "*Colloquium*: Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity", *Rev. Mod. Phys.*, 2001, v.73, pp.565-582.
- [57] Fabre C., Haroche S., Goy P., "Millimeter spectroscopy in sodium Rydberg states: quantum-defect, fine-structure, and polarizability measurements", *Phys. Rev. A*, 1978, v.18, №1, pp.229-237.
- [58] Fabre C., Haroche S., Goy P., "Addendum to "Millimeter spectroscopy in sodium Rydberg states"", *Phys. Rev. A*, 1980, v.22, №2, pp.778-781.
- [59] Goy P., Fabre C., Gross M., Haroche S., "High resolution two-photon millimeter spectroscopy in sodium Rydberg states", *J. Phys. B*, 1980, v.13, pp.L83-L91.
- [60] Gallagher T.F., Hill R.M., Edelstein S.A., "Resonance measurements of d-f-g-h splittings in highly excited states of sodium", *Phys. Rev. A*, 1976, v.14, №2, pp.744-750.
- [61] Герасимов В.Г., Дюбко С.Ф., Ефименко М.Н., Ефремов В.А., Подоба В.Б., Поднос С.В., Резник А.В., "Измерение частот микроволновых переходов в

- ридберговских состояниях атомов натрия", Квантовая электроника, 1991, т.18, №4, с.410-413.
- [62] Дюбко С.Ф., Ефименко М.Н., Ефремов В.А., Поднос С.В., "Квантовый дефект и тонкая структура термов ридберговских атомов Na I в S-, P- и D-состояниях", Квантовая электроника, 1995, т.22, №9, с.946-950.
- [63] Edmonds A.R., Picart J., Tran Minh N., Pullen R., "Tables for the computation of radial integrals in the Coulomb approximation", J. Phys. B, 1979, v.12, №17, pp.2781-2787.
- [64] Гореславский С.П., Делоне Н.Б., Крайнов В.П., "Радиационные переходы между квазиклассическими атомными состояниями", Препринт ФИАН СССР, 1982, №33.
- [65] Гореславский С.П., Делоне Н.Б., Крайнов В.П., "Вероятности радиационных переходов между высоковозбужденными атомными состояниями", ЖЭТФ, 1982, т.82, с.1789-1797.
- [66] Figger H., Leuchs G., Straubinger R., Walther H., "Photon detector for submillimetre wavelength using Rydberg atoms", Opt. Comm., 1980, v.33, pp.37-41.
- [67] Gallagher T.F., Cooke W.E., "The detection of 300°K blackbody radiation with Rydberg atoms", Appl. Phys. Lett., 1979, v.34, №6, pp.369-371.
- [68] Theodosiou C.E., "Lifetimes of alkali-metal-atom Rydberg states", Phys. Rev. A, 1984, v.30, №6, pp.2881-2909.
- [69] Веролайнен Я.Ф., Николаич А.Я., "Радиационные времена жизни возбужденных состояний атомов", УФН, 1982, т.137, в.2, с.305-338
- [70] Gallagher T.F., Cooke W.E., "Interaction of blackbody radiation with atoms", Phys. Rev. Lett., 1979, v.42, №13, pp.835-839.
- [71] Cooke W.E., Gallagher T.F., "Effects of blackbody radiation on highly excited atoms", Phys. Rev. A, 1980, v.21, pp.588-593.
- [72] Ключарев А.Н., Безуглов Н.Н., "*Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света*", Ленинград: Изд-во ЛГУ (1983).
- [73] Hulet R.G., Kleppner D., "Rydberg atoms in circular states", Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, pp.1430-1433.
- [74] Delande D., Gay J.C., "A new method for producing circular Rydberg states", Europhys. Lett., 1988, v.5, pp.303-308.

- [75] Hildebrandt G.E., Kellert F.G., Foltz G.W., Smith K.A., Dunning F.B., Stebbings R.F., Belting E.J., "The effects of 300 K background radiation on Rydberg atoms", *J. Chem. Phys.*, 1979, v.70, №7, pp.3551-3552.
- [76] Parley J.W., Wing W.H., "Accurate calculation of dynamic Stark shifts and depopulation rates of Rydberg energy levels induced by blackbody radiation. Hydrogen, helium and alkali metal atoms", *Phys. Rev. A*, 1981, v.23, №5, pp.2397-2423.
- [77] Lehman G.W., "Rate of ionization of H and Na Rydberg atoms by black-body radiation", *J. Phys. B*, 1983, v.16, pp.2145-2156.
- [78] Давыдкин В.А., Зон Б.А., "Радиационные и поляризационные характеристики ридберговских состояний атомов. II", *Оптика и спектроскопия*, 1982, т.52, с.600-604.
- [79] Cacciani P., Liberman S., Luc-Koenig E., Pinard J., Thomas S.C., "Anticrossing effect in Rydberg states of lithium in the presence of parallel magnetic and electric fields" *Phys. Rev. A*, 1989, v.40, №6, pp.3026-3033.
- [80] Zimmerman M.L., Littman M.G., Kash M.M., Kleppner D., "Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms", *Phys. Rev. A*, 1979, v.20, pp.2251-2275.
- [81] Ernst W.E., Softley T.P., Zare R.N., "Stark-effect studies in xenon autoionizing Rydberg states using atunable extreme-ultraviolet laser source", *Phys. Rev. A*, 1988, v.37, №11, pp.4172-4183.
- [82] Zaki Ewiss M.A., Hogerworst W., Vassen W., Post B.H., "The Stark effect in the 6S nF Rydberg series of Barium", *Z. Phys. A*, 1985, v.322, pp.371-383.
- [83] Zimmerman M.L., Castro J.C., Kleppner D., "Diamagnetic Structure of Na Rydberg States", *Phys. Rev. Lett.* 1978, v.40, pp.1083–1086.
- [84] Castro J.C., Zimmerman M.L., Hulet R.G., Kleppner D., "Origin and Structure of the Quasi-Landau Resonances", *Phys. Rev. Lett.* 1980, v.45, pp.1780–1783.
- [85] Ducas T., Llttman M., Freeman R., Kleppner D., "Stark Ionlzatlon of high-lying states of sodium", *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v.35, pp.366-370.
- [86] Амбарцумян Р.В., Беков Г.И., Летохов В.С., Мишин В.И., "Возбуждение высоколежащих состояний атома натрия излучением лазеров на красителях и автоионизация их в электрическом поле", *Письма ЖЭТФ*, 1975, т.21, вып.10, с.595-598.

- [87] Stebbings R.F., Latimer C.J., West W.P., Dunning F.B., Cook T.B., "Studies of xenon atoms in high Rydberg states", Phys. Rev. A, 1975, v.12, pp.1453-1458.
- [88] Gallagher T., Humphrey L., Hill R., Edelstein S., "Resolution of $|m_l|$ and $|m_j|$ Levels in the Electric Field Ionization of Highly Excited d States of Na", Phys. Rev. Lett. 1976, v.37, pp.1465-1467.
- [89] McMillan G.B., Jeys T.H., Smith K.A., Dunning F.B., Stebbings R.F., "High-resolution field ionization of $\text{Na}(nS, nD)$ Rydberg atoms", J. Phys. B, 1982, v.15, pp.2131-2138.
- [90] Martin N.L.S., MacAdam K.B., "Electric-field ionization of laser excited Rydberg atoms in a magnetic field", J. Phys. B, 1986, v.19, pp.2435-2442.
- [91] Moi L., Goy P., Gross M., Raimond J.M., Fabre C., Haroche S., "Rydberg-atom masers. I. A theoretical and experimental study of super-radiant systems in the millimeter-wave domain", Phys. Rev. A, 1983, v.27, pp.2043-2064.
- [92] Айнбунд М.Р., Поленов Б.В., *"Вторично-электронные умножители открытого типа и их применение"*, Москва: Энергоиздат, 1981.
- [93] Bloomfield L.A., Stonemann R.C., Gallagher T.F., "Microwave multiphoton transition between Rydberg states of potassium", Phys. Rev. Lett., 1986, v.57, pp.2512-2515.
- [94] Gallagher T.F., Sholz T.J., "Above-threshold ionization at 8GHz", Phys. Rev. A, 1989, v.40, №5, pp.2762-2765.
- [95] Water W., Yoakim S., Leeuwen T., Saner B.E., Moorman L., Galvez E.J., Marian D.R., Koch P.M., "Microwave multiphoton ionization and exciting of helium Rydberg atoms", Phys. Rev. A, 1990, v.42, №1, pp.572-591.
- [96] Bayfield J., Gardner L., Koch P., "Observation of resonance in the microwave-stimulated multiphoton excitation and ionization of highly excited Hydrogen atoms", Phys. Rev. Lett., 1977, v.39, №2, pp.76-79.
- [97] Koch P.M., "Resonant states in the nonperturbative regime: the Hydrogen atom in the intense electric field", Phys. Rev. Lett., 1978, v.41, №2, pp.99-103.
- [98] Делоне Н.Б., Крайнов В.П., Шепелянский Д.Л., "Высоковозбужденный атом в электромагнитном поле", УФН, 1983, т.1406, с.355-392.
- [99] Gentile T.H., Hughey B.J., Kleppner D., "Microwave spectroscopy of calcium Rydberg states", Phys. Rev. A, 1990, v.42, pp.440-451.

- [100] Gentile T.H., Hughey B.J., Kleppner D., "Experimental study of one-and two-photon Rabi oscillations", *Phys. Rev. A*, 1989, v.40, №9, pp.5103-5115.
- [101] Dewhurst R.J., Pert G.J., Scott A.M., "Quenching of high Rydberg States of sodium in strong 1.06 μm laser fields", *J. Phys. B*, 1980, v.13, pp.2759-2766.
- [102] Smith A.V., Goldsmith J.E.M., Nltz D.E., Smith S.J., "Absolute photoionization cross-section measurements of the excited 4S and 5S states of sodium", *Phys. Rev. A*, 1980, v.22, №2, pp.577-581.
- [103] Lane A.M., "Photoionization through isolated Rydberg states interacting with a broad state", *J. Phys. B*, 1984, v.17, pp.2213-2225.
- [104] Делоне Н.Б., Федосеев М.В., "Резонансный процесс многофотонной: ионизации атомов", М.: Наука, 1980, Труды ФИАН, т.115, с.42-95.
- [105] Szoke A., "Note on resonant and non-resonant multiphoton ionization", *J. Phys. B*, 1988, v.21, pp.L125-L130.
- [106] Crance M., Feneuille S., "The influence of radiative collisions on two-photon atomic ionization", *J. Phys. B*, 1980, v.13, pp.3165-3174.
- [107] Armsrtong L., ONeil S.V., "Resonance lineshape and photoelectron spectrum in power broadened two-photon ionization", *J. Phys. B*, 1980, v.13, pp.1125-1141.
- [108] Radmore P.M., Knight P.L., "Two-photon ionization: Influence and population trapping", *Phys. Lett.*, 1984, v.102, №4, pp.180-185.
- [109] Christian W., Compton R.N., Stockdale J.A.D., Miller J.C., Cooper C.D., "Near infrared multiphoton ionization of cesium", *Phys. Rev. A*, 1984, v.30, №4, pp.1775-1782.
- [110] Pratt S.T., "Photoelectron spectroscopy of Rydberg states of atomic iodine", *Phys. Rev. A*, 1986, v.33, №3, pp.1718-1722.
- [111] Solars R.W., Way C.A., Carlson L.R., Werden E.F., Johnson S.A., Paisner J.A., Radzlensky L.J., "Detection of Rydberg states in atomic uranium using timeresolved stepwise laser photoionization", *Phys. Rev. A*, 1976, v.14, pp.1129-1136.
- [112] Cannon B.D., Bushaw B.A., Whitaker T.J., "Continuous-wave double-resonance ionization mass spectrometry of barium", *J. Opt. Soc. Am. B*, 1985, v.2, №9, pp.1542-1545.

- [113] Bushaw A.B., Cannon B.D., Gerke G.K., Whitaker T.J., "High-efficiency, high abundance sensitivity RIMS by double-resonance excitation with CW-lasers", Third Int. Symp. on Resonance Ionization Spectroscopy, 1986, Swansea, Wales, Adam Hilger Ltd., 1987, p.101-106.
- [114] Beterov I.M., Ryabtsev I.I., Fateev N.V., "Anomalies in CO₂-laser photoionization of Rydberg sodium atoms near the ionization threshold", AIP Conference Proceedings, 1988, Ser.94, Sec.1, pp.61-64 (Proceedings of RIS-88, 10-15 April 1988, Gaithersburg, USA).
- [115] Бетеров И.М., Рябцев И.И., Фатеев Н.В., "Аномалии в фотоионизации ридберговских атомов натрия излучением CO₂-лазера вблизи границы ионизации", Оптика и спектроскопия, 1989, т.66, в.1, с.36-40.
- [116] Бетеров И.М., Рябцев И.И., Фатеев Н.В., "Аномалии в фотоионизации ридберговских атомов натрия *nP*-серии под действием излучения CO₂-лазера", Известия АН СССР, 1988, т.52, №6, с.1113-1118.
- [117] Бетеров И.М., Рябцев И.И., Фатеев Н.В., "Использование волноводного CO₂-лазера в схеме ридберговского измерителя ультраслабых электрических полей", Письма в ЖТФ, 1989, т.15, в.2, с.40-43.
- [118] Ducas Th.W., Zimmerman M.L., "Infrared Stark spectroscopy of sodium Rydberg states", Phys. Rev. A, 1977, v.15, №4, pp.1523-1525.
- [119] Ciocca M., Burkhardt C.E., Leventhal J.J., "Precision Stark spectroscopy of sodium: Improved values for the ionization limit and bound states", Phys. Rev. A, 1992, v.45, 4720-4730.
- [120] Fedorov M.V., Tikhonova O.V., "Strong-field short-pulse photoionization of Rydberg atoms: Interference stabilization and distribution of the photoelectron density in space and time", Phys. Rev. A, 1998, v.58, pp.1322-1334.
- [121] Tikhonova O.V., Popov A.M., Fedorov M.V., "Continuum-interference mechanism of strong-field atomic stabilization", Phys. Rev. A, 2002, v.65, p.053404.
- [122] Бетеров И.М., Пестряков Е.В., Петров В.В., Рябцев И.И., Трунов В.И., Фатеев Н.В., Черненко А.А., "Ионизация 4D атомов Na цугом сверхкоротких импульсов Nd:YAG лазера", Оптика и спектроскопия, 1996, т.81, в.3, с.383-385.

- [123] Beterov I.M., Vasilenko G.L., Riabtsev I.I., Smirnov B.M., Fateev N.V., "Collisional chemoionization of highly excited sodium atoms with electronegative molecule SF₆", *Zeit. Phys. D*, 1987, v.7, pp.55-63.
- [124] Верятин У.Д., "Термодинамические свойства неорганических веществ", Москва: Атомиздат, 1965.
- [125] Svanberg S., "Measurement and Calculation of Excited Alkali Hyperfine and Stark Parameters ", in "*Laser Spectroscopy III*", edited by J.Hall and J.Karlsten, New York: Springer, 1977, pp.183-194.
- [126] Neukammer J., Rinneberg H., Vietzke K., König A., Hieronymus H., Kohl M., Grabka H.-J., "Spectroscopy of Rydberg Atoms at $n \sim 500$: Observation of Quasi-Landau Resonances in Low Magnetic Fields", *Phys. Rev. Lett.*, 1987, v.59, pp.2947-2950.
- [127] Penent F., Delande D., Gay J.C., "Rydberg states of rubidium in crossed electric and magnetic fields", *Phys. Rev. A*, 1988, v.37, pp.4707-4719.
- [128] "Лазерная и когерентная спектроскопия", Под ред. Д.Стейнфелда, Москва: Мир, 1982.
- [129] Autler S.H., Townes C.H., "Stark Effect in Rapidly Varying Fields", *Phys. Rev.*, 1955, v.100, pp.703–722.
- [130] Purcell E.M., "Spontaneous transition probabilities in radio-frequency spectroscopy", *Phys. Rev.*, 1946, v.69, p.681.
- [131] Lu N., "Lasing without inversion in a maser with injected atomic coherence", *Phys. Lett. A*, 1990, v.143, pp.457-461.
- [132] Александров Е.Б., "Биения в люминесценции при импульсном возбуждении когерентных состояний", *Оптика и спектроскопия*, 1964, т.17, с.957-960.
- [133] Dodd J.N., Warrington D.M., Karl R.D., "The modulation of resonance fluorescence excited by pulsed light", *Proc. Phys. Soc.*, 1964, v.84, pp.176-178.
- [134] Gornik W., Kaiser D., Lange W., Luther J., Schulz H.-H., "Quantum beats under pulsed dye laser excitation", *Opt. Commun.*, 1972, v.6, pp.327-328.
- [135] Hopf F.A., Schoemaker R.L., "Observation of Quantum Beats in Photon Echoes and Optical Nutation", *Phys. Rev. Lett.*, 1974, v.33, pp.1527-1530.

- [136] Fabre C., Gross M., Haroche S., "Determination by quantum beat spectroscopy of fine-structure intervals in a series of highly excited sodium D states", *Opt. Commun.*, 1975, v.13, pp.393-397.
- [137] Ducas T.W., Littman M.G., Zimmerman M.L., "Observation of Oscillations in Resonance Absorption from a Coherent Superposition of Atomic States", *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v.35, pp.1752-1754.
- [138] McNicholl P., Bergeman T., Metcalf H.J., "Lifetime measurements of interference-narrowed sodium Stark resonances", *Phys. Rev. A*, 1988, v.37, pp.3302-3312.
- [139] Singh J., Sun X., McAdam K.B., "rf-Induced Quantum Interference between Low-Field Stark Levels in Rydberg States of Sodium", *Phys. Rev. Lett.*, 1987, v.58, pp.2201-2204.
- [140] Zeitz W.-D., Kowallik R., Schneider D., "Field ionization and quantum interferences of Rydberg levels in fast heavy ions", *Phys. Rev. A*, 1989, v.39, pp.43-53.
- [141] Brune M., Haroche S., Raimond J.M., Davidovich L., Zagury N., "Manipulation of photons in a cavity by dispersive atom-field coupling: Quantum-nondemolition measurements and generation of "Schrödinger cat" states", *Phys. Rev. A*, 1992, v.45, pp.5193-5214.
- [142] Brune M., Nussenzveig P., Schmidt-Kaler F., Bernadot F., Maali A., Raimond J.M., Haroche S., "From Lamb shift to light shifts: Vacuum and subphoton cavity fields measured by atomic phase sensitive detection", *Phys. Rev. Lett.*, 1994, v.72, pp.3339-3342.
- [143] Brune M., Schmidt-Kaler F., Maali A., Dreyer J., Hagley E., Raymond J.M., Haroche S., "Quantum Rabi Oscillation: A Direct Test of Field Quantization in a Cavity", *Phys. Rev. Lett.*, 1996, v.76, pp.1800-1803.
- [144] Бетеров И.М., Дудников А.В., Рябцев И.И., "Опыт оптической накачки атомов рубидия с помощью диодных перестраиваемых лазеров", *Оптика и спектроскопия*, 1997, т.83, вып. 2, с. 196-200.
- [145] DiVincenzo D.P., "Quantum computation", *Science*, 1995, v.270, pp.255-261.
- [146] Hanle W., "The magnetic influence on the polarization of resonance fluorescence", *Zeit. fur Phys.*, 1924, v.30, pp.93-105.

- [147] Александров Е.Б., Бонч-Бруевич А.М., Ходовой В.А., "Возможности измерения малых магнитных полей методами оптической ориентации атомов", *Оптика и спектроскопия*, 1967, т.23, в.2, с.282-286.
- [148] Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий В.В., "*Физические основы квантовой магнитометрии*", Москва: Наука, 1972.
- [149] Попова Т.Я., Попов А.К., Раутиан С.Г., Соколовский Р.И., "Нелинейные интерференционные эффекты в спектрах испускания, поглощения и генерации", *ЖЭТФ*, 1969, т.57, в.3, с.850-863.
- [150] Alzetta G., Gozzini A., Moi L., Orriols G., "An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapors", *Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. B*, 1976, v.36, pp.5-20.
- [151] Arimondo E., "Coherent population trapping in laser spectroscopy", in "*Progress in Optics*", ed. by E.Wolf, Elsevier: Amsterdam, 1996, v.35, pp.257-354.
- [152] Harris S.E., "Electromagnetically Induced Transparency", *Phys. Today*, 1997, v.50, No.7, pp.36-42.
- [153] Haroche S., "Quantum beats and time-resolved fluorescence spectroscopy", in "*High Resolution Laser Spectroscopy*", ed. by K.Shimoda, Springer: Berlin, 1976, pp.253-313.
- [154] Penent F., Delande D., Gay J.C., "Rydberg states of rubidium in crossed electric and magnetic fields", *Phys. Rev. A*, 1988, v.37, pp.4707-4719.
- [155] Deech S., Luypaert R., Pendrill L.R., Series G.W., "Lifetimes, depopulation cross sections and hyperfine structures of some Rydberg S and D states of ^{133}Cs ", *J. Phys. B*, 1977, v.10, pp.L137-L141.
- [156] Leuchs G., Smith S.J., Walther H., "High resolution spectroscopy of Rydberg states", in "*Laser Spectroscopy IV*", ed. by H.Walther and K.W.Rothe, Springer: New York, 1979, pp.255-263.
- [157] Jeys T.H., Smith K.A., Dunning F.B., Stebbings R.F., "Investigation of fine-structure quantum beats in sodium Rydberg atoms by field ionization", *Phys. Rev. A*, 1981, v.23, pp.3065-3070.
- [158] Huesmann R., Balzer Ch., Courteille Ph., Neuhauser W., Toschek P.E., "Single-Atom Interferometry", *Phys. Rev. Lett.*, 1999, v.82, pp.1611-1615.

- [159] Ramsey N.F., "A New Molecular Beam Resonance Method", *Phys. Rev.*, 1949, v.76, pp.996.
- [160] Brune M., Hagley E., Dreyer J., Maitre X., Maali A., Wunderlich C., Raymond J.M., Haroche S., "Observing the Progressive Decoherence of the "Meter" in a Quantum Measurement", *Phys. Rev. Lett.*, 1996, v.77, pp.4887-4890.
- [161] Davidovich L., Brune M., Raymond J.M., Haroche S., "Mesoscopic quantum coherences in cavity QED: Preparation and decoherence monitoring schemes", *Phys. Rev. A*, 1996, v.53, pp.1295-1309.
- [162] Liao P.P., Bjorkholm J.E., "Direct observation of atomic energy level shifts in two-photon absorption", *Phys. Rev.Lett.*, 1975, v.34, №1, pp.1-4.
- [163] Brune M., Raymond J.M., Goy P., "Realization of a twophoton maser oscillator", *Phys.Rev.Lett.*, 1987, v.59, №17, pp.1899-1902.
- [164] Cantrell C.D., Letokhov V.S., Makarov A.A., "Coherent excitation of multilevel systems by laser light", in *"Coherent nonlinear optics"*, ed. by M.S.Feld, V.S.Letokhov, Springer Verlag: Berlin, 1980, pp.165-269.
- [165] Knight P.L., "The development of multiphoton excitation", in *"Laser Physics"*, ed. by D.F.Walles, Academic Press, 1980, pp.63-97.
- [166] Chen Z., Freedhoff H., "One-photon cascade spectrum in a two-photon-pumped three-level system", *J. Phys. B.*, 1990, v.23, pp.L33-L37.
- [167] Раппопорт Л.П., Зон Б.А., Манаков Н.Л., *"Теория многофотонных процессов в атомах"*, Москва: Атомиздат, 1978.
- [168] Solars R.W., Way C.A., Carlson L.R., Werden E.F., Johnson S.A., Paisner J.A., Radzlensky L.J., "Detection of Rydberg states in atomic uranium using timeresolved stepwise laser photoionization", *Phys. Rev. A*, 1976, v.14, pp.1129-1136.
- [169] Pillet P., Mahon C.H., Gallagher T.F., "Enhancement of microwave ionization by quasicontinuum production", *Phys. Rev. Lett.*, 1988, v.60, №1, pp.21-24.
- [170] Летохов В.С., Миногин В.Г., *"Давление лазерного излучения на атомы"*, Москва: Наука, 1986.
- [171] Зарецкий Д.Ф., Юдкевич М.М., "Световое давление в случае ридберговских атомов", *Оптика и спектроскопия*, 1989, т.67, в.3, с.742-744.

- [172] Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П., "Механическое действие света на атомы", Москва: Наука, 1990.
- [173] Alber G., "Diffraction of Rydberg atoms by laser light", Phys. Rev. Lett., 1992, v.69, pp.3045-3047.
- [174] Бетеров И.М., Фатеев Н.В., "Ридберговский атом в сильном микроволновом поле", Изв. АН СССР, 1989, т.53, №8, с.1457-1464.
- [175] Osterberg V., Margulis W., "Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber", Optics Letters, 1986, v.11, pp.516-518.
- [176] Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., "Расширение голографии на многочастотные поля", Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, в.12, с.562-565.
- [177] Baranova N.B., Zel'dovich B.Ya., "Physical effects in optical fields with nonzero average cube, $E^3 \neq 0$ ", J. Opt. Soc. Am., 1991, v.8, pp.27-32.
- [178] Энтин М.В., "Теория когерентного фотогальванического эффекта", Физ. Тех. Полупроводн., 1989, т.23, в.6, с.1066-1069.
- [179] Зельдович Б.Я., Чуудинов А.Н., "Интерференция полей с частотами ω и 2ω при внешнем фотоэффекте", Письма в ЖЭТФ, 1989, т.50, в.10, с.405-407.
- [180] Baranova N.B., Chudinov A.N., Ya.Zel'dovich B., "Polar asymmetry of photoionization by a field with $\langle E^3 \rangle \neq 0$. Theory and experiment", Opt. Commun., 1990, v.79, pp.116-120.
- [181] Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Чуудинов А.Н., Шульгинов А.А., "Полярная асимметрия фотоионизации в поле с $E^3 \neq 0$ (теория и эксперимент)", ЖЭТФ, 1990, т.98, с.1857-1869.
- [182] Baranova N.B., Chudinov A.N., Shulginov A.A., Zel'dovich B.Ya., "Polarization dependence of the phase of interference between single- and two-photon ionization", Opt. Lett., 1991, v.17, pp.1346-1348.
- [183] Muller H.G., Bucksbaum P.H., Schumacher D.W., Zavrier A.J., "Above-threshold ionisation with a two-colour laser field", J.Phys.B, 1990, v.23, pp.2761-2769.
- [184] Chudinov A.N., Kapitzky Yu.E., Shulginov A.A., Zel'dovich B.Ya., "Interferometric phase measurement of average field cube $E_{\Omega}^2 E_{\Omega}^*$ ", Opt. Quant. Electron., 1991, v.23, pp.1055-1060.

- [185] Wang F., Elliott D.S., "Product-state control through interfering two-photon ionization routes", *Phys. Rev. A*, 1997, v.56, pp.3065-3076.
- [186] Cavalieri S., Eramo R., Fini L., "Phase-controlled quantum interference in two-color atomic photoionization", *Phys. Rev. A*, 1997, v.55, pp.2941-2944.
- [187] Chelkowski S., Bandrauk A.D., Apolonski A., "Phase-dependent asymmetries in strong-field photoionization by few-cycle laser pulses", *Phys. Rev. A*, 2004, v.70, p.013815.
- [188] Hudson R.D., Carter V.L., "Atomic absorption cross sections of lithium and sodium between 600 and 1000 Å", *JOSA*, 1967, v. 57, pp.651-654.
- [189] Cervenak M.R., Chan P.N.C., Isenor N.R., "Three photon ionization of alkali atoms at the rubi laser wavelength", *Canad.J.Phys.*, 1975, v.53, no.13, pp.1573-1578.
- [190] Делоне Г.А., Делоне Н.Б., Золотарев В.К., Манаков Н.Л., Пискова Г.К., Турсунов М.А., "Сечения многофотонной ионизации щелочных атомов", *ЖЭТФ*, 1973, т.65, в.11(3), pp.481-486.
- [191] Арсланбеков Т.У., Гринчук В.А., Делоне Г.А., Петросян К.Б., "Измерение сечений пятифотонной ионизации атома Na и четырехфотонной ионизации атома Cs в поле излучения одномодового неодимового лазера", *Краткие сообщения по физике*, 1975, № 10, с.33-37.
- [192] Leuchs G., Smith S.J., "Five-photon non-resonant photoionisation of atomic sodium-the angular distribution of photoelectrons", *J. Phys. B*, 1982, v.15, pp.1051-1059.
- [193] Aymar M., Luc-Koenig E., Farnoux F.C., "Theoretical investigation on photoionization from Rydberg states of lithium, sodium and potassium", *J. Phys. B.*, 1976, v.9, pp.1279-1291.
- [194] Aymar M., "Influence of core-polarisation effects on the photoionisation cross sections of the ground level and excited ns levels of neutral sodium", *J. Phys. B*, 1978, v.11, pp.1413-1423.
- [195] Held B., Mainfray G., Morallec J., "Multiphoton ionization probability of potassium atoms at 1.06 μm and 0.53 μm ", *Phys. Lett.*, 1972, v.39, pp.57-58.
- [196] Laughlin C., "One- and two-photon ionisation of the 3s and 3p states of Na I", *J. Phys. B*, 1978, v.11, pp.1399-1412.

- [197] Энтин В.М., Рябцев И.И., "Микроволновая спектроскопия холодных атомов рубидия", Письма в ЖЭТФ, 2004, т.80, с.184-189.
- [198] Jaksh D., Cirac J.I., Zoller P., Rolston S.L., Cote R., Lukin M.D., "Fast Quantum Gates for Neutral Atoms", Phys. Rev. Lett., 2000, v.85, pp.2208-2211.
- [199] Lukin M.D., Fleischhauer M., Cote R., Duan L.M., Jaksch D., Cirac J.I., Zoller P., "Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles", Phys. Rev. Lett., 2001, v.87, pp.037901(1-4).
- [200] Protsenko I.E., Reymond G., Schlosser N., Grangier P., "Operation of a quantum phase gate using neutral atoms in microscopic dipole traps", Phys. Rev. A, 2002, v.65, pp.052301(1-14).
- [201] Tong D., M.Farooqi S., Stanojevic J., Krishnan S., Zhang Y.P., Côté R., Eyler E.E., Gould P.L., "Local Blockade of Rydberg Excitation in an Ultracold Gas", Phys. Rev. Lett., 2004, v.93, pp.063001(1-4).
- [202] Singer K., Reetz-Lamour M., Amthor Th., Marcassa L.G., Weidemüller M., "Suppression of Excitation and Spectral Broadening Induced by Interactions in a Cold Gas of Rydberg Atoms", Phys. Rev. Lett., 2004, v.93, pp.163001(1-4).
- [203] Afrousheh K., Bohlouli-Zanjani P., Vagale D., Mugford A., Fedorov M., Martin J.D.D., "Spectroscopic Observation of Resonant Electric Dipole-Dipole Interactions between Cold Rydberg Atoms", Phys. Rev. Lett., 2004, v.93, pp.233001(1-4).
- [204] Li W., Tanner P.J., Gallagher T.F., "Dipole-Dipole Excitation and Ionization in an Ultracold Gas of Rydberg Atoms", Phys. Rev. Lett., 2005, v.94, pp.173001(1-4).