

На правах рукописи

Безвербный Александр Васильевич

**УПРАВЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИМИ
И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ
АТОМАРНЫХ АНСАМБЛЕЙ
В СВЕТОВЫХ ПОЛЯХ**

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Томск – 2005

Работа выполнена в Томском государственном университете
и Морском государственном университете
имени адм. Г.И. Невельского (г. Владивосток)

Научный консультант

доктор физико-математических наук, профессор
Шаповалов Александр Васильевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор
Яковлев Валерий Петрович

доктор физико-математических наук, профессор
Эпп Владимир Яковлевич

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник
Ильичев Леонид Вениаминович

Ведущая организация:

Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск

Защита состоится 9 июня 2005 г. в 14 час. 30 мин. на заседании Диссертационного совета Д 212.267.07 при Томском государственном университете по адресу: 634050, Томск, пр. Ленина, 36.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета.

Автореферат разослан “ _____ ” _____ 2005 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник



Ивонин И.В.

Общая характеристика работы

Актуальность темы

С конца 80-х годов прошлого века в атомной физике наблюдается бурное развитие направлений, связанных с воздействием лазерных источников света на поступательные и внутренние степени свободы атомов. Общеизвестны впечатляющие достижения в области лазерного охлаждения и захвата нейтральных атомов, отмеченные Нобелевской премией за 1997 г. (С. Чу, К. Коэн-Таннуджи, У. Филлипс), и последовавшее за этими достижениями получение бозе-эйнштейновского конденсата в разреженных атомарных ансамблях щелочных металлов, отмеченное Нобелевской премией за 2001 г. (В. Кеттерле, Э. Корнелл, К. Виман). Возможность лазерного охлаждения ансамбля атомов до сверхнизких температур (вплоть до 10^{-9} К) и уникальные кинетические и поляризационные характеристики образующихся атомарных ансамблей привели к существенному прогрессу традиционных разделов и к возникновению новых направлений фундаментального характера в атомной физике.

В спектроскопии и метрологии атомных констант это привело к созданию стандартов частоты нового поколения, разработке широкого спектра дипольных ловушек для нейтральных атомов, существенно интенсифицировались исследования в области физики межатомных взаимодействий, что привело к созданию нового направления, посвященного изучению взаимодействия ультрахолодных атомов между собой и с различными типами поверхностей. Появились новые направления, связанные с получением и исследованием оптических атомарных решеток (периодических и квазипериодических пространственных структур из холодных атомов), а также их технологическим использованием (например, в атомной нанолитографии). Другие новые направления тесно связаны с возможностью получения в результате взаимодействий атомов с лазерными полями когерентных атомарных ансамблей. Это атомная оптика и атомная интерферометрия (манипуляция когерентными волнами материи), исследования бозе-эйнштейновских конденсатов, создание атомных лазеров.

Основные успехи в области лазерного охлаждения и захвата нейтральных атомов связаны с использованием лазерных конфигураций, имеющих пространственные градиенты различных полевых параметров, и прежде всего поляризационные градиенты. Эти градиенты лежат в основе работы различных типов дипольных ловушек, а также магнито-оптической ловушки, используются при формировании атомарных оптических решеток. Такие конфигурации поля возникают всякий раз в интерферирующих лазерных пучках, волновые векторы и/или векторы поляризации которых не совпадают. Теоретическое описание движения атома в неоднородно по-

ляризованном поле – сложная и актуальная задача современной атомной физики, поскольку здесь возникает проблема одновременного учета как эффектов отдачи, так и процессов оптической ориентации, связанных с перераспределением атомов по магнитным подуровням. В таких полевых конфигурациях имеет место сильная корреляция процессов оптической ориентации основного и возбужденных состояний атома, поступательного движения и передачи импульса и момента импульса от поля атомам, что в итоге приводит к возникновению новых кинетических и поляризационных эффектов в атомарных ансамблях.

Корректный учет происходящих от поляризации светового поля вкладов в кинетические и поляризационные характеристики атомарных ансамблей требует использования моделей атомов, учитывающих вырожденность энергетических состояний по проекциям углового момента, и, соответственно, применения и дальнейшего развития к тензорным моделям взаимодействия атомов с полем адекватных методов квантовой теории углового момента. Необходимость учета радиационной релаксации возбужденного состояния и эффекта отдачи при спонтанном и вынужденном испускании фотонов существенно усложняет общую картину процессов, протекающих в атомной подсистеме.

В последнее десятилетие достигнут существенный прогресс в понимании физики этих процессов и интерпретации современных экспериментов по воздействию лазерного поля на атомарные ансамбли. Однако основные аналитические результаты получены лишь для простейших типов атомарных моделей (малые значения угловых моментов j энергетических состояний атомов) и простейших (одномерных) конфигураций поля, тогда как анализ реальных экспериментов, в которых задействованы состояния атомов с большими значениями j и достаточно сложные (двухмерные и трехмерные) полевые конфигурации, проводился различными численными методами.

Поэтому развитие в первую очередь аналитических инвариантных методов, представляющих большую эвристическую и познавательную ценность для анализа кинетических и поляризационных характеристик атомарных ансамблей в резонансных световых полях с произвольной пространственной конфигурацией является важным этапом в развитии теории взаимодействия электромагнитных полей с разреженными атомарными средами.

Цели и задачи работы

Целью работы является развитие аналитических подходов в микроскопической теории воздействия резонансного излучения на поступательные и

внутренние степени свободы атомов, позволяющих описать поляризационные и кинетические явления в атомарных ансамблях при резонансном взаимодействии с монохроматическими световыми полями, имеющими в общем случае произвольную пространственную конфигурацию.

В связи с поставленной целью решались следующие задачи:

- 1) анализ структуры монохроматических полей с градиентами поляризации, выбор параметризации таких полей в конфигурациях размерности $D > 1$;
- 2) исследование структуры мультипольных моментов основного и возбужденного состояний атомов, описывающих поляризацию атомарного ансамбля в цикле оптической накачки в полевых конфигурациях размерности $D > 1$; рассмотрение задач спектроскопии пробного поля, распространяющегося в такой оптически ориентированной среде;
- 3) анализ пространственной структуры светоиндуцированной силы и тензора диффузии в импульсном пространстве в рамках квазиклассического подхода к описанию поступательных степеней свободы атомов и в рамках двухуровневого приближения с учетом вырождения уровней по проекциям углового момента при описании внутренних степеней свободы атомов;
- 4) разработка комплекса численных и аналитических методов для анализа кинетических эффектов в атомарных ансамблях в световых полях с градиентами полевых параметров; рассмотрение широкого спектра кинетических задач: атомная нанолитография (формирование пространственно неоднородных атомарных структур на подложке в результате взаимодействия атомарных пучков со световой маской), формирование диссипативных атомарных решеток; каналирование атомарных пучков; рассеяние пучков ридберговских атомов в СВЧ полях.

Исследования поляризационных и кинетических явлений в атомарных газах и пучках, проведенные в настоящей работе, лежат на стыке таких областей физики, как нелинейная оптика, оптика и электродинамика анизотропных сред, физическая кинетика. Основой анализа рассматриваемых эффектов является квантовое кинетическое уравнение для атомной матрицы плотности совместно с использованием методов квантовой теории углового момента.

Научная новизна

В работе получен ряд новых результатов, пригодных для произвольных пространственных монохроматических конфигураций поля:

- 1) впервые получена и исследована структура линейных поправок по скорости для мультипольных моментов холодных атомов;

- 2) впервые предложены и исследованы градиентные разложения тензора диссипации и тензора диффузии за счет вынужденных переходов в рамках квазиклассической теории для медленных атомов в световых полях;
- 3) поставлена и решена задача об особенностях максимальных времен релаксации мультипольных моментов неподвижных атомов в слабых эллиптически поляризованных световых полях;
- 4) поставлена и решена задача о существенно анизотропном характере процессов диссипации энергии и диффузии по импульсам в областях преимущественной локализации атомов в полевых конфигурациях размерности $D > 1$;
- 5) предложены новые двумерные и трехмерные конфигурации световых полей, пригодные для формирования диссипативных атомарных решеток и дипольных ловушек для нейтральных атомов;
- 6) впервые предложен метод определения пространственных областей преимущественной локализации атомов в условиях некогерентного взаимодействия атомов с полем, основанный на нахождении функции квазипотенциала Ψ ;
- 7) впервые предложен метод анализа временной кинетики атомарного ансамбля в одномерных полевых конфигурациях, основанный на анализе функции математического ожидания времени перехода в энергетическом пространстве.

Положения, выносимые на защиту:

1. Построена квазиклассическая теория субдоплеровского охлаждения атомарных ансамблей для произвольных монохроматических полевых конфигураций и дипольных переходов $j \rightarrow j$ (j -полуцелые), $j \rightarrow j + 1$ в приближении медленных атомов, на основе которой: (а) сформулирована и решена задача об универсальном характере разложений по градиентам поля кинетических коэффициентов (светоиндуцированной силы, действующей на неподвижные атомы, тензора радиационного трения и тензора диффузии в импульсном пространстве); (б) обнаружены общие свойства симметрии коэффициентов этих разложений относительно инверсии координат и смены знака отстройки δ .
2. Построена кинетическая теория ансамблей из холодных атомов в произвольных монохроматических полевых конфигурациях в условиях резонансного и некогерентного взаимодействия атомов с полем, на основе которой: (а) сформулированы универсальные закономерности динамики атомов в таких конфигурациях: существенно анизотропный характер процессов радиационного трения и диффузии по импульсам, нали-

чие дрейфовых потоков, имеющих вихревой характер в областях преимущественной локализации атомов; (б) решена задача о временной и стационарной кинетике ансамбля медленных атомов в одномерных полевых конфигурациях.

3. В теории оптической ориентации предложен подход к анализу состояний холодных атомов с точностью до линейных вкладов по скорости, в котором мультипольные моменты атомарного ансамбля, ориентированного произвольным монохроматическим полем, представлены в виде тензорных произведений частотных компонент поля и их пространственных градиентов. Проведена классификация монохроматических конфигураций с помощью шести вещественных параметров: амплитуды, общей фазы, степени линейной поляризации поля и трех углов, задающих пространственное положение эллипса поляризации. В рамках подхода найдены четыре типа переходной динамики к стационарному режиму оптической ориентации основного состояния атомов с дипольными переходами $j \rightarrow j + 1$, $j \rightarrow j - 1$, $j \rightarrow j$ для целых и полуцелых значений j по отдельности.
4. Построена теория когерентного резонансного рассеяния ридберговских атомов в пространственно неоднородных СВЧ полях, в рамках которой сформулирована трехуровневая модель взаимодействия атомов с полем, учитывающая вклады однофотонных и двухфотонных резонансных переходов в дипольную силу; предсказано, что вклад двухфотонных процессов приводит к эффективному увеличению величины рассеивающего потенциала.
5. Сформулирована и решена проблема учета пролетных эффектов при рассмотрении кинетики разреженных однокомпонентных атомарных газов в световых пучках с ограниченными поперечными размерами. Влияние эффектов отдачи в таких пучках качественно отлично случая плоской волны: (а) существует стационарный режим взаимодействия; (б) эффект отдачи при спонтанном излучении не сводится к изотропному нагреву, а приводит к возникновению дрейфовых потоков в газе и к возникновению градиента плотности; (в) в широких световых пучках сила светового давления формирует сильную стационарную неравновесность в скоростном распределении атомов, приводящую к нелинейному характеру распространения света даже в пренебрежении эффектами насыщения и к нелинейной зависимости кинетических характеристик газа от интенсивности света.
6. Развита теория оптической ориентации основного состояния атомов в разреженных ансамблях в условиях стационарного режима оптической

накачки при малых насыщениях резонансного дипольного перехода, в рамках которой: (а) решена задача о влиянии граничных эффектов на пространственное разделение атомов по проекциям углового момента в атомарных газах; (б) решена задача о нормальных пробных волнах в оптически ориентированном газе; (в) сформулирована и решена задача о брэгговском рассеянии пробной волны на пространственных решетках мультипольных моментов в ансамблях холодных атомов.

Научная и практическая ценность

Развитые в работе аналитические методы исследования поляризационных и кинетических характеристик атомарных ансамблей могут быть использованы при рассмотрении широкого спектра проблем, представляющих интерес для атомной физики. В частности, метод градиентных разложений в совокупности с методом наборов “минимальных” биполярных гармоник может найти широкое применение при анализе мультипольных моментов атомов и кинетических характеристик ансамблей в рамках многоуровневых моделей атомов, при рассмотрении комплексных моделей взаимодействия с учетом статических магнитных, электрических полей и некогерентных световых полей.

Практическая ценность полученных результатов по кинетике атомарных ансамблей медленных атомов предполагает их широкое применение при проектировании полевых конфигураций, выступающих в роли световых масок для целей атомной нанолитографии, а также при постановке экспериментов по эффективному захвату и охлаждению нейтральных атомов и при интерпретации результатов этих экспериментов. Методическая значимость градиентных разложений тензоров радиационного трения и диффузии в импульсном пространстве заключается в построении в перспективе универсальной классификации возможных механизмов радиационного трения и нагрева в произвольных монохроматических полевых конфигурациях, поскольку члены разложения соответствуют качественно различным механизмам охлаждения (доплеровскому, сизифовскому, ориентационному), а также их интерференционным вкладам в кинетику ансамбля.

Результаты по брэгговскому отражению от решеток мультипольных моментов в атомарных пучках могут найти применение в диагностировании атомарных пучков с помощью спектроскопических методов.

Результаты по распространению пробного поля в оптически упорядоченном разреженном атомарном газе могут быть использованы при разработке различных пространственных конфигураций пробного поля и поля накачки в задачах поляризационной спектроскопии атомарных газов. Результаты по кинетике атомарного газа в широких световых пучках должны

учитываться при интерпретации экспериментальных данных по зондированию концентраций паров металлов в атмосфере.

Достоверность научных выводов и результатов

Предложенные в диссертации теоретические модели и методы расчета опираются на известные в квантовой теории углового момента аналитические методы, на современные общепринятые представления об используемых приближениях (дипольное приближение, приближение вращающейся волны, резонансное двухуровневое приближение) при описании взаимодействия атомов со световым полем. Кроме того, достоверность результатов основана на качественном и в ряде случаев количественном согласии результатов расчетов с экспериментальными данными и с результатами других авторов:

- 1) результаты экспериментального наблюдения изменения поперечного профиля пучка при пролете ридберговских атомов натрия через неоднородное поле СВЧ волны, сформированной в прямоугольном волноводе, с хорошей точностью описываются предложенной трехуровневой моделью;
- 2) кинетические коэффициенты для произвольных конфигураций при конкретизации полевой конфигурации совпадают с аналогичными коэффициентами, полученными другими авторами для этих конкретных конфигураций;
- 3) результаты по каналированию атомарных пучков согласуются с теоретическими результатами других авторов, а также качественно согласуются с экспериментальными данными по каналированию атомарных пучков в световых пучках.

Апробация работы

Основные результаты диссертации обсуждались на семинарах Новосибирского государственного университета, Томского государственного университета, Института физики полупроводников СО РАН (г. Новосибирск), Института автоматики и электрометрии СО РАН (г. Новосибирск), Института лазерной физики СО РАН (г. Новосибирск), Тихоокеанского океанологического института ДВО РАН (г. Владивосток), докладывались на I и II Всесоюзных семинарах по оптической ориентации атомов и молекул (Ленинград, ВСООАМ-I, 1986 г. и ВСООАМ-II, 1989 г.), на 10 и 11 Вавиловских конференциях по нелинейной оптике (Новосибирск, 1991 и 1997 гг.), на Международной конференции по лазерной физике "Volga Laser Tour'93" (Саратов, 1993 г.), 7-th International Conference on Multiphoton Processes – ICOMP 7 (Garching, Germany, 1996), Международных конференциях "Фун-

даментальные проблемы оптики – 2000” (ФПО-2000), а также ФПО-2002, ФПО-2004 (Санкт-Петербург), Международном семинаре по современным проблемам лазерной физики MPLP-04 (Новосибирск), 16 Международной конференции по атомной физике ICAP-16 (Windsor, Canada, 1998), Международной конференции по квантовой электронике и лазерной физике QELS-2002 (Baltimore, USA, 2002), V международном конгрессе по математическому моделированию (Дубна, 2002), 7-th International Conference on Atomically Controlled Surfaces, Interfaces and Nanostructures ACSIN-7 (Nara, Japan, 2003), Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике ICONO-2005 (Санкт-Петербург, май 2005 г.).

Публикации

Основные материалы диссертации опубликованы в статьях [1-25] и трудах конференций [26-30].

Личный вклад автора

Все результаты диссертации, вошедшие в диссертацию и вынесенные на защиту, получены при личном определяющем участии автора в постановке задачи, разработке методов решения, проведении конкретных аналитических и численных расчетов и их анализе. Определяющее влияние на становление научных интересов автора при выполнении совместных работ оказали д.ф.-м.н., проф. А.П. Казанцев, д.ф.-м.н., проф. В.С. Смирнов и д.ф.-м.н., проф. А.М. Тумайкин. В части анализа градиентных разложений кинетических коэффициентов и физических механизмов охлаждения представленные в диссертации результаты получены в итоге обсуждений и совместных исследований с д.ф.-м.н. А.В. Тайченачевым и д.ф.-м.н. В.И. Юдиным. Результаты по кинетике атомарных ансамблей получены в итоге обсуждений и консультаций с д.ф.-м.н., проф. А.В. Шаповаловым.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, трех приложений и списка литературы. Диссертация изложена на 238 страницах, включая 52 рисунка, и содержит список литературы из 283 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы, приведены структура и содержание диссертации с указанием новизны результатов, перечислены положения, выносимые на защиту.

Основными задачами **первой главы** являются формулировка исходных кинетических уравнений, описывающих кинетику атомарных ансамблей в резонансных монохроматических полевых конфигурациях и анализ

общих свойств таких полевых конфигураций. В § 1.1 кратко изложена предложенная А.П. Казанцевым и В.С. Смирновым [1'] схема самосогласованного квантовоэлектродинамического описания ансамбля вырожденных по проекциям углового момента атомов, взаимодействующего с внешними, внутренними и вакуумными электромагнитными полями. Отправным пунктом § 1.2 является самосогласованная система гейзенберговских уравнений [1'] на атомные (оператор плотности в формализме бра- и кет-векторов Дирака) и полевые операторы (рождения и уничтожения) в лоренцевской калибровке. После усреднения этих уравнений по начальному состоянию системы “атомы – поле” получены уравнения на N -частичную матрицу плотности и материальные уравнения Максвелла для среднего поля, которые затем, в рамках оговариваемых в § 1.3 приближений: (а) резонансный характер взаимодействия атомов с полем – двухуровневое приближение, в котором атом моделируется основным и возбужденным уровнями, вырожденными по проекциям угловых моментов j_0 и j_1 ; (б) приближение вращающейся волны; (в) пренебрежение межатомными столкновениями; (д) дипольное приближение; – сведены к являющейся исходной для всего последующего исследования замкнутой системе уравнений на *одночастичную* атомарную матрицу плотности в координатном и вигнеровском представлениях и среднее электромагнитное поле. В § 1.4 приводятся обобщенные уравнения Блоха в Jm -представлении зеemanовских состояний и κq -представлении неприводимых тензоров, получаемые из этой системы в пренебрежении эффектами отдачи и описывающие эволюцию атомов по внутренним степеням свободы под действием поля (оптическую накачку). Следует отметить, что итоговые уравнения на матрицу плотности аналогичны уравнениям, широко представленным в научной печати [2', 3'].

В § 1.5 проводится анализ общих свойств произвольных полевых конфигураций, образованных монохроматическими световыми пучками, где частотные компоненты $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}^*(\mathbf{r})$ светового поля имеют вид:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathcal{E}(\mathbf{r}) e^{i\Phi(\mathbf{r})} \mathbf{e}(\mathbf{r}) \quad ; \quad \mathbf{E}^*(\mathbf{r}) = \mathcal{E}(\mathbf{r}) e^{-i\Phi(\mathbf{r})} \mathbf{e}^*(\mathbf{r}) . \quad (1)$$

Рассмотрена параметризация данных конфигураций с помощью *шести* параметров: амплитуды $\mathcal{E} = \sqrt{\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*}$, общей фазы Φ , параметра эллиптичности $\ell = \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}$ (где \mathbf{e} – единичный комплексный вектор поляризации), и трех углов, характеризующих пространственное положение эллипса поляризации поля: угла поворота большой оси эллипса поляризации в исходной плоскости поляризации ϕ , углов поворотов большой (α) и малой (β) полуосей эллипса поляризации относительно исходной плоскости поляризации (рис. 1). Приведены представления параметров $\{\mathcal{E}, \Phi, \ell\}$ и пространственных градиентов \mathbf{g}_κ ($\kappa = \overline{1; 6}$) от всех параметров непосредственно через ин-

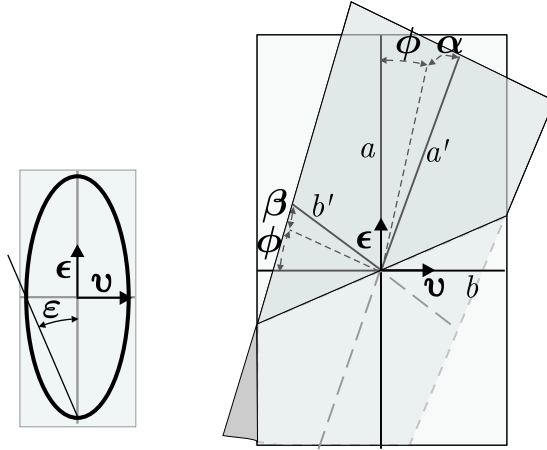


Рис. 1: Локальный эллипс поляризации (слева) и углы поворота эллипса поляризации при вариации \mathbf{r} : a, b и a', b' – соответственно исходные и измененные направления главных осей эллипса поляризации поля (1)

варианты поля $\mathcal{I}_0 = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*)$, $\mathcal{I}_1 = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E})$, \mathcal{I}_1^* . Здесь $\mathbf{g}_1 = \partial_{\mathbf{r}} \ln \mathcal{E}$, $\mathbf{g}_2 = \partial_{\mathbf{r}} \Phi$, $\mathbf{g}_3 = \partial_{\mathbf{r}} \ell$, $\mathbf{g}_4 = \partial_{\mathbf{r}} \phi$, $\mathbf{g}_5 = \partial_{\mathbf{r}} \alpha$, $\mathbf{g}_6 = \partial_{\mathbf{r}} \beta$. Исследованы особенности данной параметризации. В частности, (а) непрерывный параметр эллиптичности $\ell = \cos 2\epsilon$, где ϵ – угол эллиптичности, в конфигурациях размерности $D > 1$ может быть введен только как неотрицательная величина $\ell \geq 0$, причем в узлах поля он в общем случае не определен однозначно; (б) пространственные градиенты \mathbf{g}_κ , где $\kappa = \overline{1; 4}$, однозначно определяются через градиенты от комбинаций, составленных из частотных компонент общего поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{E}^*(\mathbf{r})$, тогда как градиенты α и β могут быть определены лишь с точностью до знака. Исследована структура градиентов \mathbf{g}_κ ($\kappa = \overline{1; 6}$) в особых областях полевых конфигураций произвольного вида: окрестностях точек с линейной и циркулярной поляризациями, в узлах поля. Детально рассмотрена структура параметров $\{\mathcal{E}, \Phi, \ell, \phi\}$ и градиентов \mathbf{g}_κ ($\kappa = \overline{1; 6}$) в конкретных симметричных 1D, 2D и 3D полевых конфигурациях, демонстрирующих топологическое разнообразие особых областей: области с циркулярной поляризацией как правило имеют размерность $D - 2$, области с линейной поляризацией и узлы как правило являются изолированными точками. Однако в вырожденных случаях размерность этих областей увеличивается. Представлены примеры 3D конфигураций с областями линейной поляризации в виде линий и поверхностей и областями узлов в виде линий. Общими чертами в пространственной структуре градиентов являются вихревая структура векторных полей \mathbf{g}_2 и \mathbf{g}_4 в окрестностях областей с циркулярной поляризацией, а также вихревая структура поля \mathbf{g}_6 в окрестностях областей с линейной поляризацией.

Во **второй главе** приводятся результаты по общим свойствам мультипольных моментов холодных атомов, формирующихся в цикле резонансной оптической накачки в случае произвольных монохроматических полевых конфигураций. В качестве исходных уравнений, описывающих формирование мультипольных моментов, используются обобщенные уравнения Блоха [3',14] в условиях малых насыщений $S \ll 1$ рассматриваемого дипольного перехода $j_0 \rightarrow j_1$. Подобная постановка является традиционной для задач оптической ориентации атомов [4']. Основным инструментом исследований служит метод “минимальных” биполярных гармоник, предложенный проф. Н.Л. Манаковым с соавторами [5'] и основанный на теореме о разложении произвольных неприводимых тензоров ранга \varkappa по базисам, формируемым из наборов “минимальных” биполярных гармоник $\mathcal{Y}_{\varkappa}^{k,p}(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2) = Y_{\varkappa}^{\varkappa-k, k+p}(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2)$ ($0 \leq k \leq \varkappa - p$, $p = 0; 1$), где $Y_{\varkappa}^{\varkappa-k, k+p}$ – биполярные гармоники для двух *различных* направлений \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 [6']. Отметим, что в таком базисе выделяются два независимых набора $\{\mathcal{Y}_{\varkappa}^{k,0}\}$ и $\{\mathcal{Y}_{\varkappa}^{k,1}\}$ с различной четностью относительно инверсии координат. При этом выбор задающих векторов \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 не является однозначным. В §§ 2.1 и 2.2 выяснена общая структура мультипольных моментов $\rho_{\varkappa}^0(t)$ основного состояния неподвижных атомов, формирующихся в цикле оптической накачки из начального равновесного распределения. При выборе векторов $\mathbf{e}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{e}^*(\mathbf{r})$ в качестве задающих “направлений” структура моментов имеет разложение вида

$$\rho_{\varkappa}^0(t) = \sum_{k=\tilde{\varkappa}-\varkappa}^{\varkappa} a_{\varkappa}^k(t) Y_{\varkappa}^{k, \tilde{\varkappa}-k}(\mathbf{e}, \mathbf{e}^*), \quad (2)$$

где символ \tilde{x} обозначает x при четных x и равен $x + 1$ для нечетных x . Принципиально, что коэффициенты разложения $a_{\varkappa}^k(t)$ ($0 \leq \varkappa \leq 2j_0$), являющиеся динамическими факторами задачи, зависят лишь от параметров \mathcal{E} , ℓ и δ , причем $\text{Re}(a_{\varkappa}^k)$ имеет четную, а $\text{Im}(a_{\varkappa}^k)$ – нечетную зависимость от δ . Также представлены разложения $\rho_{\varkappa}^0(t)$ при выборе в качестве $\mathbf{n}_{1,2}$ векторов $\boldsymbol{\epsilon}$ и $\boldsymbol{\nu}$, направленных вдоль большой полуоси эллипса поляризации и перпендикулярно к плоскости поляризации соответственно:

$$\rho_{\varkappa}^0(t) = \sum_{k=0}^{\varkappa} c_{\varkappa}^k(\mathcal{A}, \ell, t) \mathcal{Y}_{\varkappa}^{k, \widetilde{\varkappa}-k}(\boldsymbol{\nu}, \boldsymbol{\epsilon}). \quad (3)$$

В § 2.2 показана пригодность разложения (3) для более общего случая конфигураций с частично поляризованными полями, где параметр ℓ^2 имеет значение степени линейной поляризации поля [7'], \mathcal{A}^2 – степень циркулярной поляризации (предполагается определение $\mathcal{A} = \sqrt{1 - \ell^2} = \sin 2\varepsilon$ для

случая поляризованного поля). Коэффициенты разложения c_{\varkappa}^k при четных значениях $k + \varkappa$ являются вещественными и имеют четную зависимость от δ , при нечетных значениях $k + \varkappa$ – мнимыми и имеют дисперсионную зависимость от δ . Представлены алгоритмы расчета коэффициентов разложения a_{\varkappa}^k и c_{\varkappa}^k , приведены результаты расчетов a_{\varkappa}^k и c_{\varkappa}^k для дипольных переходов с $j_0 \leq 1$ в режиме стационарной накачки.

В § 2.3 исследуется структура линейных по скорости поправок $(\delta\rho)_{\varkappa}^0(t)$, имеющих порядок малости $v/(\lambda\gamma S) \ll 1$ по отношению к $\rho_{\varkappa}^0(t)$, где γ – константа радиационного распада возбужденного состояния, λ – длина световой волны. Показано, что в полевых конфигурациях размерности $D > 1$ эти поправки разлагаются в общем случае по обоим наборам $\{\mathcal{Y}_{\varkappa}^{k,p}(\mathbf{e}, \mathbf{e}^*)\}$ ($p = 0; 1$) и могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} (\delta\rho)_{\varkappa}^0 = & \sum_{k=\tilde{\varkappa}-\varkappa}^{\varkappa} ((\mathbf{v} \cdot \mathbf{g}_3) \mathbb{A}_{\varkappa}^k + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{g}_4) \mathbb{B}_{\varkappa}^k) \{ \{\mathbf{e}\}_k \otimes \{\mathbf{e}^*\}_{\tilde{\varkappa}-k} \}_{\varkappa} + \\ & + \sum_{k=\underline{\varkappa}-\varkappa}^{\varkappa} ((\mathbf{v} \cdot \mathbf{g}_5) \mathbb{C}_{\varkappa}^k + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{g}_6) \mathbb{D}_{\varkappa}^k) \{ \{\mathbf{e}\}_k \otimes \{\mathbf{e}^*\}_{\underline{\varkappa}-k} \}_{\varkappa}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\underline{\varkappa} = \widetilde{\varkappa} + 1 - 1$ и используется обозначение $\{\mathbf{a}\}_s = \{ \dots \{ \{\mathbf{a} \otimes \mathbf{a}\}_2 \otimes \mathbf{a} \}_3 \dots \otimes \mathbf{a} \}_s$ [5']. В структуре (4) выделяются вклады от градиентов $\mathbf{g}_{5;6}$, соответствующие наборам гармоник $\mathcal{Y}_{\varkappa}^{k,p'}(\mathbf{e}, \mathbf{e}^*)$, дополнительным ($p' \neq p$) к наборам $\mathcal{Y}_{\varkappa}^{k,p}(\mathbf{e}, \mathbf{e}^*)$ в (2). Представлен метод расчета коэффициентов разложения \mathbb{A} , \mathbb{B} , \mathbb{C} , \mathbb{D} , приведены значения этих коэффициентов для дипольных переходов с $j_0 \leq 1$ в стационарном режиме оптической накачки, демонстрирующие определенную четность относительно параметров δ , ℓ и \mathcal{A} . Для сравнения приведен прямой расчет мультипольных моментов атомов в случае переходов с $j_0 = 1/2$ при условии малых насыщений, когда соответствующие оптические уравнения Блоха описывают динамику вектора оптической ориентации $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \hbar\rho_1^0$, пропорционального моменту ранга $\varkappa = 1$. Демонстрируется идентичность полученных величин при сопоставлении \mathbf{J} с приведенным ранее расчетом ρ_1^0 по методу “минимальных” биполярных гармоник для произвольных полевых конфигураций.

В § 2.4 рассмотрена структура разложений (2) и (4) в областях линейной и циркулярной поляризации поля, где при используемой параметризации поля градиенты \mathbf{g}_{κ} ($\kappa = \overline{1;6}$) имеют особенности. Доказаны однозначность и конечность итоговых выражений для ρ_{\varkappa}^0 и $(\delta\rho)_{\varkappa}^0$ в этих областях, тогда как в узлах поля разложения (2)-(4) оказываются неприменимыми, поскольку здесь характерный параметр задачи $v/(\lambda\gamma S)$ не является малым, а параметр эллиптичности ℓ , как отмечено ранее, не может быть определен однозначно в полевых конфигурациях размерности $D > 1$.

В § 2.5 исследуются переходные процессы при оптической накачке основного состояния атомов с угловыми моментами $j_0 \lesssim 5$ в пределе слабых поляризованных монохроматических полей, когда выход на стационарный режим накачки происходит особенно медленно. В результате рассмотрения динамики мультипольных моментов посредством выделения и численного анализа наиболее важных переменных из общего числа $[(2j_0 + 1)^2 - 1]$ исследуемых динамических величин определен ряд параметров, адекватно характеризующих временную динамику релаксации оптической накачки к стационарному режиму. Эффективным оказался выбор всего *четырёх* переменных – коэффициентов $c_{\varkappa}^k(t)$ в разложении (3) при $\varkappa \leq 2$, где коэффициент $c_1^1(t)$ характеризует динамику вектора оптической ориентации, а оставшиеся три коэффициента (c_2^0, c_2^1, c_2^2) – динамику квадрупольного момента атомов в основном состоянии. Наиболее важным характерным параметром задачи здесь является *максимальное* время τ_{\max} выхода на стационарный режим взаимодействия атомарного ансамбля с полем произвольной эллиптичности. Характер зависимости τ_{\max} от полевого параметра \mathcal{A} , представленный на рис. 2 для конкретных значений j_0 и j_1 , позволяет выделить четыре качественно различных типа переходов: $j \rightarrow j - 1$, $j \rightarrow j$ при целых и полуцелых значениях j по отдельности, $j \rightarrow j + 1$. В рамках каждого типа

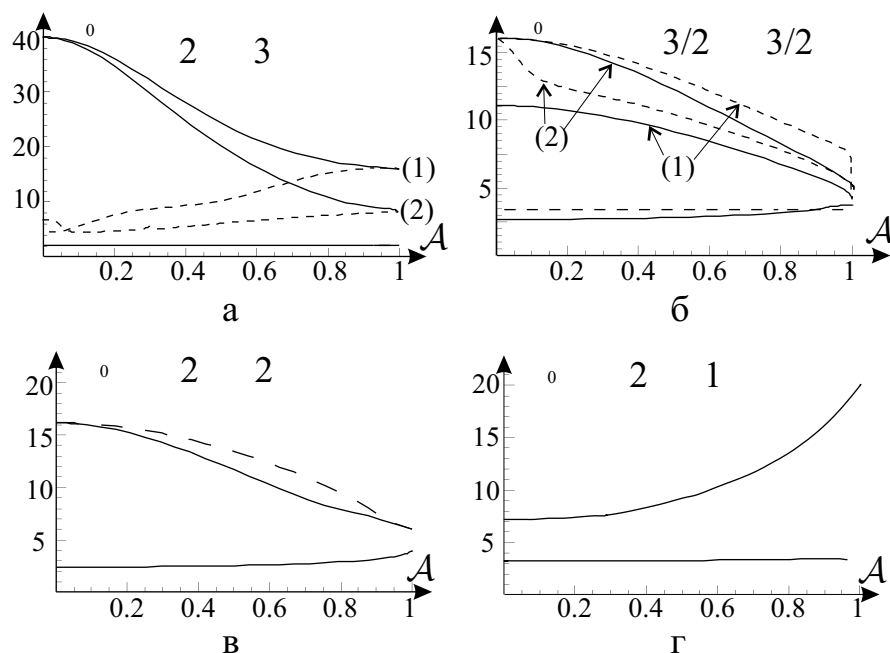


Рис. 2: Различные типы зависимостей максимальных $\tau_{\max}^{(1)}, \tau_{\max}^{(2)}$ и минимальных τ_{\min} времен релаксации к стационарному распределению от степени циркулярной поляризации поля \mathcal{A} на примере переходов $2 \rightarrow 3$ (а), $3/2 \rightarrow 3/2$ (б), $2 \rightarrow 2$ (в), $2 \rightarrow 1$ (г). Сплошные линии соответствуют режиму резонанса, пунктирные линии – режиму отстройек $|\delta| = 10\gamma$. Масштаб времени определен в единицах $\tau_0 = (\gamma S)^{-1}$.

отмечено универсальное поведение $\tau_{\max}(\mathcal{A})$ при различных значениях j и δ . Как правило, τ_{\max} существенно больше в области линейных поляризацій ($\mathcal{A} \approx 0$) в сравнении с областью циркулярной поляризации ($|\mathcal{A}| \approx 1$), за исключением типа переходов $j \rightarrow j - 1$, а также $j \rightarrow j + 1$ при отстройках $|\delta| > \gamma$. Характер зависимости $\tau_{\max}(\delta)$ качественно отличается в циклических ($j \rightarrow j$ с полуцелыми j и $j \rightarrow j + 1$) и “просветляющихся” переходах ($j \rightarrow j$ с целыми j и $j \rightarrow j - 1$), у которых стационарное распределение соответствует когерентным состояниям, не взаимодействующим со световым полем. Для “просветляющихся” переходов зависимость τ_{\max} от δ незначительна, тогда как для переходов $j \rightarrow j + 1$ время релаксации к стационарному распределению очень сильно уменьшается при $|\delta| > \gamma$ по сравнению с резонансным случаем, а для переходов $j \rightarrow j$ (j -полуцелые), наоборот, заметно возрастает при эллиптической поляризации поля ($|\mathcal{A}| \sim 0.5$). Для всех типов переходов рассмотрены особенности состояний $\rho_{j;\max}^0(t)$, медленнее всего релаксирующих к стационарному распределению, в условиях точного резонанса и для отстроек $|\delta| > 2\gamma$. Результаты численного анализа показали, что время τ_{\max} характеризует эволюцию к стационарному распределению из начального *равновесного* распределения атомов по зеемановским подуровням. Выделены и исследованы другие характерные параметры, также характеризующие качественное различие указанных четырех типов переходов: число циклов оптической накачки $N_{\text{оп}}$, необходимых для выхода на стационарное распределение, и среднее время $\tau_{\text{оп}}$ одного цикла оптической накачки.

В **третьей главе** существенно развита квазиклассическая теория субдоплеровского охлаждения атомарных ансамблей. Результаты этой главы дополняют результаты работ [2', 8', 9'] в части выяснения структуры светоиндуцированной силы и тензора диффузии в импульсном пространстве в случае тензорной модели взаимодействия атомов с *произвольным* монохроматическим световым полем, учитывающей вырожденность уровней и поляризацию поля, а также предполагающей квазиклассический подход к эволюции поступательных степеней свободы атомов. В § 3.1 кратко изложена процедура редукции [2', 8'] исходного квантового уравнения эволюции на матрицу плотности $\rho_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ в вигнеровском представлении к уравнению Фоккера-Планка для вигнеровской функции распределения в фазовом пространстве $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_n \rho_{nn}$ (где взятие следа предполагается по внутренним степеням свободы атомов) в рамках квазиклассического разложения по импульсу фотонов $\hbar k$

$$(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \partial_{\mathbf{r}}) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = [-\partial_{\mathbf{p}} \mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) + (\partial_{\mathbf{p}} \otimes \partial_{\mathbf{p}}) \hat{\mathcal{D}}(\mathbf{r}, \mathbf{p})] f(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad (5)$$

где $\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}$ обозначает прямое произведение векторов или векторных опера-

торов, а коэффициенты в (5) являются светоиндуцированной силой $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ и тензором диффузии $\hat{\mathcal{D}}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ в импульсном пространстве. В § 3.2 в приближении медленных атомов $kv \ll \min\{\gamma, \gamma S\}$, когда $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \approx \mathbf{F}(\mathbf{r}) + \hat{\mathcal{X}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v}$, где $\hat{\mathcal{X}}(\mathbf{r})$ – тензор диссипации, и $\hat{\mathcal{D}}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \approx \hat{\mathcal{D}}(\mathbf{r})$, рассмотрена структура этих коэффициентов. Показано, что для произвольных монохроматических полевых конфигураций они могут быть разложены по полевым градиентам \mathbf{g}_κ ($\kappa = \overline{1; 6}$), и эти разложения имеют вид:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \hbar\gamma \sum_{\kappa=1}^4 F_\kappa \mathbf{g}_\kappa \quad (6)$$

для светоиндуцированной силы $\mathbf{F}(\mathbf{r})$, действующей на неподвижные атомы;

$$\hat{\mathcal{X}} = \hbar \sum_{\kappa, \kappa'=1}^4 X_{\kappa\kappa'}(\mathbf{g}_\kappa \otimes \mathbf{g}_{\kappa'}) + \hbar \sum_{\kappa, \kappa'=5}^6 X_{\kappa\kappa'}(\mathbf{g}_\kappa \otimes \mathbf{g}_{\kappa'}), \quad (7)$$

$$\hat{\mathcal{D}}^{(\text{ind})}(\mathbf{r}) = \hbar^2\gamma S \sum_{\kappa, \kappa'=1}^4 D_{\kappa, \kappa'}(\mathbf{g}_\kappa \otimes \mathbf{g}_{\kappa'}) + \hbar^2\gamma S \sum_{\kappa, \kappa'=5}^6 D_{\kappa, \kappa'}(\mathbf{g}_\kappa \otimes \mathbf{g}_{\kappa'}) \quad (8)$$

для тензоров диссипации и диффузии за счет вынужденных переходов. Здесь коэффициенты разложения F_κ , $X_{\kappa\kappa'}$ и $D_{\kappa\kappa'}$ зависят только от значений амплитуды поля $\mathcal{E}(\mathbf{r})$, параметра эллиптичности $\ell(\mathbf{r})$ и отстройки δ . Каждый из коэффициентов F_κ , $X_{\kappa\kappa'}$ и $D_{\kappa\kappa'}$ обладает определенной четностью относительно параметров ℓ , \mathcal{A} и δ , тогда как вектор \mathbf{F} и тензоры $\hat{\mathcal{X}}$ и $\hat{\mathcal{D}}^{(\text{ind})}$ подобными свойствами не обладают.

В § 3.3 приведен вывод силы $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ для переходов $j \rightarrow j$ (j -полуцелые) и детально исследована структура $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ при стационарном режиме оптической накачки основного состояния атомов для переходов $j \rightarrow j+1$ и $j \rightarrow j$ (j -полуцелые). Показано, что вклад $\mathbf{F}_{\text{dip}} = \hbar\gamma(F_1\mathbf{g}_1 + F_3\mathbf{g}_3)$, имеющий дисперсионную зависимость от δ и являющийся главным при $|\delta| > \gamma$, в общем случае не является потенциальным, однако может быть представлен в форме $\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\hbar\delta\pi_1(\mathbf{r})\partial_{\mathbf{r}}\Psi(\mathbf{r})$, где неотрицательная функция $\pi_1(\mathbf{r})$ имеет смысл общей населенности возбужденного состояния, а функция $\Psi(\mathcal{I}_0, |\mathcal{I}_1|)$ имеет смысл квази-потенциала, экстремумы которого *однозначно* определяют точки равновесия $\mathbf{F}_{\text{dip}} = 0$. Явный вид этой функции:

$$\Psi = \ln(|\mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})|) \quad (9)$$

для переходов $j \rightarrow j$ (j -полуцелые) и

$$\Psi = (2j+1)^{-1} \ln [(\mathcal{E}^2 \ell)^{2j+1} P_{2j+1}(\ell^{-1})] \quad (10)$$

для переходов $j \rightarrow j + 1$, где $P_n(x)$ – полином Лежандра. Исследованы общие свойства силы светового давления $\mathbf{F}_{\text{scatt}} = \hbar\gamma(\mathbf{F}_2\mathbf{g}_2 + \mathbf{F}_4\mathbf{g}_4)$; показано, что эта сила имеет вихревую структуру в окрестностях точек поля с циркулярной поляризацией.

В § 3.4 кратко описана структура тензора диффузии от спонтанных переходов $\hat{\mathcal{D}}^{(\text{sp})}$, который может быть представлен в виде разложения по исходным векторам поляризации поля \mathbf{e}, \mathbf{e}^* .

В §§ 3.5 и 3.6 (а также в § В.2 **Приложения В**) приведен явный вид коэффициентов $F_\kappa, X_{\kappa\kappa'}$ и $D_{\kappa\kappa'}$ для дипольных переходов с $j_0 \leq 1$ и рассмотрены особенности кинетических коэффициентов в окрестностях точек с линейной и циркулярной поляризацией и узлах поля. Показано, что тензоры $\hat{\mathcal{X}}, \hat{\mathcal{D}}^{\text{ind}}$ являются всюду конечными, но не гладкими в этих особых областях конфигурации.

В § 3.7 с учетом градиентного разложения тензора $\hat{\mathcal{X}}$ для переходов $0 \rightarrow 1, 1/2 \rightarrow 1/2$ и $1/2 \rightarrow 3/2$ рассмотрены качественно различные физические механизмы охлаждения для *произвольных* монохроматических полевых конфигураций: (а) ориентационные – обусловленные градиентами углов ϕ, α, β ; (б) доплеровский и сизифовский – обусловленные градиентами \mathcal{E} и ℓ ; (в) корреляционные – на примере вкладов с компонентами X_{12} и X_{21} , происходящих от корреляции градиентов “амплитуда \mathcal{E} – фаза Φ ”. В частности, радиационное охлаждение, обусловленное градиентами углов α и β , имеет место только в конфигурациях размерности $D > 1$, причем для переходов $j \rightarrow j$ (j -полуцелые) коэффициенты X_{55} и X_{66} различаются между собой знаком, а в переходах $j \rightarrow j + 1$ они имеют одинаковый знак, так что при $\delta < 0$ и малых насыщениях вклады от градиентов α и β ведут к охлаждению. Принципиально, что X_{55} и X_{66} конечны в областях с циркулярной поляризацией ($\ell = 0$), в отличие от остальных компонент $X_{\kappa\kappa'} = 0$. В этих областях для переходов $j \rightarrow j + 1$ согласно (10) находятся, как правило, минимумы квази-потенциала Ψ , в которых возможна концентрация холодных атомов ансамбля. Рассмотрение ориентационных механизмов охлаждения за счет градиентов $\mathbf{g}_{5;6}$ показывает, что эффекты запаздывания в оптической накачке основного состояния за счет движения атома, описываемые соответствующими компонентами в разложении (4), дают поправки как в градиентную силу $(\delta\mathbf{F})_{\text{dip}}$, так и в силу светового давления $(\delta\mathbf{F})_{\text{scatt}}$. Однако эффект от $(\delta\mathbf{F})_{\text{dip}}$ *зависит от знака* сдвига энергии Δ_S у зеemanовского подуровня $m = +1/2$, вызванного динамическим штарк-эффектом, тогда как $(\delta\mathbf{F})_{\text{scatt}}$ всегда приводит к охлаждению при $\delta < 0$ за счет доплеровского механизма. Поэтому для переходов $j \rightarrow j + 1$ эти поправки действуют согласованно, а для переходов $j \rightarrow j$ (j -полуцелые) вклад в охлаждение за счет одной поправки сопровождается сравнимым по величине вкладом в разогрев за счет другой поправки.

В четвертой главе рассмотрены различные кинетические явления в атомарных пучках под действием электромагнитных полей, задаваемых конкретными пространственными конфигурациями. Выделены два взаимосвязанных направления исследования кинетики, по которым предприняты главные усилия: (а) отыскание функции распределения атомарного ансамбля, эволюция которого описывается уравнением Фоккера-Планка (5); (б) численное моделирование динамики *отдельных* атомов в рамках уравнения Ланжевена, эквивалентного уравнению Фоккера-Планка. В § 4.1 рассматриваются общие особенности описываемой уравнением Ланжевена

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} + \tilde{\mathbf{F}} \quad ; \quad \langle \tilde{\mathbf{F}}(t) \rangle = 0 \quad ; \quad \langle \tilde{\mathbf{F}}(0) \otimes \tilde{\mathbf{F}}(t) \rangle = \hat{\mathcal{D}} \delta(t) \quad (11)$$

стохастической динамики атомов в световых конфигурациях размерности $D > 1$ на временах взаимодействия, превышающих характерное время оптической накачки основного состояния τ_{\max} : наличие вихревой компоненты у регулярной силы $\mathbf{F} = \mathbf{F}(\mathbf{r}) + \hat{\mathcal{X}} \cdot \mathbf{v}$, существенная координатная зависимость коррелятора случайной силы $\tilde{\mathbf{F}}$, пропорционального тензору диффузии в импульсном пространстве $\hat{\mathcal{D}}$, пространственная анизотропия диссипативных и диффузионных процессов вследствие существенно анизотропного характера тензоров $\hat{\mathcal{X}}$ и $\hat{\mathcal{D}}$.

В § 4.2 представлен аналитический метод решения уравнения (5), основанный на асимптотическом разложении $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ по параметру малости $\mu = \sqrt{E_{\text{rec}}/(\hbar\gamma)} \ll 1$ (где E_{rec} – энергия отдачи при испускании одного фотона) в определенном классе траекторно-сосредоточенных функций и пригодный на временах взаимодействия атомов с полем $t_{\text{int}} \sim \tau_{\max}/\mu$. В §§ 4.3 и 4.4 рассмотрены численные методы моделирования кинетики атомарных ансамблей в полевых конфигурациях произвольной размерности, основанные на пошаговом интегрировании уравнения Ланжевена (11). Предложены алгоритмы построения функций распределения, пригодные для времен взаимодействия атомов с полем, соответствующих образованию квазистационарных диссипативных атомарных решеток [10]. Рассмотрена модельная 2D центрально-симметричная задача, в которой есть потенциал с центром симметрии-притяжения, вихревая сила, анизотропные по радиальному и азимутальному направлениям диссипативные и диффузионные процессы. В рамках численного моделирования для данной задачи выделены качественно различные кинетические сценарии. В частности, рассмотрены особенности представляющего практический интерес квазистационарного режима, при котором формируются *долгоживущие локализованные* \mathbf{r} - и \mathbf{p} -распределения ансамблей в фазовом пространстве в условиях, когда одно из собственных значений тензора диссипации $\hat{\mathcal{X}}$ отрицательно (“охлаждае-

мая” степень свободы), тогда как другое значение равно нулю либо положительно и очень мало по величине (“разогреваемая” степень свободы). В § 4.5 рассмотрено формирование диссипативных атомарных решеток в симметричных 3- и 4-лучевых двумерных конфигурациях поля. Эти конфигурации демонстрируют сильную анизотропию тензоров \mathcal{X} и \mathcal{D} по радиальному и азимутальному направлениям относительно центров преимущественной локализации атомов. Пример переходов с $j_0 = 1/2$ показывает, что в таких решетках имеет место существенное охлаждение по радиальным степеням свободы, и, как правило, отсутствует эффективное охлаждение по азимутальным направлениям. В § 4.6 рассмотрено численное моделирование процесса атомной литографии в 2D диссипативных световых масках. Результаты моделирования демонстрируют возможность формирования в диссипативных масках атомарных пространственных распределений с узкими структурами и высокой контрастностью, причем главную роль здесь играет сила $\mathbf{F}(\mathbf{r})$, а области преимущественной локализации атомов соответствуют экстремумам квази-потенциала Ψ , определяемого в соответствии с (9) либо (10) в зависимости от типа перехода. В § 4.7 предложен и детально рассмотрен вариант 3D дипольной ловушки, основанный на использовании неоднородно поляризованных лаггерровских лазерных мод [11]. В рамках численного моделирования динамики отдельных атомов в конфигурации из двух коаксиальных встречно бегущих неоднородно поляризованных мод обнаружена возможность длительной локализации атомов с переходами $j \rightarrow j + 1$ в максимумах интенсивности суммарного поля, имеющих форму тора, где главную роль в захвате и охлаждении атомов играют градиенты \mathbf{g}_1 и \mathbf{g}_3 , а сами процессы захвата, радиационного трения и диффузии по импульсам демонстрируют существенно анизотропный и комплексный характер действия на атомы.

В § 4.8 детально исследован эффект каналирования пучка атомов с резонансным переходом $1/2 \rightarrow 1/2$ в 1D конфигурации поля $lin-\perp-lin$, образуемой двумя встречными бегущими волнами с линейными ортогональными поляризациями в присутствии продольного по отношению к волнам постоянного магнитного поля. Показано, что в стационарном режиме каналирования доля локализованных в каналах (точках с циркулярной поляризацией) атомов существенно зависит от величины отстройки δ , так что с увеличением δ эта доля заметно возрастает. Получены приближенные формулы для функций распределения захваченных и незахваченных в каналы атомов, которые показывают, что распределение захваченных атомов является существенно неравновесным, отличным от больцмановского. Например, в отсутствие магнитного поля и при больших отстройках $\delta \gg \gamma$ стационарное распределение локализованных атомов имеет вид:

$$f(r, p) \approx N^{-1} \left[\frac{4\gamma^2}{3\delta^2} T_0^2 + \left(\frac{p^2}{2M} + T_0 \sin^2(2kr) \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (12)$$

где $T_0^2 = \hbar S \delta / 4$. Исследовано влияние магнитного поля B на кинетику ансамбля: (а) рост B приводит к изменению формы и величины оптического потенциала $V(z)$, так что доля захваченных в каналы частиц может возрасти до 92%; (б) функциональные зависимости температур охлаждения T от величины B для атомов, совершающих финитное и надбарьерное движение в потенциале $V(z)$, показывают заметный рост T у захваченных в каналы (минимумы потенциала $V(z)$) атомов. Приводится физическое объяснение данных эффектов, основанное на уточнении сизифовского механизма охлаждения и механизма диффузии по импульсам за счет вынужденных переходов в световых полях с градиентом эллиптичности.

В § 4.9 анализируется временная кинетика каналирования в энергетическом пространстве атомов. С этой целью формулируется и в рамках предложенного алгоритма, связанного с расщеплением усредненных по координате величин, решается проблема редукции исходного уравнения Фоккера-Планка в фазовом пространстве к уравнению фоккер-планковского типа на функцию распределения $\mathcal{F}(E, t)$ в энергетическом пространстве, т.е. уже меньшей размерности. Это позволило далее ввести функцию $M_{E_1}(E_2)$ математического ожидания времени перехода [12'] из энергетического состояния E_1 в состояние с энергией E_2 , анализ которой является существенно более легкой задачей в сравнении с решением уравнения Фоккера-Планка и позволяет эффективно описать временную динамику охлаждения атомов, а также оценить время удержания уже захваченных в каналы атомов.

В § 4.10 рассмотрено рассеяние пучка ридберговских атомов, когерентно взаимодействующих с резонансным СВЧ полем стоячей линейно поляризованной волны. Предложена трехуровневая модель когерентного взаимодействия атомов с полем, когда динамика атома определяется соответствующим уравнением Шредингера. В рамках данной модели проанализированы “одетые” состояния атомов, рассмотрены вероятности переходов Ландау-Зенера между этими состояниями в окрестностях узлов поля в условиях двухфотонного резонанса, рассчитана радиационная сила, действующая на атомы в условиях резонансного взаимодействия с СВЧ полем. Предложен метод расчета профиля пучка ридберговских атомов после их взаимодействия с СВЧ полем.

В **пятой главе** рассмотрены светоиндуцированные кинетические явления в разреженных атомарных газах и распространение пробного светового поля в оптически ориентированных в основном состоянии атомарных

ансамблях. При анализе кинетических явлений предложены достаточно простые модели взаимодействия, что позволило легко найти в *аналитическом виде* поправки к начальной функции распределения атомов, а основной упор сделан на физическую интерпретацию полученных результатов и предполагаемых эффектов. В § 5.1 исследована кинетика двухуровневого газа с невырожденными уровнями в монохроматическом однородно поляризованном световом поле, ограниченном в поперечном сечении. В рамках теории возмущений по параметру $\hbar k / (M v_0) \gamma t_{\text{int}} S \ll 1$, где v_0 – тепловая скорость атомов, t_{int} – среднее пролетное время атомов через поле, исследовано влияние эффектов отдачи на кинетику газа в пренебрежении оптической ориентацией основного и возбужденного состояний атома. Рассмотрен стационарный режим, существующий в задаче вследствие конечности времени взаимодействия атомов с полем. Конкретизируется понятие пролетного времени для атома, имеющего поперечные координату \mathbf{r}_\perp и импульс \mathbf{p}_\perp

$$\bar{t}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{p}_\perp) = \int_0^\infty dt' \Theta(|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{v}_\perp t'|), \quad (13)$$

через световой пучок с произвольным распределением интенсивности света $\Theta(r_\perp)$ в поперечном сечении. Обнаружен ряд качественных отличий в проявлении эффектов отдачи в ограниченном световом пучке по сравнению со случаем плоской волны. Во-первых, возникающая из-за неоднородности поля дополнительная градиентная сила, направленная по градиенту интенсивности \mathbf{g}_1 , по иному действует на атомы в сравнении с силой светового давления, направленной вдоль светового поля по градиенту общей фазы \mathbf{g}_2 : вследствие селективного действия на атомы в зависимости от их продольной скорости v_z в стационарном режиме она приводит к дрейфу атомов вдоль луча и к перераспределению плотности в поперечном направлении. Во-вторых, по иному проявляется действие эффекта отдачи при спонтанном излучении, обусловленное переносом населенности из возбужденного состояния в основное: теперь оно не сводится к изотропному нагреву газа, а приводит к сложным анизотропным потокам импульса и энергии, к дрейфу атомов вдоль луча и к градиенту плотности в поперечном направлении.

В § 5.2 проведен учет действия силы светового давления на кинетику газа в слабоинтенсивных ($S \ll 1$), но широких ($\hbar k / (M v_0) \gamma t_{\text{int}} S \gg 1$) световых пучках. Точный учет силы светового давления в стационарном режиме приводит к функции распределения атомов

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = g^{-1}(v_z) \exp\left(-\gamma \bar{t}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{v}_\perp) S_0 \frac{\hbar k}{M} g(v_z) \partial_{v_z}\right) (g(v_z) f_0(v)), \quad (14)$$

где $S_0 \ll 1$ соответствует параметру насыщения в центре пучка в точном

резонансе, $g(v_z) = [1/4 + ((\delta - kv_z)/\gamma)^2]^{-1}$ – лоренцевский контур поглощения с учетом эффекта Доплера для атомов со скоростями v_z , $f_0(v)$ – распределение Максвелла. Вследствие существенно неравновесного характера (14) по скоростям атомов (рис. 3) в случае широких световых пучков здесь предсказан нелинейный по полю характер распространения слабоинтенсивных, но широких световых пучков в таком газе: среда просветляется, а закон поглощения существенно отличается от закона Бугера и имеет степенной вид. Кинетические характеристики такого газа также имеют нелинейную зависимость от интенсивности поля.

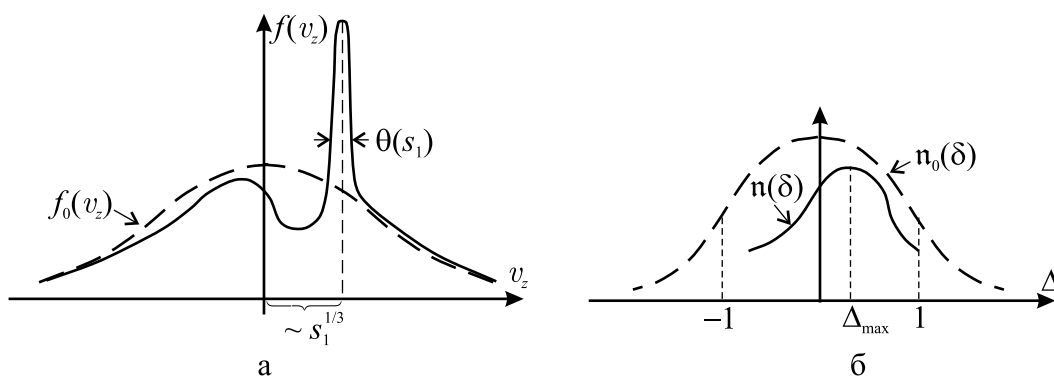


Рис. 3: а – деформация скоростного распределения по продольным скоростям под действием силы светового давления в широких световых пучках; б – сравнительные зависимости контуров поглощения от относительной отстройки $\Delta = \delta/(kv_0)$ для максвелловского (n_0) и неравновесного газов.

В § 5.3 рассмотрено влияние эффекта оптической ориентации возбужденного состояния на кинетические характеристики газа в узком световом пучке. Здесь при формировании квадрупольного момента в возбужденном состоянии за счет эффекта отдачи при спонтанном излучении возникают анизотропные дрейфовые потоки атомов в поперечном сечении светового пучка. Поле скоростей в газе имеет седловидную особенность на оси пучка.

В § 5.4 проанализировано влияние граничных эффектов на эффективность пространственного разделения атомов по проекциям спина в режиме стационарной оптической накачки при малых насыщениях перехода на примере 1D модели взаимодействия однокомпонентного разреженного газа атомов с переходом $1/2 \rightarrow 1/2$ с резонансным спирально-поляризованным полем, образованным двумя встречными циркулярно поляризованными волнами с поляризациями σ_+ и σ_- . В таком газе за счет селективной по скоростям оптической накачки деформация скоростных распределений для атомов с проекциями момента $m = \pm 1/2$ приводит к формированию в среде скрытой неравновесности: в целом газ является равновесным, однако возникают встречные потоки атомов, имеющих различные проекции m . Существенной особенностью данного эффекта является компенсация потоков

на границах занимаемого газом объема, приводящая к пространственному разделению атомов по проекциям m . Сформулированы граничные условия и исследована эффективность пространственного разделения газа по проекциям m в зависимости от степени деполяризации и от характера изменения поступательного движения частиц при столкновении с границами.

В § 5.5 рассмотрено распространение пробной эллиптически поляризованной волны в атомарных ансамблях, где основное состояние атомов оптически упорядочено “сильной” монохроматической световой волной в стационарном режиме накачки при условии малых насыщений $S \ll 1$ резонансного дипольного перехода. В этом случае атомарный ансамбль будет оптически анизотропным с тензором диэлектрической восприимчивости, не зависящим от интенсивности “сильного” поля:

$$\begin{aligned} \chi_{kj}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') &= -N_0 \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{X_{kj}(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \mathbf{v})}{i\gamma/2 + (\delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})} ; \\ X_{kj}(\mathbf{k}, \mathbf{v}) &= \int d^3\mathbf{r} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \sum_{\mu, m, m'} d_{m\mu}^k d_{\mu m'}^j \rho_{m'm}^0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) , \end{aligned} \quad (15)$$

где N_0 – плотность атомов; $d_{m\mu}^k = \langle j_0, m | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{e}_k | j_0 + \Delta j, \mu \rangle$ – матричный элемент проекции оператора дипольного момента $\hat{\mathbf{d}}$ на декартов орт \mathbf{e}_k ($k = 1; 2; 3$), γ – скорость радиационной релаксации резонансного пробному полю дипольного перехода с возбужденным состоянием, имеющим момент $j_0 + \Delta j$, δ – отстройка частоты пробного поля от резонанса; \mathbf{k} – волновой вектор этого поля. Здесь матрица плотности ρ^0 характеризует неравновесное распределение по зеемановским подуровням основного состояния, формируемое “сильным” полем. Исследована структура тензора (15) для атомарного газа, оптически ориентированного *произвольным эллиптическим полем* с пространственно однородной поляризацией. Найдены нормальные пробные волны для такого газа, являющиеся в общем случае ортогональными эллиптически-поляризованными волнами. Параметры эллипсов поляризации являются функциями углов взаимной ориентации пробного поля и поля накачки, поляризации поля накачки и угловых моментов j переходов, резонансных пробному полю и полю накачки.

В § 5.6 рассмотрена задача о дифракции пробного поля на атомарном ансамбле, имеющем 1D характер неоднородности $\hat{\chi}(z)$ вследствие оптической ориентации атомов в “сильном” поле с градиентами поляризации и интенсивности. Рассмотрены эффекты формирования пространственных решеток мультипольных моментов в атомарном пучке с переходом $1 \rightarrow 0$ в пространственно модулированных по интенсивности и поляризации световых полях: поле стоячей линейно-поляризованной волны и поле линейно-

поляризованной спирали, образованной двумя встречными циркулярно поляризованными волнами с поляризациями σ_+ и σ_- . В такой среде, имеющей диэлектрическую восприимчивость с пространственными неоднородностями на размерах порядка длины волны света, становятся возможными процессы брэгговской дифракции для пробной оптической волны. На примере моделей: (а) $1 \rightarrow 2$ переход в “сильном” поле линейно-поляризованной спирали ; (б) $1/2 \rightarrow 1/2$ переход в *lin- \perp -lin* конфигурации “сильного” поля, – рассмотрена задача о брэгговском рассеянии пробной волны на атомарном пучке. Определены свойства рассеянной волны (угол рассеяния, поляризация волны) для данных моделей взаимодействия, в зависимости от типа пространственных решеток мультипольных моментов: решетки квадрупольного момента в модели (а) и решетки плотности распределения за счет эффекта каналирования и решетки магнитного момента в модели (б).

В **Заключении** перечислены основные результаты, полученные в диссертации и выносимые на защиту.

В **Приложении А** приведены справочные соотношения, касающиеся обобщения понятия “матрицы вращения” на группу $SL(2, \mathbb{C})$, где в качестве углов Эйлера можно использовать комплексные величины. При этом многие важные алгебраические свойства из аппарата неприводимых тензоров остаются в силе. Это позволяет рассматривать произвольные векторы эллиптической поляризации в качестве векторов (направлений) в комплексном трехмерном пространстве, однозначно задаваемых некоторыми комплексными углами. Приведены свойства обобщенных сферических функций и биполярных гармоник как функций от направлений в комплексном пространстве. Описаны различные типы базисных векторов, используемых в диссертации.

В **Приложении В** представлен алгоритм перехода к инвариантным выражениям для кинетических коэффициентов \mathbf{F} , $\hat{\mathcal{X}}$ и $\hat{\mathcal{D}}$, представленным не через используемые в работе градиенты \mathbf{g}_κ ($\kappa = \overline{1; 6}$), а непосредственно через частотные компоненты поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}^*(\mathbf{r})$ и пространственные градиенты от них. Также здесь представлены аналитические выражения для коэффициентов $X_{\kappa\kappa'}$ и $D_{\kappa\kappa'}$ для перехода $1 \rightarrow 2$ в пределе малых насыщений $S \ll 1$.

В **Приложении С** приведен вывод функции распределения (14) в широких световых пучках, а также справочные формулы для расчетов с помощью G -функций Мейера средних величин с данной функцией распределения.

Основные результаты работы

1. Для произвольных полевых монохроматических конфигураций введена естественная параметризация с помощью шести локальных полевых параметров: амплитуды поля, общей фазы, параметра эллиптичности и трех углов, характеризующих положение эллипса поляризации поля в пространстве. Исследованы общие свойства пространственных градиентов этих параметров. Выделены особые области полевых конфигураций: экстремумы интенсивности, области циркулярной и линейной поляризации, – в которых полевые градиенты расходятся либо не определены однозначно. Исследован общий характер этих особенностей, и приведена их конкретная реализация в двумерных и трехмерных полевых конфигурациях.
2. Получена структура мультипольных моментов атомов в виде разложений по различным типам базисов из “минимальных” биполярных гармоник. Реализованы аналитические алгоритмы расчета коэффициентов разложений для неподвижных атомов и для линейных поправок по скорости в произвольных поляризованных и частично-поляризованных монохроматических световых полях. Исследована динамика мультипольных моментов неподвижных атомов в произвольных монохроматических поляризованных слабых световых полях в пренебрежении межатомными взаимодействиями. Найдены максимальные времена t_{\max} выхода на стационарный режим оптической накачки за счет процессов радиационной релаксации, исследованы атомарные распределения, подверженные самой медленной релаксации к стационарным значениям. Исследованы переходные процессы релаксации в зависимости от начальных распределений атомов по зеemanовским подуровням, рассмотрена динамика спонтанного излучения в переходном режиме радиационной релаксации.
3. Найден точный вид светоиндуцированной силы, действующей на неподвижные атомы в монохроматическом световом поле произвольной пространственной конфигурации для атомарного перехода $j \rightarrow j$ (j -полуцелые) при произвольных j в условиях стационарного режима оптической накачки основного состояния атомов. Предложен метод градиентного разложения кинетических коэффициентов в квазиклассической теории субдоплеровского охлаждения, когда кинетика атомарных ансамблей описывается уравнением Фоккера-Планка на функцию распределения атомарного ансамбля. Показано, что коэффициенты разложения по полевым градиентам светоиндуцированной силы, тензора диссипации и тензора диффузии в импульсном пространстве обладают по отдельности различными типами симметрии относительно смены

знака отстройки поля от резонанса и по отношению к инверсии координат. Исследованы особенности кинетических коэффициентов в областях полевых конфигураций с циркулярной и линейной поляризацией. Для случая стационарной оптической накачки основного состояния получена скалярная функция Ψ (квази-потенциал) для типов переходов $j \rightarrow j$ (j -полуцелые) и $j \rightarrow j + 1$, описывающая динамику атомов в приближении больших отстроек $|\delta| \gg \gamma$. Исследованы механизмы радиационного трения в произвольных полевых конфигурациях размерности $D > 1$ для простейших дипольных переходов с $j < 1$. Предложена физическая интерпретация новых вкладов в силу радиационного трения, связанных с ориентационными механизмами охлаждения.

4. Развита аналитический метод рассмотрения временной кинетики атомарного ансамбля, описываемой уравнением Фоккера-Планка, в полевых конфигурациях произвольной размерности, основанный на разложении функции распределения атомарного ансамбля по квазиклассическому параметру малости в классе траекторно-сосредоточенных функций. Развита численные методы моделирования кинетики атомарных ансамблей в полевых конфигурациях размерности $D > 1$, исследованы квазистационарный режим формирования диссипативных атомарных решеток и режим диссипативной световой маски в задачах атомной литографии в трех- и четырех-лучевых 2D конфигурациях поля.
5. Предложен вариант 3D дипольной ловушки для нейтральных атомов, основанный на использовании неоднородно поляризованных лаггерровских лазерных мод. Исследован существенно анизотропный характер динамики атомов в такой ловушке в продольном и поперечном направлениях по отношению к световым пучкам, образующим конфигурацию.
6. В $lin \perp lin$ -конфигурации поля в присутствии постоянного продольного магнитного поля аналитически описан стационарный режим каналирования атомарных пучков. Исследовано влияние магнитного поля на кинетические характеристики атомарного пучка. Приведена физическая интерпретация влияния магнитного поля на силу радиационного трения и светоиндуцированный (оптический) потенциал и коэффициент диффузии. В рамках квазиклассического подхода к поступательному движению атомов исследована функция математического ожидания времени перехода $M_{E_1}(E_2)$ атомов из состояния с энергией E_1 в состояние E_2 . С помощью $M_{E_1}(E_2)$ аналитическими и численными методами исследована временная динамика захвата атомов в каналы и оценена эффективность удержания атомов в каналах.

7. В рамках трехуровневой модели когерентного резонансного рассеяния пучка ридберговских атомов в СВЧ поле стоячей линейно поляризованной волны проанализированы “одетые” состояния атомов; рассмотрены вероятности переходов Ландау-Зенера между этими состояниями в условиях двухфотонного резонанса; рассчитана радиационная сила, действующая на атомы в условиях резонансного взаимодействия с СВЧ полем; проанализирована кинетика пучка ридберговских атомов в пренебрежении эффектами спонтанного распада.
8. Исследована кинетика атомарных газов в световых пучках с конечными поперечными размерами. Показано, что эффект отдачи, связанный с переносом квадрупольного момента из возбужденного состояния при спонтанном излучении, приводит к дрейфовым анизотропным потокам в газе в поперечном к лучу направлении. Проведен точный учет влияния силы светового давления на функцию распределения газа в широких световых пучках. Исследовано влияние возникающей сильной неравновесности по скоростям на характер распространения света в таком газе.
9. Рассмотрены эффекты пространственного разделения по проекциям спина в атомарных газах, обладающих скрытой неравновесностью за счет лазерной ориентации, селективной по скоростям. Сформулирована и решена задача о влиянии различных типов границ на эффективность пространственного разделения поляризационных моментов атомов в зависимости от эффектов деполяризации и термализации атомов на границах.
10. Исследован тензор восприимчивости атомарного газа, оптически ориентированного в цикле квазилинейной оптической накачки произвольным эллиптическим полем с пространственно однородной поляризацией. Найдены нормальные волны для задач спектроскопии эллиптически поляризованного пробного поля, распространяющегося в таком газе. Предложен механизм формирования пространственных решеток квадрупольного момента у атомов в основном состоянии, не связанный с эффектами насыщения. Рассмотрены варианты пространственных решеток, формирующихся в узкоколлимированных атомарных пучках. Сформулирована и решена задача о брэгговском отраженном сигнале от одномерных решеток мультипольных моментов атомов.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах

- [1] Казанцев А.П., Безвербный А.В., Смирнов В.С., Тумайкин А.М. Спонтанный эффект отдачи в световом пучке конечного размера// ДАН СССР. 1988. Т.300. С.1367-1369

- [2] Безвербный А.В. Влияние силы светового давления на поглощение световых пучков конечного размера в среде// Оптика атмосферы. 1988. Т.1, №8. С.65-69
- [3] Безвербный А.В., Смирнов В.С. Влияние граничных условий на пространственное разделение газа по проекциям спинов в спирально-поляризованном световом поле// ЖЭТФ. 1989. Т.95, №7. С.116-121
- [4] Tumaikin A.M., Bezverbny A.V. Optical Stern-Gerlach effect: separation of a gas according to atomic spin projections in polarized laser fields// Physica B. 1991. №175. p.143-147
- [5] Bezverbnyi A.V., Kosulin N.L., Tumaikin A.M. Formation of light-induced spatial gratings of cooled atoms in light fields with polarization gradients// Laser Phys. 1992. V.2, №6. P.1010-1020
- [6] Bezverbnyi A.V., Kosulin N.L., Tumaikin A.M. The influence of a magnetic field on the channeling and cooling effect of an atomic beam in a light field// Laser Phys. 1993. V.3, №2. P.535-543
- [7] Безвербный А.В., Смирнов В.С., Тумайкин А.М. Спектроскопия пробного пучка в атомарных средах, оптически ориентированных в основном состоянии// ЖЭТФ. 1994. Т.105, №1. С.62-78
- [8] Bezverbny A.V., Tumaikin A.M. Statistical analysis of channeling dynamics of an atomic beam in light fields: mathematical expectation of the transition time// Laser Physics. 1994. V.4, №5. P.896-905
- [9] Безвербный А.В., Бетеров И.М., Тумайкин А.М., Рябцев И.И. Резонансное рассеяние трехуровневых ридберговских атомов в микроволновых полях// ЖЭТФ. 1997. Т.111, №2. С.62-78
- [10] Bezverbny A.V., Beterov I.M., Garifullin D.Ch., Ryabtsev I.I., Tumaikin A.M. Profile of a beam of Rydberg atoms in a strong standing microwave field// Laser Phys. 1997. V.7, №3. P.897-901
- [11] Bezverbny A.V., Nienhuis G., Tumaikin A.M. Force pattern on atoms in a monochromatic light field with arbitrary polarization// Opt. Commun. 1998. №148. P.151-158
- [12] Безвербный А.В. Метод биполярных гармоник в квазиклассической теории субдоплеровского охлаждения// ЖЭТФ. 2000. Т.118, №11. С.1066-1083
- [13] Безвербный А.В. Влияние пространственного поворота плоскости поляризации на радиационную силу трения в световых полях с градиентами поляризации// Письма ЖЭТФ. 2001. Т.74, №3. С.162-166
- [14] Безвербный А.В., Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. Сила светового давления, коэффициенты трения и диффузии для атомов в резонансном неоднородно поляризованном поле// ЖЭТФ. 2003. Т.123, №3. С.437-456

- [15] Безвербный А.В. Влияние структуры полевых инвариантов на кинетику формирования двумерных диссипативных атомарных решеток// Изв. вузов. Физика. 2003, №5. С.7-14
- [16] Безвербный А.В. Пространственная структура инвариантов монохроматического поля в полевых конфигурациях размерности $D > 1$ // ЖЭТФ. 2003. Т.124, №5. С.981-995
- [17] Безвербный А.В. Особенности динамики мультипольных моментов неподвижных атомов в слабых световых полях// Изв. вузов. Физика. 2004, №12. С.57-64
- [18] Безвербный А.В., Низьев В.Г., Тумайкин А.М. Дипольные ловушки для нейтральных атомов из неоднородно-поляризованных лаггерровских мод// Квант. электроника. 2004. Т.34, №7. С.685-689
- [19] Безвербный А.В., Шаповалов А.В. Стохастическая динамика атомов в резонансном световом поле в квазиклассическом приближении// Опт. и спектр. 2004. Т.97, №1. С.80-87
- [20] Безвербный А.В., Шаповалов А.В. Моделирование кинетики атомарного ансамбля в световом поле с помощью уравнения Ланжевена// Математическое моделирование. 2004. Т.16, №9. С.49-60
- [21] Bezverbny A.V. Manifestation of field invariants structure in forming of two-dimensional dissipative atomic lattices// Laser Phys. 2004. V.14, №1. P.57-63
- [22] Bezverbny A.V. Formation of periodical and quasi-periodical structures of atoms in light fields// Thin Solid Films. 2004. V.464-465C. P.478-482
- [23] Безвербный А.В. Временная динамика оптической накачки неподвижных атомов в основном состоянии в слабых световых полях// ЖЭТФ. 2005. Т.127, №5. С.931-944
- [24] Безвербный А.В., Гоголев А.С., Резаев Р.О., Трифонов А.Ю. Нелинейное уравнение Фоккера-Планка-Колмогорова в квазиклассическом траекторно-когерентном приближении// Изв. вузов. Физика. 2005, №5.
- [25] Безвербный А.В., Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. Диссипативные световые маски в атомной литографии// Известия АН, сер. физическая. 2005, Т.69, №8.
- [26] Bezverbny A.V., Prudnikov O.N., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. Steady-state light-induced forces for atom lithography// Laser Physics. 2005. Vol.15, №7.
- [27] Bezverbny A.V., Tumaikin A.M. Creating spatial grating for multipole momenta of atoms in resonant laser fields// Proceedings of X Vavilov Conference, Novosibirsk. New York: Nova Science Publishers Inc., 1992, P.111-115

- [28] Bezverbny A.V., Nienhuis G., Tumaikin A.M. Light induced force on atoms in a monochromatic light field with arbitrary polarization// Proceedings of SPIE. 1997. V.3485. P.502-511
- [29] Безвербный А.В. Структура радиационной силы трения и “силы Лоренца” при субдоплеровском охлаждении атомов монохроматическим световым полем// Сборник трудов “Фундаментальные проблемы оптики-2000”. Санкт-Петербург, 2000, С.53-55
- [30] Trifonov A.Yu., Bezverbny A.V., Shapovalov A.V. Temporal kinetics of atomic ensemble in a light field// Technical Digest of MPLP2004, Novosibirsk, 2004, P.186

Цитируемая литература

- [1'] А.П. Казанцев, В.С. Смирнов, А.М. Тумаикин, И.А. Ягофаров// Препринт/ Ин-т оптики атмосферы СО АН СССР; №5, Томск, 1982.
- [2'] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1985. V.18. P.1661-1683; G. Nienhuis, Phys. Rep. 1986. V.138, №3. P.151-192; J. Javanainen, Phys. Rev. A. 1991. V.44. P.5857-5880
- [3'] A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, V.I. Yudin, G. Nienhuis, Phys. Rev. A. 2004. V.69. Art.033410
- [4'] W. Happer, Rev. Mod. Phys. 1972. V.44. P.169-249; D. Budker, W. Gawlik, D.F. Kimball, S.M. Rochester, V.V. Yashchuk, A. Weis, Rev. of Mod. Phys. 2002. V.74. P.1153-1201
- [5'] N.L. Manakov, S.I. Marmo, A.V. Meremianin, J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1996. V.29. P.2711-2737
- [6'] Д.А. Варшалович, А.И. Москалев, В.К. Херсонский. Квантовая теория углового момента.– Ленинград: Наука, 1975
- [7'] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля.– М.: Наука, 1988
- [8'] В.Г. Миногин, ЖЭТФ. 1980. Т.79. С.2044-2056
- [9'] А.П. Казанцев, УФН. 1978. Т.124, №1. С.113-146; J.P. Gordon, A. Ashkin, Phys. Rev. A. 1980. V.21. P.1606-1617; J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V.6, №11. P.2023-2045; P.J. Ungar, D.S. Weiss, E. Riis, S. Chu, J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V.6, №11. P.2058-2071; G. Nienhuis, P. van der Straten, S-Q. Shang, Phys. Rev. A. 1991. V.44, №1. P.462-474
- [10'] G. Grynberg, C. Robilliard, Phys. Rep. 2001. V.355. P.335-451
- [11'] A.V. Nesterov, V.G. Niziev, J. of Phys. D: Appl. Phys. 2000. V.33, №15. P.1817-1822
- [12'] Л.С. Понтрягин, А.А. Андронов, А.А. Витт, ЖЭТФ. 1933. Т.3, №3. С.165-180