

Литвинов Андрей Николаевич

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ
КВАНТОВЫХ СИСТЕМ МНОГОЧАСТОТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ
ИЗЛУЧЕНИЕМ В СРЕДАХ С РАЗЛИЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ
ПЛОТНОСТЬЮ

Специальность:

01.04.21 - лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2019

Работа выполнена в Федеральном автономном образовательном учреждении высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Официальные оппоненты:

Есеев Марат Каналбекович, доктор физико-математических наук, федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Северный (Арктический) федеральный университет имени М. В. Ломоносова», проректор по научно-инновационному развитию, заведующий кафедрой фундаментальной и прикладной физики высшей школы естественных наук и технологий

Кобцев Сергей Михайлович, доктор физико-математических наук, федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет», заведующий отделом лазерной физики и инновационных технологий НГУ, директор Междисциплинарного квантового центра физического факультета НГУ

Корнев Алексей Станиславович, доктор физико-математических наук, федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Воронежский государственный университет», доцент кафедры теоретической физики

Ведущая организация: **Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений»**

Защита состоится «___» _____ 2020 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 003.024.01, созданного на базе Института лазерной физики СО РАН, по адресу: 630090, Россия, г. Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева 15Б.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет Петра Великого» и на сайте www.spbstu.ru

Отзывы об автореферате в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета

Автореферат разослан «___» _____ 2019 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
Д 003.024.01, д. ф.-м. н.

Прудников О.Н.

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные оптические резонансы, возникающие при интерференции каналов возбуждения, занимают особое место в атомной спектроскопии. Существенную роль здесь можно отвести явлению когерентного пленения населенностей (КПН) [1-4] и связанному с ним эффекту электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [5]. Оба эти эффекта проявляются при взаимодействии атомной среды с бихроматическим лазерным излучением. Суть их состоит в возникновении так называемого тёмного состояния, которое не взаимодействует с резонансным лазерным излучением. В этом случае атомная среда не поглощает излучение, что ведёт к возникновению провала в спектре поглощения. Об эффекте ЭИП принято говорить в случае, когда атомная среда является оптически плотной, и исследуется прохождение слабого пробного поля при действии на среду сильного контрольного поля, а также при возбуждении атомной среды импульсным излучением. Ширина провала в спектре поглощения в условиях эффектов КПН (или ЭИП) может быть на несколько порядков меньше, чем естественная ширина возбуждённого уровня щелочного атома, и достигать значений в сотни, и даже единицы герц [6]. Такая особенность позволяет использовать нелинейные оптические резонансы в широком спектре практических применений, среди которых: лазерная генерация без инверсии [7], спектроскопия сверхвысокого разрешения [8], оптические коммуникации [9], устройства для записи и обработки квантовой информации [10], лазерное охлаждение атомов [11]. Особую роль здесь занимает использование нелинейных оптических резонансов при разработке метрологических систем нового поколения: малогабаритных квантовых стандартов частоты [12], атомных часов на пучке атомов [13], оптических магнитометров [14], гироскопов на атомном спине [15].

В последнее время значительное число работ направлено на исследование возможности сужения линии поглощения (прозрачности) нелинейных резонансов в атомах. Для этого необходимо повышать время когерентного взаимодействия атомов с электромагнитным полем накачки. Основной причиной, которая препятствует атому быть длительное время в когерентном состоянии с возбуждающими полями, является его деполяризация при столкновении со стенкой ячейки. Для увеличения этого времени ячейку покрывают антирелаксационным стеночным покрытием или вводят буферный газ. С другой стороны, большое время когерентного взаимодействия атома с полем приводит к световому уширению нелинейных резонансов. Для решения проблемы сужения линии

нелинейных резонансов сформировалась целая область, направленная на исследование возбуждения атомов с помощью импульсной накачки, т.н. Рамсеевская схема опроса [16].

Наряду с шириной линии нелинейных резонансов важна также их амплитуда. Основным способом для её повышения является увеличение концентрации щелочных атомов. На начальном этапе увеличения концентрации атомов амплитуда резонанса растёт пропорционально числу атомов. После достижения определённой концентрации, зависимость амплитуды от концентрации атомов становится нелинейной [4]. В таком случае говорят об оптически плотной среде.

Сказанное выше определяет актуальность темы диссертации, посвященной исследованию оптических нелинейных резонансов при различном типе возбуждений в средах с различной оптической плотностью. Распространение лазерного излучения в оптически плотной атомной среде при наличии двух- или трёх- фотонного резонансного поглощения приводит к ряду новых физических явлений, представляющих фундаментальный интерес. С другой стороны, детальный теоретический анализ поляризационных свойств излучения в условиях возбуждения нелинейных оптических резонансов позволяет определить оптимальные параметры работы таких квантовых приборов, как квантовые стандарты частоты и гироскопы на атомном спине.

1.1. Актуальность темы исследования

Актуальность темы диссертационной работы определяется тем, что в ней исследуются новые физические эффекты, возникающие при распространении лазерного излучения в оптически плотной атомной среде в условиях двух- и трёх- фотонных резонансных процессов поглощения. Понимание физической сути и особенностей проявления этих эффектов позволяет расширить фундаментальные представления о природе взаимодействия лазерного излучения с газами, а также использовать их в практических областях, таких, как квантовая метрология.

1.2. Цель диссертационного исследования

Теоретическое исследование нелинейных оптических резонансов при возбуждении атомных систем многочастотным лазерным излучением в средах с различной оптической толщиной.

1.3. Научная новизна и практическая значимость работы

Научная новизна состоит в разработке теории фундаментальных физических явлений, возникающих при взаимодействии многочастотного лазерного излучения с атомными средами. В диссертации детально изучены оптические нелинейные резонансы в щелочных атомах при учёте краевых эффектов, связанных с конечными размерами газовой ячейки; при наличии оптически плотной среды; при наличии зеемановской и сверхтонкой структуры атома; при возбуждении непрерывными и импульсными лазерными полями. Особое внимание уделено явлению когерентного пленения населенностей.

Практическая значимость работы заключается в разработке математической модели микроволнового квантового стандартов частоты и гироскопа на атомном спине с оптическим детектированием, а также создании компьютерной программы, позволяющей проводить многофакторную оптимизацию параметров работы данных устройств с целью нахождения наиболее оптимальных режимов их работы.

1.4 Методология и методы исследования

Математический аппарат, применяемый в работе, основан на нестационарных квантовых кинетических уравнениях для матрицы плотности атомов, уравнений Максвелла для распространения электромагнитного поля и уравнений Блоха для описания динамики ядерной намагниченности. Учёт движения атомов потребовал решения систем дифференциальных уравнений с соответствующими граничными условиями. Использование стохастических методов применено для описания шумов лазерных источников. При численном решении систем дифференциальных уравнений применялись методы Рунге-Кутты 4-го порядка, явный метод Эйлера; при решении систем алгебраических уравнений применялись методы Крамера и Гаусса. Численное интегрирование основывалось на методе трапеций. Проведено сравнение части теоретических результатов с экспериментальными данными и получено хорошее согласование.

1.5 Основные положения, выносимые на защиту:

– На основе квантовой кинетической теории эффекта когерентного пленения населенностей в ячейках конечного размера без буферного газа установлено, что в зависимости от условий возбуждения, имеет место несколько механизмов сужения

резонанса когерентного пленения населенностей: сужение Дике, эффект лазерно-индуцированного сужения и эффект сужения Рэмси, вызванного движением атомов при зонной накачке. Наличие различных механизмов сужения резонанса когерентного пленения населенностей, которые были предсказаны теоретически, подтверждено экспериментально.

– Разработана математическая модель переноса некогерентного лазерного излучения в ансамбле щелочных атомов, находящихся в ячейке с буферным газом в оптически плотной среде. Эта модель позволила проанализировать влияние конечной оптической толщины на форму линии резонанса когерентного пленения населенностей и показала, что спектральные свойства прошедшего через ячейку излучения при использовании широкополосного лазерного источника существенно искажаются, а именно, в спектре поглощения появляется провал. Обнаружен эффект спектральной фильтрации лазерного излучения.

– Анализ свойств дисперсии диэлектрической проницаемости оптически плотной атомной среды в условиях трёхфотонных резонансных процессов, образующих замкнутый контур возбуждения установил, что при определенных значениях относительной фазы возбуждающих полей наблюдается немонотонное уменьшение интенсивности излучения по мере его прохождения через среду. Существует область параметров, позволяющая наблюдать пространственные квазипериодические осцилляции интенсивности излучения. Данный эффект предложено использовать для создания среды с управляемыми оптическими свойствами.

– Обнаружены и проанализированы эффекты дихроизма и двулучепреломления, возникающие при наведении оптической анизотропии в условиях эффекта когерентного пленения населенностей в оптически плотных атомных средах. Подробно исследованы световые сдвиги при возбуждении резонанса когерентного пленения населенностей непрерывным лазерным излучением в оптически плотной среде. Предложен метод их компенсации, основанный на выборе определенных соотношений интенсивности полей на входе излучения в ячейку.

– Нестационарное решение системы квантовых кинетических уравнений, описывающих эффект когерентного пленения населенностей при учёте оптической плотности среды показывает, что для рамсеевской схемы опроса различие световых сдвигов различных рамсеевских резонансов возрастает по мере увеличения оптической плотности среды. При определенных фазовых соотношениях считывающих импульсов световые сдвиги могут быть скомпенсированы.

– На основе теории резонансного взаимодействия щелочных атомов с лазерным излучением в оптически плотной среде разработаны математические модели физических блоков квантовых приборов: малогабаритные квантовые стандарты частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей и квантовый гироскоп на атомном спине с оптическим детектированием. Проведение многофакторной оптимизации позволило определить оптимальные параметры, такие как ширина спектра лазерного излучения, тип поляризации лазерного излучения, тип накачки, интенсивность лазерного излучения, температура ячейки физического блока квантового стандарта частоты, позволяющие достичь наибольшей стабильности квантового стандарта частоты. На основе расчёта сигнала гироскопа на атомном спине с оптическим детектированием, установлено, что он имеет сложную составную структуру. Анализ спектрального состава сигнала гироскопа показал, что требуется модификация методов детектирования для достижения навигационного класса точности.

1.6. Степень достоверности полученных результатов

Все выполненные расчеты и аналитические выкладки были произведены в строгом соответствии с общепринятым математическим аппаратом квантовой механики, электродинамики и статистической физики. Большая часть теоретических результатов сопоставлена с экспериментальными данными и получено хорошее согласование. Таким образом, достоверность результатов работы обеспечивается использованием теоретических и численных методов и подходов, в рамках которых были получены основные результаты, совпадающие друг с другом.

1.7. Публикации и апробация работы:

По материалам диссертации опубликовано 34 печатные работы, из них 32 работы в рецензируемых журналах из списка ВАК, из которых: 6 - Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ), 6 - Квантовая электроника, 2 - Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики (Письма в ЖЭТФ), 1 - Журнал технической физики (ЖТФ), 4 - Journal of Physics B, 1 - Physical Review A, 1 - Applied Magnetic Resonance, 2 - Известия РАН: Серия физическая, 1 - Journal of Physics: Conference Series, 1 - New Journal of Physics, 2 - Гироскопия и навигация, 1 - Physics of Wave Phenomena, 1 - Радиотехника, 1 - IEEE Xplore: European Frequency and Time Forum, 1 - Украинский Физический Журнал, 1 - Научно-технические ведомости СПбГПУ. Также по результатам

диссертационной работы получены: 1 – Патент на изобретение, 1 - Авторское свидетельство на программу ЭВМ. Кроме того, результаты диссертационной работы отражены в материалах всероссийских и международных конференций. Полный список публикаций и патентов приведён в конце диссертации [A1 – A36].

Результаты диссертационной работы неоднократно докладывались на международных и российских конференциях: European Frequency and Time Forum (Geneva, Switzerland - 2007), European Frequency and Time Forum (Toulouse, France - 2008); 40th European Group for Atomic Systems (Austrian, Graz - 2008); European Frequency and Time Forum (Besancon, France - 2009); 19 Съезд по фундаментальной атомной спектроскопии (Архангельск, Россия - 2009), Конференция по фотонному эху и когерентной спектроскопии (Казань, Россия - 2009), European Frequency and Time Forum (San-Francisco, USA - 2011); European Frequency and Time Forum (Goteborg, Sweden - 2012); 45th European Group on Atomic Systems (Auhrus, Danmark - 2013); 14 International Conference "Laser Optics 2014" (Санкт-Петербург, Россия - 2014); 9-th Alexander Friedmann International seminar (Санкт-Петербург, Россия - 2015); XII International Workshop on Quantum Optics (Троицк, Россия - 2015), 9-й Семинар по квантовой оптике им. Д.Н. Клышко (Москва, Россия - 2015); Saratov fall meeting (Саратов, Россия 2015); 25 Съезд по спектроскопии (Москва, Троицк - 2016); 16 International Conference "Laser Optics 2016" (Санкт-Петербург, Россия - 2016); 30 European Frequency and Time Forum (York, United Kingdom - 2016); 26th annual International Laser Physics Workshop (Казань, Россия 2017); XI Международный симпозиум по фотонному эху и когерентной спектроскопии (Калининград, Россия 2017); VII International symposium "Modern problems of laser physics" (Новосибирск, Россия - 2016); Saratov fall meeting (Саратов, Россия 2017); 32 European Frequency and Time Forum (Turin, Italy - 2018), 18 International Conference "Laser Optics 2018" (Санкт-Петербург, Россия - 2018); XIII International conference on hole burning, single molecule, and related spectroscopies: science and applications (Суздаль, Россия - 2018); VIII International symposium "Modern problems of laser physics" (Новосибирск, Россия - 2018); а также на научных семинарах в Университете Невшатель (Швейцария, 2008), на совместно российско-французско-швейцарских семинарах (Россия, 2007, 2008, 2009), на совместно российско-украинских семинарах (Россия-2009, Украина-2010), на семинарах в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН, семинарах в Концерне «ЦНИИ «Электроприбор», также на семинарах кафедры теоретической физики СПбПУ;

1.7. Личный вклад автора в получение результатов

Личный вклад автора заключался в формулировке целей и постановке задач, выборе объектов исследований, планировании и проведении теоретических исследований, анализе полученных результатов, формулировке основных идей, развитых в диссертационной работе. Все основные результаты планировались и выполнялись при непосредственном участии автора или под его руководством. Ряд результатов получен совместно с учениками, где автор являлся официальным научным руководителем успешно защищенной кандидатской диссертации К.А. Баранцева и бакалаврского диплома Г.В. Волошина. Часть результатов получена в результате научного сотрудничества с Г.А. Казаковым (Институт атомной и субатомной физики, Вена), Е.Н. Поповым (Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург), Л.Б. Лиокумовичем (Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург), Н.А. Ушаковым (Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург), В.И. Романенко (Институт Физики НАН Украины, Киев) и Л.П. Яценко (Институт Физики НАН Украины). Экспериментальные исследования по проверке теоретических результатов были выполнены Э. Бреши из Университета Невшатель (Швейцария); О. Козловой, Р. Бодо и С. Герандель из Лаборатории Времени и Частоты (LNE-SYRTE, Париж) и А.К. Вершовским, А.С. Позгалёвым, В.А.Картошкиным и С.П. Дмитриевым из лаборатории Атомной Радиоспектроскопии Физико-технического института им. А.Ф.Иоффе РАН (Санкт-Петербург).

1.8. Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из Введения, Шести глав, Заключения, Приложений и Списка литературы. Она содержит 271 страниц текста, включая 99 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 206 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** диссертации обоснована актуальность темы исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава “Атом в оптически тонкой среде” посвящена исследованию формирования резонанса когерентного пленения населённостей в оптически тонкой среде. В разделе 1.1 выводятся основные уравнения, описывающие взаимодействие щелочного атома с лазерным излучением в ячейке конечного размера [A1-A2] на основе формализма для матрицы плотности:

$$v\nabla\hat{\rho}(v, z, t) = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}_0 + \hat{V}, \hat{\rho}(v, z, t)\right] + \hat{\Gamma}_{rel}\{\hat{\rho}(v, z, t)\}, \quad (1.1)$$

где \hat{H}_0 - гамильтониан атома в отсутствие лазерного и магнитного полей, \hat{V} - оператор взаимодействия с лазерным и магнитным полями, $\hat{\Gamma}_{rel}$ - супероператор, который описывает релаксационные процессы. Далее приводится общий метод решения таких систем уравнений. Рассмотрено формирование эффекта когерентного пленения населённости в ячейке конечного размера. На основе построенной математической модели продемонстрировано, что имеют место различные механизмы сужения резонанса когерентного пленения населённости – это механизм лазерно-индуцированного сужения и механизм сужения Дике. Главным выводом данного раздела является обнаружение того, что в случае накачки атомов лазером с узким спектром имеет место механизм лазерно-индуцированного сужения, который приводит к слабой зависимости формы резонанса КПН от наличия или отсутствия стеночного покрытия. Это позволяет предложить новый, более простой, способ формирования опорного резонанса на сверхтонких переходах основного состояния атома щелочного металла в ячейке без использования антирелаксационного покрытия. На данный способ получен Патент на изобретение №2541051 [A3]. В заключение раздела приводятся результаты экспериментальных исследований, которые подтверждают наличие двух различных механизмов сужения резонанса КПН [A7].

В разделе 1.2 исследуется зонная накачка щелочных атомов непрерывным излучением в ячейке с антирелаксационным стеночным покрытием. Рассматривается обобщенная теоретическая модель на случай, когда атом может испытывать упругие («зеркальные») соударения со стенкой ячейки. Предполагается, что при зеркальных соударениях, во-первых, сохраняются компоненты скорости атома, параллельные стенке (а перпендикулярная компонента меняет знак), а во-вторых, изменяется распределение времени непрерывного пребывания атома в освещённой и тёмной зонах [A4-A6].

Основные результаты расчета раздела 1.2 представлены на рис. 1.1, из которого видно, что форма резонанса КПН при зонной накачке состоит из широкого пьедестала, ширина которого составляет около нескольких десятков кГц и узкого центрального

пика (см. рисунок 1.1(a)). Широкий пьедестал обусловлен атомами, прошедшими через освещенную зону однократно, тогда как центральный пик формируется за счет многократных проходов. Если вероятность упругого столкновения α отлична от нуля, в резонансе КПН появляется «промежуточная» структура. Это пик, ширина которого больше ширины узкого центрального пика, но меньше ширины пьедестала. Этот пик образован атомами, которые проходят через зону пучка многих раз в режиме прохождения луча. Следует отметить, что при упругом столкновении, атомная продольная скорость остается постоянной, в отличие от случая неупругого рассеяния, когда атомы проходят зону луча только один раз в режиме прохождения луча. Этот факт объясняет возникновение «промежуточной» структуры в зависимости от α , когда радиус ячейки совпадает с радиусом луча (см. рисунки 1.1 (c)). В «промежуточном» случае структура КПН резонанса формируется атомами, которые остаются в одной скоростной группе в течение нескольких проходов через ячейку, тогда как узкая структура образована атомами, которые изменяют свои скорости после одного столкновения со стеной. В результате мы видим, что имеет место ещё один механизм сужения КПН резонанса, вызванный зонной накачкой.

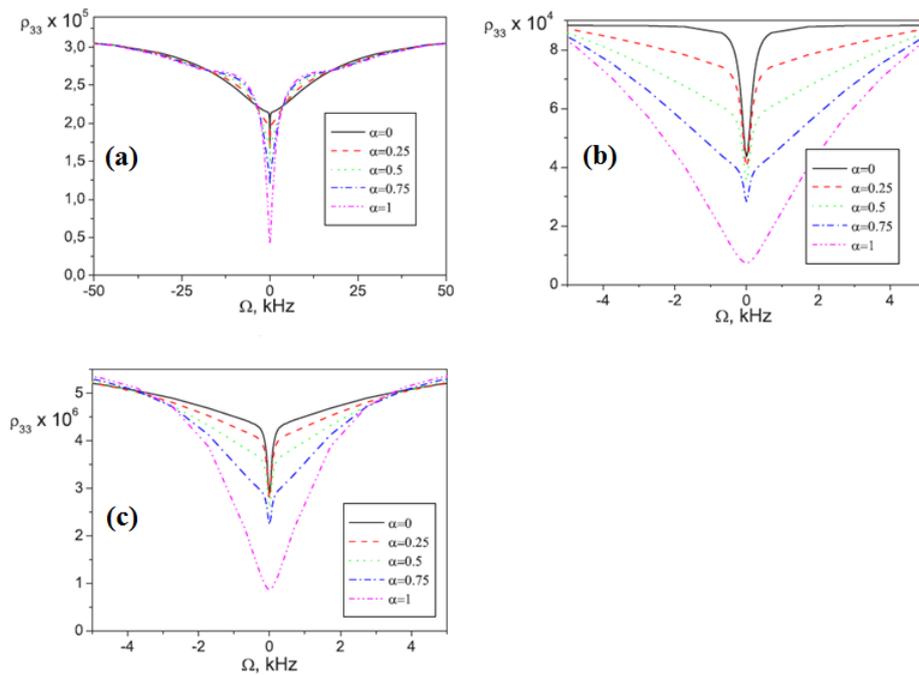


Рис. 1.1. Форма линии КПН-резонанса в зависимости от параметра для (a) $r = 1.5$ mm, (b) - $r = 0.5$ mm, (c); $r = 5$ mm;

В заключение во второй части раздела приводятся экспериментальные данные, которые качественно объясняются построенной теоретической моделью в рамках эффекта

рамсеевского сужения, вызванного движением атомов при зонной накачки в ячейке с антирелаксационным стеночным покрытием [A8].

Исследование возбуждения атомов полихроматическим полем рассмотрено в разделе 3.3. В этом разделе проведён анализ особенностей формирования темного резонанса при таком возбуждении и определены условия, которым должны удовлетворять параметры лазера (частота модуляции и длина его резонатора), при которых формируется темный резонанс. В результате установлено, что оптимальные условия наблюдения темных резонансов реализуются в случае, когда лазер генерирует последовательность световых импульсов с максимальной амплитудой. Таких максимумов, в зависимости от фазовых соотношений между спектральными компонентами поля, может быть несколько. Показано, что сохраняющие когерентность столкновения приводят к уменьшению величины сигнала, сначала быстро, а с увеличением их частоты более медленно [A9].

Одним из направлений исследований эффекта когерентного пленения населенностей (КПН) является изучение формы резонанса КПН на атомах рубидия в ячейке с буферным газом для непрерывной накачки [17-18]. Проводимые ранее исследования, главным образом теоретические, ставили своей целью выявление влияния отдельных факторов на форму линии резонанса КПН. Однако, при определенной температуре, необходимой для достижения требуемой концентрации активных атомов, среда, состоящая из этих атомов, становится оптически плотной, что ведёт к поглощению излучения в ячейке. Как было сказано во введении, в условиях эффекта КПН поглощение излучения определяется не экспоненциальным законом Бугера-Ламберта, а подчиняется линейной зависимости [4]. Одновременно с этим важным остаётся тот факт, что лазерное излучение является немонахроматическим, а имеет конечную ширину спектра. При этом, наличие буферного газа в ячейке с активными атомами является необходимым для того, чтобы имел место эффект Дике [19] и наблюдался достаточно узкий резонанс КПН. Построение последовательной теории, описывающей все эти факторы, в настоящее время не было реализовано, а были лишь попытки построить теорию эффекта КПН при использовании немонахроматической ламповой накачки в оптически плотной среде [20]. Это определило тематику **второй** главы “Двухфотонное возбуждение атомных систем в оптически плотной среде”, которая посвящена обобщению теории взаимодействия бихроматического лазерного излучения с щелочными атомами на случай, когда лазерное излучение имеет конечную ширину спектра, а щелочные атомы являются «горячими» и находятся в ячейке с буферным газом. При этом среда считается оптически плотной, т.е. имеет место поглощение лазерного излучения в ячейке.

В первом разделе второй главы приводится обзор литературы и формулируется задача. Во втором разделе второй главы рассматривается взаимодействие двухчастотного лазерного излучения с насыщенным паром атомов ^{87}Rb (активные атомы) в газовой ячейке при температурах порядка 50°C (Рис.2.1(a)):

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{e}_1 E_1^0(z, t) e^{-i[\omega_1 t - k_1 z + \varphi_1(t)]} + \mathbf{e}_2 E_2^0(z, t) e^{-i[\omega_2 t - k_2 z + \varphi_2(t)]} + \text{к.с.} \quad (2.1)$$

где ω_η ($\eta = 1, 2$) - несущие частоты, k_η волновые числа, z - ось, сонаправленная с волновыми векторами излучения и постоянным магнитным полем. Важным отличием является то, что в комплексных амплитудах $E_\eta^0(z, t)$ содержится информация об амплитудных, частотных и фазовых флуктуациях полей. В ячейку помимо атомов ^{87}Rb введен буферный газ N_2 . При столкновении возбужденного рабочего атома с молекулой N_2 с большой вероятностью происходит тушение возбуждения рабочего атома, что позволяет пренебречь флуоресцентным излучением.

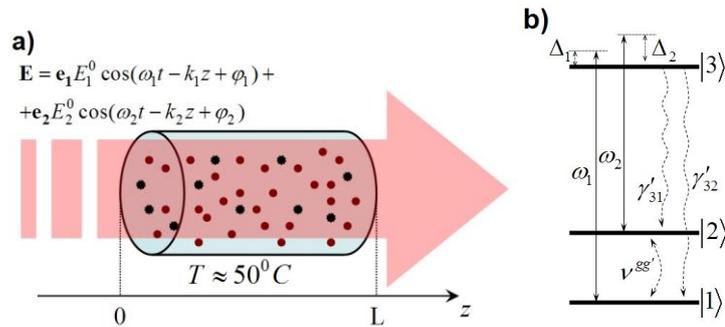


Рис.2.1 а) - Газовая ячейка, содержащая щелочные атомы и буферный газ, на которую падает двухчастотное лазерное излучение. **б)** - Схема квантовых уровней D1-линии атома ^{87}Rb и действующие на него лазерные поля с частотами $\omega_{1,2}$. γ'_{mn} - скорости распада населенности уровня $|3\rangle$ по соответствующим каналам, $v^{gg'}$ - скорость перемешивания населенностей между нижними уровнями за счет столкновений.

Состояния атома описываются квантовыми кинетическими уравнениями для матрицы плотности при учёте (в отличие от первой главы) столкновительного интеграла \hat{S} следующим образом:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\nabla \right) \hat{\rho}(v, z, t) = -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}_0 + \hat{V}, \hat{\rho}(v, z, t) \right] + \hat{\Gamma}_{rel} \{ \hat{\rho}(v, z, t) \} + \hat{S} \{ \hat{\rho}(v, z, t) \}. \quad (2.2)$$

Уравнения переноса для частот Раби имеют вид:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_\eta^0(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_\eta^0(z,t)}{\partial t} = 4\pi i k_\eta \mathbf{P}_\eta^0(z,t). \quad (2.3)$$

Здесь $\mathbf{P}_\eta^0(z,t)$ - медленная амплитуда поляризации газа, наведённая η -ой компонентой электрического поля.

Элементы матрицы плотности $\rho_{mn}(v, z, t)$ представляют собой случайную функцию времени. Интерес представляют средние значения матрицы плотности $\rho_{mn}(v, z) = \langle \rho_{mn}(v, z, t) \rangle$. Усреднение берется по достаточно большому промежутку времени по сравнению с характерным временем флуктуаций. Возникшие тройные корреляторы можно "расцепить", полагая $t \geq t'$, и что состояние атомной системы в момент t' не влияет на значения поля $\Omega_i(t)$ в последующие моменты времени в той же точке [20]:

$$\langle E_\eta^{0*}(t) E_\xi^0(t') \rho_{mn}(t') \rangle = \langle E_\eta^{0*}(t) E_\xi^0(t') \rangle \langle \rho_{mn}(t') \rangle. \quad (2.4)$$

По теореме Винера-Хинчина корреляционная функция сигнала есть обратное Фурье-преобразование его спектра мощности:

$$\langle E_\eta^{0*}(t) E_\xi^0(t-\tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} J_{mn}(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega, \quad (2.5)$$

где $J_{mm}(\omega)$, $J_{nn}(\omega)$ - энергетические спектры частотных компонент лазерного излучения, а $J_{mn}(\omega)$ - комплексная величина, называемая взаимным спектром, отражающая корреляции между различными частотными компонентами.

В разделе 2.3 приведены особенности формы линии поглощения энергетического спектра частотной компоненты ω_1 при прохождении излучения через среду в случае узкого $\Gamma_{las} = 1\gamma$ (рис.2.1(a)) и широкого $\Gamma_{las} = 200\gamma$ (рис.2.1(b)) спектра вне КПН резонанса. Для $\Gamma_{las} = 1\gamma$ лазерное излучение взаимодействует только с атомами из определенной скоростной группы и не все атомы ^{87}Rb участвуют в формировании резонанса КПН. Именно для этих условий наблюдается более сильное поглощение по сравнению с условиями возбуждения, когда ширина спектра лазерного излучения $\Gamma_{las} > 100\gamma$. В силу малости лазерных полей переходы $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ не насыщены, и на каждый фотон излучения найдется атом в основном состоянии, способный его поглотить. При этом излучение поглощается равномерно по всему спектру, и поэтому он

почти не искажается (Рис.2.1(a)). Для $\Gamma_{las} = 200\gamma$ фотоны, имеющие частоты в области, отдаленной от центральной части спектра, взаимодействуют с “быстрыми” атомами, скорость которых выше наиболее вероятной тепловой. Число этих атомов мало по сравнению с числом фотонов, поэтому такие фотоны практически не будут поглощаться. При этом в центральной части спектра остается высокое поглощение излучения вне КПН резонанса. Наличие таких особенностей в поглощении ведет к искажениям спектра в виде появления в нём провала (Рис.2.1(b)) [A10].

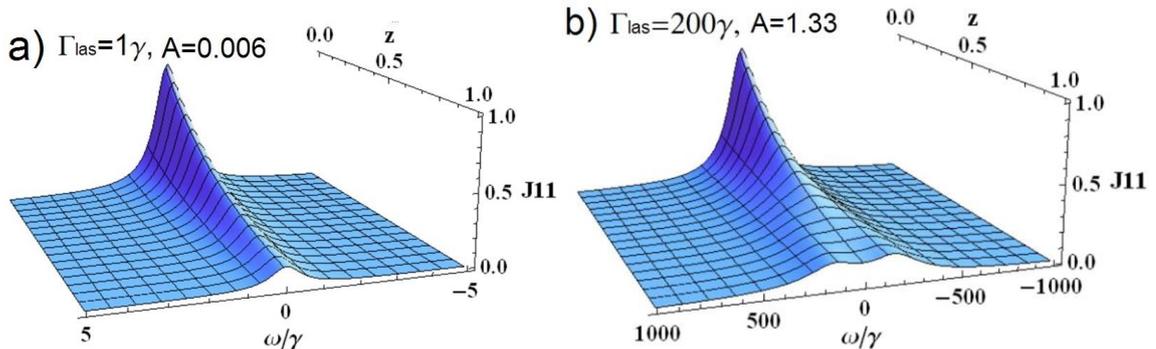


Рис.2.1 Поглощение энергетического спектра частотной компоненты ω_1 при прохождении излучения через среду в случае узкого (a) и широкого (b) спектра вне КПН резонанса (двухфотонная отстройка $\delta = 570 \text{ Гц}$). С изменением ширины спектра интегральная интенсивность излучения остается постоянной [A10].

В разделе 2.4 рассмотрен параметр качества резонанса КПН для спектра поглощения и флуоресценции. Показывается, что при анализе сигнала прошедшей интенсивности резонанс КПН уширяется по сравнению со случаем одинаковых интенсивностей, но зависимости параметра качества от ширины спектра лазерного излучения остаются качественно неизменными: с увеличением ширины спектра лазерного излучения параметр качества сигнала выходной интенсивности падает, а для сигнала люминесценции – возрастает.

В двухкомпонентном излучении, задаваемом выражением (2.1), комплексные амплитуды частотных компонент могут флуктуировать как независимо в случае, если они генерируются различными источниками, так и синхронно в случае, если они получаются путем модуляции излучения одного источника в электро-оптическом модуляторе. Однако, электро-оптический модулятор может вносить свои шумы, и излучение на выходе может быть частично скоррелированным. Анализ коэффициента корреляции приводится в разделе 2.5. Известно, что степень корреляции флуктуаций поля между его компонентами

определяется их корреляционной функцией или взаимной спектральной плотностью $J_{mn}(\omega, z)$. Удобно ввести взаимную спектральную плотность [A11]:

$$\beta(\omega, z) = \frac{|J_{12}(\omega, z)|}{\sqrt{J_{11}(\omega, z)J_{22}(\omega, z)}}, \quad (2.6)$$

которая лежит в пределах $0 \leq \beta \leq 1$ и означает, что если $\beta = 1$, компоненты поля полностью скоррелированы, а если $\beta = 0$, то корреляция между ними полностью отсутствует.

На рис. 2.2(a) в случае полной корреляции мод на входе (кривая 1) интенсивность убывает по линейному закону [4] и среда находится в условиях КПН. При этом коэффициент корреляции остается равным единице на протяжении всей среды (рис. 2.2(b), кривая 1). Напротив, в случае отсутствия корреляции мод на входе (кривая 5 на рис. 2.2(a)) происходит экспоненциальный спад интенсивности, поскольку радиочастотная когерентность не возбуждается и амплитуда КПН-резонанса уменьшается. Коэффициент корреляции остается тождественно равным нулю во всей ячейке. Кривая 4 на рис. 2.2(b) соответствует коэффициенту корреляции на входе $\beta(0) = 0.2$. Видно, что корреляция постепенно возрастает и к концу среды достигает значения около 0.95. Это объясняется тем, что некогерентная часть излучения поглощается в среде по экспоненциальному закону, а когерентная часть создает состояние КПН и поглощается по линейному закону. Таким образом, доля когерентной составляющей излучения возрастает, но суммарная интенсивность неизбежно убывает (2.2(a), кривая 4). Данный эффект предлагается использовать для фильтрации некогерентной составляющей излучения с помощью КПН.

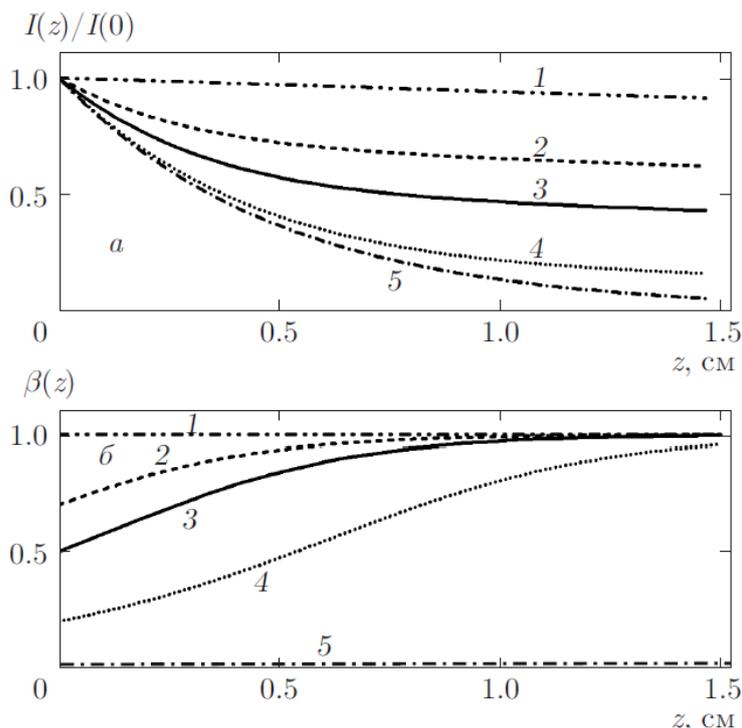


Рис. 2.2. Изменение нормированной интенсивности I излучения (a) и межмодовых корреляций β (b) с координатой z в модели Λ -схемы: при $\beta(0) = 1$ (кривые 1), 0.7 (2), 0.5 (3), 0.2 (4), 0 (5).

В предыдущих главах обсуждалось возникновение нелинейных оптических резонансов при двухфотонном резонансном возбуждении. **Третья** глава “Фазочувствительные эффекты при трёхфотонном возбуждении атомных систем в средах с различной оптической толщиной” посвящена исследованию фазочувствительных эффектов при трёхфотонном резонансном возбуждении.

Как показано в [22,23] при возбуждении трёхфотонных резонансов в щелочных атомах путём приложения дополнительного радиочастотного поля возникает замкнутый контур возбуждения. В этом случае важным параметром системы является алгебраическая сумма фаз между действующими полями, варьирование, которого может приводить к возникновению или полному разрушению эффекта КПН. Анализ работ по данной проблеме выполнен в разделе 3.1.

В разделе 3.2 рассматриваются дисперсионные свойства «холодных» атомов в оптически тонкой среде для непрерывной монохроматической накачки (Рис. 3.1), взаимодействующих с полем:

$$E(x,t) = \sum_{j=1}^3 E_j^0(x,t) e^{-i(\omega_j t - k_j x + \phi_j)} + \text{к.с.} \quad (3.1)$$

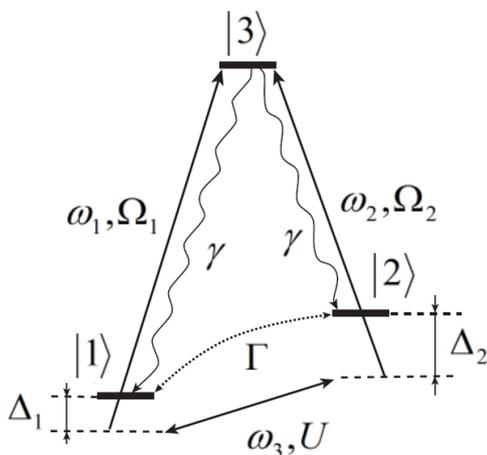


Рис.3.1. Схема уровней в трехуровневой системе с замкнутым контуром возбуждения (Δ - атом). Здесь ω_1 и ω_2 - частоты оптического излучения, ω_3 - частоты микроволнового излучения. Ω_1 и Ω_2 - частоты Раби оптических полей, U - Частота Раби микроволнового поля, γ - скорость релаксации оптической когерентности, Γ - скорость релаксации микроволновой когерентности, Δ_1 и Δ_2 - однофотонные отстройки.

Условие $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ определяет наличие замкнутого контура возбуждения, характеризующегося относительной фазой Φ_0 . В данном разделе найдено, что наблюдается максимум коэффициента преломления в зависимости от алгебраической суммы фаз возбуждающих полей. Для случая фазы контура, обеспечивающей максимум коэффициента преломления, найдена такая область отстроек, в которой имеет место увеличение коэффициента преломления с одновременным усилением излучения одного из оптических полей [A12].

Раздел 3.3 посвящен исследованию дисперсионных свойств «холодных» атомов в оптически плотной среде для непрерывной монохроматической накачки. Система уравнений для матрицы плотности дополняется системой уравнений для переноса излучения (см. 2.3). Решение самосогласованной системы уравнений приводит к следующим результатам, см. рис. 3.2.

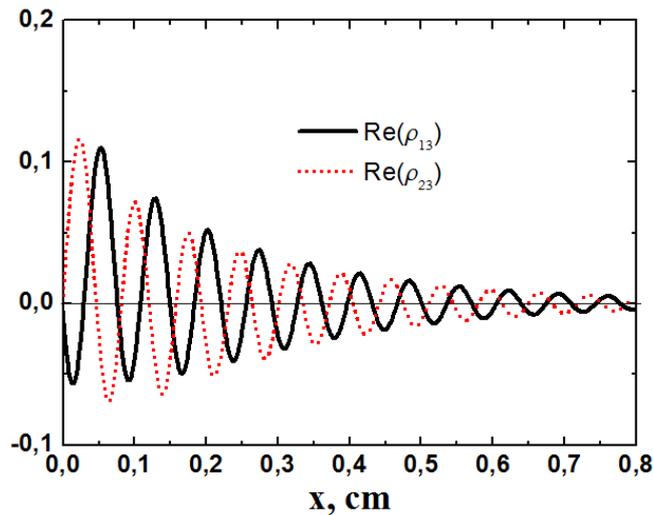


Рис.3.2. Зависимости вещественной части амплитуды атомной когерентности, определяющей показатель преломления среды в зависимости от направления распространения луча [A13,A14].

Самосогласованный расчет показывает, что если $\Phi_0 \neq 0$, то перед переходом в состояние КПН или полным поглощением излучения происходит обмен энергией между двумя оптическими модами, что объясняется осцилляциями населенности между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ под действием микроволнового поля U и рамановским рассеянием фотонов. Эти осцилляции позволяют наблюдать пространственную квазипериодическую картину распределения показателя преломления (Рис. 3.2). Оценка изменения показателя преломления Δn составляет 0.03% от нерезонансного значения показателя преломления при концентрации $n_a = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Это согласуется с экспериментальными результатами, полученными для горячих паров рубидия в работах [24-25], в которых было достигнуто увеличение показателя преломления на величину $\Delta n \sim 10^{-4}$.

Как влияет движение атомов на наблюдаемые особенности поведения показателя преломления, обнаруженные в [A15-A17] рассмотрено в разделе 3.4. В этом разделе построена теория переноса излучения для Δ -атомов, возбуждаемых узкополосным и широкополосным лазерным источником [A17]. На рис. 3.3 представлены формы энергетических спектров J_{11} и J_{22} , для двух оптических полей, характеризующихся частотами Раби, в зависимости от координаты z вдоль распространения излучения для

случая, когда ширина спектра много меньше ширины линии поглощения газа ($\Gamma_{las} \ll k\nu_T$, рис. 3.3 (а,б)) и много больше ширины линии поглощения газа ($\Gamma_{las} \gg k\nu_T$, рис. 3.15 (в,г)). Из рис. 3.3 следует, в первую очередь, что характерный период пространственных осцилляций интенсивности спектральных компонент возрос приблизительно на два порядка по сравнению со случаем холодных атомов [A16]. Это объясняется тем, что атомы за счет движения имеют доплеровскую отстройку и, следовательно, вероятность вынужденного рамановского рассеяния на каждый фотон уменьшается. Поэтому значительная перекачка энергии из одной моды в другую достигается через большее расстояние.

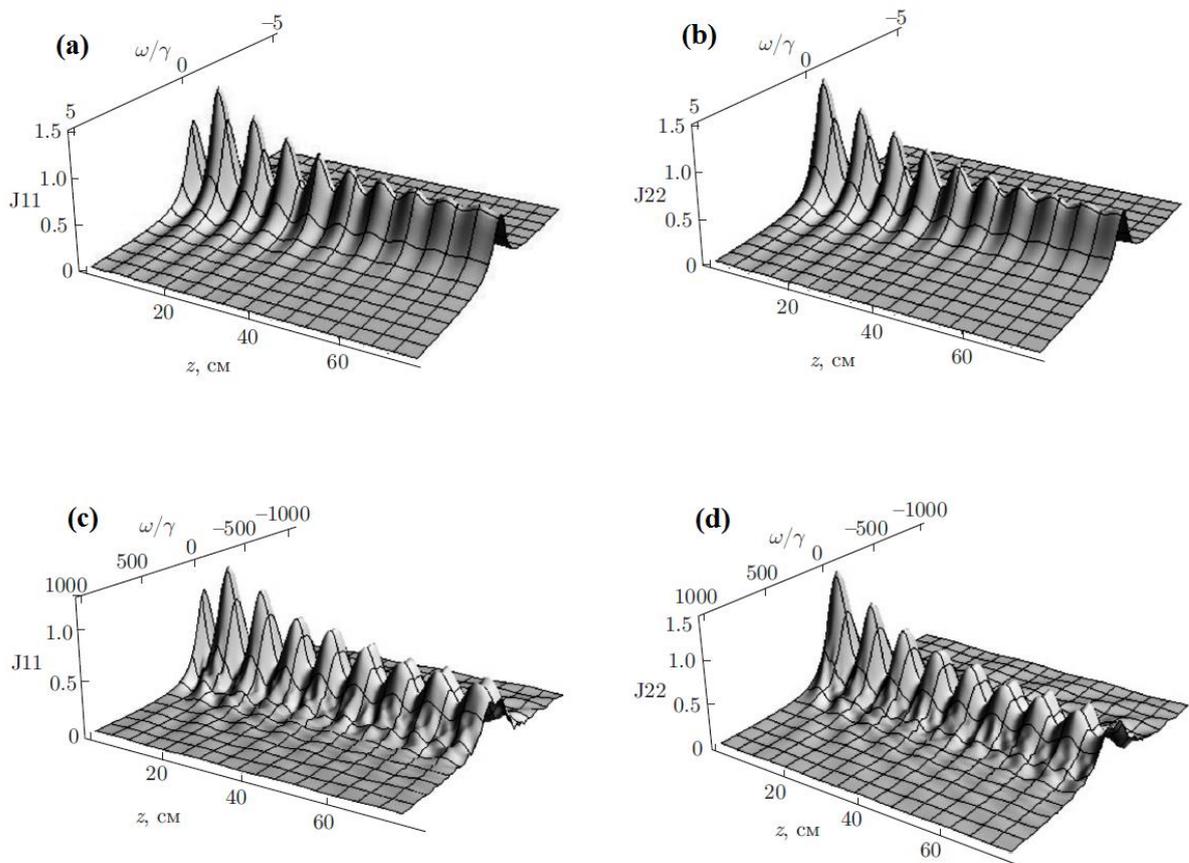


Рис. 3.3. Распространение энергетических спектров оптических полей вдоль координаты z для узкого спектра на входе ($\Gamma_{las} = 1\gamma$, а,б) и широкого спектра на входе ($\Gamma_{las} = 200\gamma$, с,д) по сравнению с шириной линии поглощения газа ($k\nu_T \approx 50\gamma$).

В случае узкого спектра (рис. 3.3 (а,б)) осцилляции спектра происходят без его искажения, зависимость от z для каждой спектральной компоненты повторяет эту зависимость для интегральной интенсивности. Для широкого спектра на входе (рис. 3.3(с,д)) при прохождении среды возникают его искажения в виде провала для больших z .

Помимо этого, на «хвостах» спектра возникают высшие гармоники пространственных осцилляций спада интенсивности, связанные с тем, что дисперсионная кривая среды значительно изменяется от центра спектра к его краям и вызывает фазовые набег частотных компонент, отличные от фазовых набегов в центре спектра.

Возможность управления распространением импульсов с помощью изменения относительной фазы рассмотрена в разделе 3.5. Показано, что в случае, когда длительность импульсов больше времени жизни возбужденного уровня рассеивателей, оптические свойства среды чувствительны к разности фаз излучения. Для нулевой разности фаз, энергия обоих импульсов поглощается внутри среды по линейному закону, а среда находится в состоянии КПН. Для отличной от нуля разности фаз между импульсами происходит обмен энергией по осциллирующему закону [A18].

В четвертой главе “Поляризационные и нелинейные эффекты при прохождении лазерного излучения через оптически плотную среду в условиях резонанса когерентного пленения населенностей” разрабатывается теоретическая модель, учитывающая поляризационные свойства излучения. Актуальность данной главы, которая рассмотрена в разделе 4.1, обусловлена определенным интересом исследователей к данному направлению [26-30]. Раздел 4.2 посвящён выводу системы квантовых кинетических уравнений для щелочного атома в оптически плотной среде при учёте сверхтонкой и зеемановской структуры щелочного атома [A11,A19,A20]. Это приводит к существенному росту размерности системы уравнений, а также к усложнению интерпретации результатов.

В разделе 4.3 анализируется форма КПН резонанса и световые сдвиги для двух основных конфигураций накачки $\text{lin} \parallel \text{lin}$ [17] и $\text{lin} \perp \text{lin}$ [18] в зависимости от температуры, концентрации активных атомов различных ширин спектра лазерного излучения, а также углов между плоскостями поляризации излучения. Наиболее интересный результат представлен на рис. 4.1, который показывает, как световой сдвиг КПН-резонанса изменяется в разных точках ячейки. В случае, когда поля на входе имеют одинаковую интенсивность возникает световой сдвиг, ввиду того, что каждое поле поглощается по-разному. В диссертации было предложено использование разных интенсивностей полей накачки на входе, которое позволяет подавить световой сдвиг.

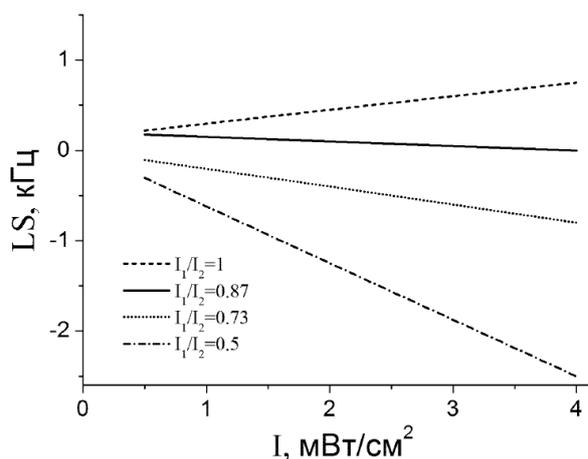


Рис. 4.1. Световой сдвиг КПН-резонансов в зависимости от соотношений интенсивности I_1/I_2 .

Селективное детектирование поляризационных компонент излучения рассмотрено в [разделе 4.4](#). Выделение отдельных поляризационных компонент, как линейных, так и циклических, способно дать дополнительную информацию о физических процессах. Для этого необходимо проследить за распространением поляризационных компонент двухчастотного лазерного излучения в случае настройки на D_1 -линию и при воздействии на оптически плотную газовую ячейку с атомами ^{87}Rb в конфигурации $\text{lin} \parallel \text{lin}$. Эллипсы поляризации выходного излучения для разных отстроек представлены на рис. 4.3 [A21], из которого видно, что после прохождения газовой ячейки происходит поворот плоскости поляризации излучения и возникновение ее эллиптичности (Рис. 4.3, синяя и зеленая кривые). Поворот пропорционален величине магнитного поля и происходит по причине различия коэффициентов преломления для левой и правой круговых компонент излучения (эффект Фарадея). При нулевой двухфотонной отстройке возникает КПН-резонанс и взаимодействие атомов с полем ослабевает, поэтому поворот плоскости поляризации и её эллиптичность возникают в меньшей степени (Рис.4.3(a,b), красные кривые). Однако, при увеличении магнитного поля происходит расщепление КПН-резонанса на два пика, что связано с возникновением так называемого псевдорезонанса. В этом случае при нулевой двухфотонной отстройке атом начинает взаимодействовать с излучением сильнее, поэтому происходит поворот и возникновение эллиптичности поляризации, что видно на Рис.4.16(c,d) (красные кривые).

При уменьшении магнитного поля псевдорезонанс перестает быть разрешим при детектировании полной интенсивности I , однако, для y -компоненты, расщепление остается разрешимым. Таким образом, наблюдение интенсивности отдельной y -компоненты поляризации дает в данном случае более полную информацию о структуре

КПН-резонанса, чем при наблюдении полной интенсивности, хотя уровень сигнала при этом значительно снижается.

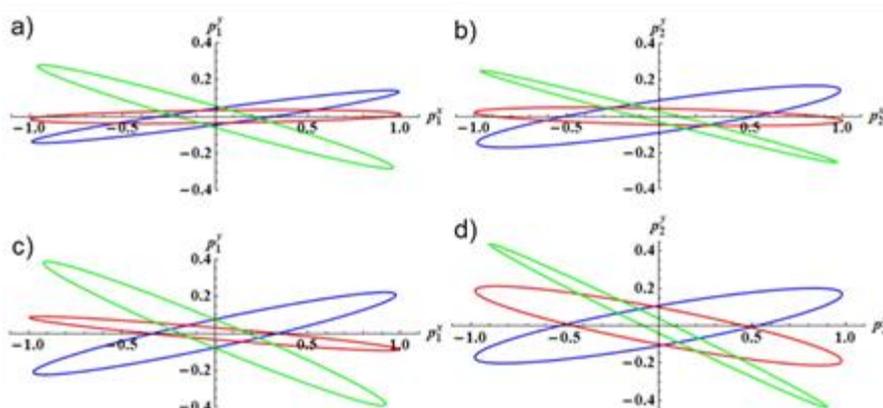


Рис.4.3 Эллипсы поляризации выходного излучения для разных отстроек. Магнитное поле $B=0.1$ Гс (a,b) и $B=0.2$ Гс (c,d).

Анализ эффекта фильтрации для некогерентной составляющей проанализирован в разделе 4.5. В результате сделан вывод о том, что по сравнению с расчетом в Λ -модели, при учете полной сверхтонкой и зеемановской структур уровней, ответственных за D_1 -линию атома ^{87}Rb , эффект фильтрации некогерентной части излучения ослабевает в силу уменьшения амплитуды КПН-резонанса.

В заключительном разделе 4.6 данной главы приводится сравнение результатов расчёта с результатами экспериментальных исследований. В целом теория даёт хорошее согласие с экспериментом. Имеющиеся расхождения, объясняются неоднородностью магнитного поля во всем объеме ячейки.

Одним из вариантов сужения резонанса КПН является использование схемы с импульсной накачкой - «временная» схема Рэмси [16]. Суть этой схемы такова: первый лазерный импульс (длительность которого больше минимального времени установления состояния КПН в атомах) индуцирует низкочастотную когерентность и переводит их в состояние когерентного пленения населенностей. После прохождения первого импульса наступает темновая пауза, во время которой населенность возбужденного уровня и оптические когерентности атома разрушаются ввиду спонтанного распада, а низкочастотная когерентность не распадается и свободно эволюционирует. В зависимости от фазового сдвига действие второго импульса приводит в одном случае к разрушению низкочастотной когерентности, в другом наоборот, не разрушает её и позволяет детектировать фазовый сдвиг. Такая схема возбуждения эффекта КПН позволяет наблюдать более узкие линии резонанса.

В последнее время в этом направлении активно ведутся научные исследования [31-33]. При этом для задач стандартов частоты кроме узости линии КПН резонанса важна также амплитуда резонанса. Основным способом для её повышения является увеличение концентрации атомов. Поскольку зависимость амплитуды сигнала с ростом концентрации атомов быстро становится нелинейной, то возникает вопрос, как это повлияет на форму резонанса КПН при рамсеевская схеме опроса. Данное исследование проведено в **пятой** главе. В разделе 5.1 проведён обзор литературы и сформулирована задача. Основные уравнения, описывающие нестационарные процессы при импульсной накачке щелочного Λ - атома в оптически плотной среде сформулированы разделе 5.2. Далее представлен анализ сигнала прошедшего вперед излучения для разных длин среды L , рис. 5.1 [A22].

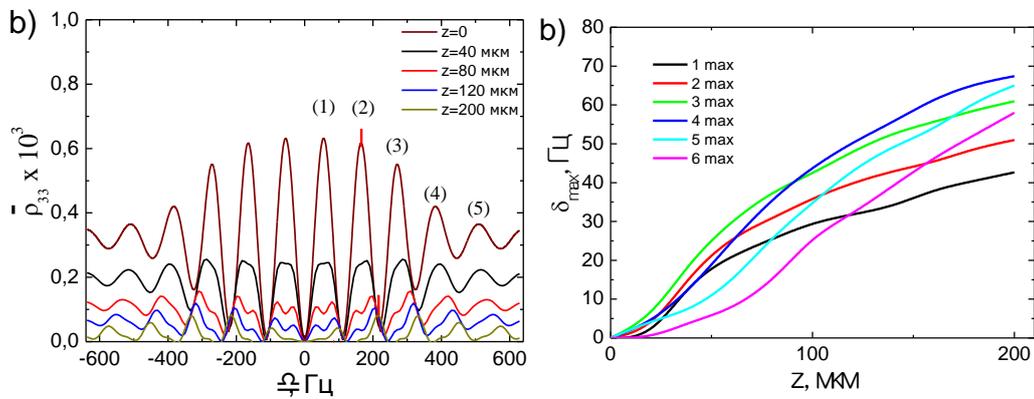


Рис.5.1. (а) - населенность возбужденного уровня для различных координат z . (б) - величина сдвигов максимумов.

Из рис. 5.1 видно, что контраст центрального пика возрастает с длиной среды, поскольку необходима определенная оптическая плотность для формирования сигнала. Также виден сдвиг положения боковых максимумов при изменении L . Объяснить физическую причину этого сдвига возможно следующим образом: рамсеевская гребенка модифицируется ввиду поглощения излучения, что выглядит как "обрезка" пиков. При этом пики становятся несимметричными в той степени, в которой огибающая (резонанс КПН при накачке непрерывным излучением) имеет наклон к горизонтали. Так пики (1) и (5) на рис.5.1 сохраняют симметрию при увеличении z , в то же время пики (2), (3) приобретают асимметрию и сдвиг, поскольку их левая часть убывает сильнее. Таким образом, сдвиг пиков максимален в той области двухфотонной отстройки, где модуль производной огибающей достигает наибольшего значения.

Как было показано в разделе 5.3, учёт дополнительного уровня возбужденного состояния, обусловленного сверхтонкой структурой, в случае возбуждения резонанса

КПН рамсеевским методом приводит к возникновению световых сдвигов. Это хорошо видно из рис.5.2, где приведена зависимость светового сдвига от координаты z для различных отношений частот Раби на входе. При этом полного его подавления достигнуть подбором отношения частот Раби на входе, как это удавалось сделать в [разделе 4.3](#), не удается.

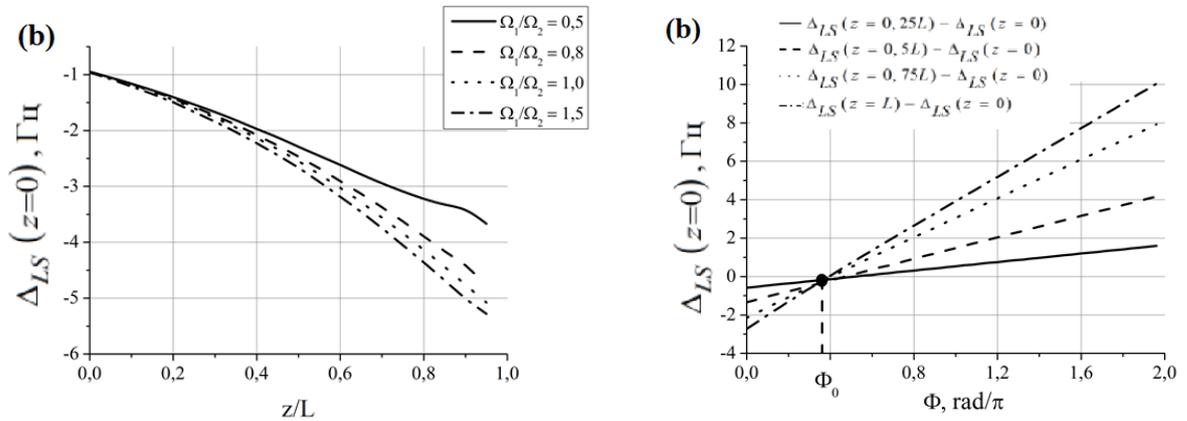


Рис. 5.2. (а) - Зависимость величины светового сдвига Δ_{LS} от координаты для различных Ω_1/Ω_2 , (б) - Зависимость величины светового сдвига Δ_{LS} от разности фаз входных полей Φ для различных значений оптической толщины [A23].

В связи с этим предложена идея подавления светового сдвига путем изменения разности фаз полей на входе в среду, а не их амплитуд. Рисунок 5.2(б) показывает, что с ростом оптической толщины растёт величина светового сдвига в зависимости от относительной фазы на входе между считывающими полями. Этот факт вполне объясним и связан с тем, что в оптически плотной среде каждая компонента излучения поглощается по-разному и, следовательно, каждая компонента лазерного излучения действует на атом с разной интенсивностью (частотой Раби). Поскольку световой сдвиг пропорционален квадрату частоты Раби, то он начинает увеличиваться [A10]. Интересным, однако, является наличие общей точки пересечения всего семейства зависимостей светового сдвига для разных оптических толщин от относительной фазы считывающих полей. На наш взгляд объяснение этому следующее. По мере прохождения накачивающего двухчастотного импульса через ячейку между двумя частотными компонентами возникает разность фаз. Поскольку поглощение каждой частотной компоненты в условиях резонанса КПН имеет линейную зависимость, то для разных оптических толщин набег фазы имеет линейную зависимость. Подбрав разность фаз между считывающими полями, мы можем получить такое значение этой фазы, в которой для каждой точки пространства световой

сдвиг имеет постоянное значение. Это и наблюдается на Рис.5.2(b). Данная особенность позволяет предложить новый метод компенсации светового сдвига при Рамсеевской схеме опроса резонанса КПН.

Теория взаимодействия лазерного излучения с щелочными атомами, которая построена в главах 2-5, применена для описания работы квантовых приборов в **шестой** главе “Применение разработанной теории для описания работы квантовых приборов”. Раздел 6.1 посвящен малогабаритным квантовым стандартам частоты на основе эффекта КПН. В разделе описываются общие принципы работы подобных квантовых стандартов частоты и вводится определение кратковременной стабильности. На основе многофакторной оптимизации проводится поиск оптимальных параметров возбуждения резонанса КПН с целью достижения наибольшей стабильности квантового стандарта частоты. Ниже приведена зависимость стабильности (в относительных единицах) квантового стандарта частоты от интенсивности излучения, рис. 6.1.

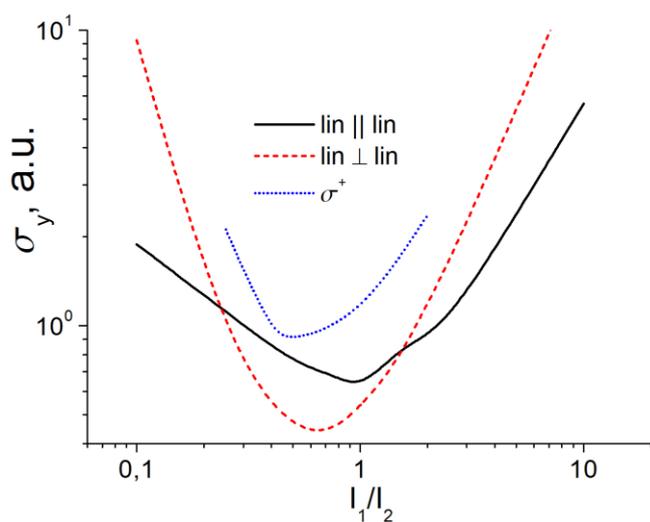


Рис. 6.1. Кратковременная нестабильность за время накопления $\Delta t = 1$ с в зависимости от отношения I_1 / I_2 [A19,A20].

Рис.6.1 демонстрирует, что в силу поглощения полей, в определенной области ячейки интенсивность может быть выше, а в другой области - ниже оптимальной. Для обеспечения наилучшей стабильности КСЧ важно, чтобы эти области компенсировали свое негативное влияние на выходной сигнал. Этого можно достигнуть, подав на вход в ячейку суммарную интенсивность немного выше оптимальной и подобрав определенную длину ячейки. Полученная зависимость содержит характерный минимум, который соответствует наилучшим качествам КСЧ. Ухудшение стабильности при меньших интенсивностях вызвано более слабым сигналом на фотодетекторе, который не может привести все атомы в состоянии КПН. А при смещении в сторону больших от

характерного минимума интенсивностей существенно возрастает световое уширение, которое пропорционально квадрату частоты Раби излучения.

В разделе также отмечается, что формула для дисперсии Аллена выведена в предположении нормального, стационарного, эргодического случайного процесса, однако, в реальных условиях и при длительной работе прибора мы имеем дело с многочисленными переходными процессами и шумы сигнала дискриминатора не являются стационарными. В этом случае предлагается использовать для оценки стабильности методы вейвлетного преобразования, которое позволяет анализировать каждую область сигнала с применением различных методик усреднения [A24].

В заключение в разделе 6.1 кратко описаны перспективы развития высокоточных квантовых стандартов частоты, обсуждается роль эталонного квантового стандарта частоты на основе изомерного перехода в ядре ^{229}Th [A25,A26].

Гироскопы на атомном спине с оптическим детектированием, как основа инерциальных систем навигации рассмотрены в разделе 6.2. Основной принцип работы таких гироскопов состоит в следующем: оптическая накачка щелочных атомов в рабочей среде создаёт выделенное направление поляризации, которое передаётся от щелочного металла к ксенону посредством столкновений и спин-обменного взаимодействия. Поперечное радиочастотное поле \mathbf{V}_N , приложенное к ячейке, позволяет возбудить ядерный магнитный резонанс обоих изотопов ксенона. Тогда измеряемые частоты прецессии изотопов ксенона во вращающейся со скоростью Ω_R системе отсчёта гироскопа запишутся в виде (гиромагнитные отношения изотопов ^{129}Xe и ^{131}Xe отличаются по знаку):

$$\begin{aligned}\omega_{N,129} &= \gamma_{129}B_0 + \Omega_R, \\ \omega_{N,131} &= \gamma_{131}B_0 + \Omega_R.\end{aligned}\tag{6.1}$$

Путём алгебраического исключения внешнего магнитного поля B_0 можно определить величину механического вращения Ω_R . При этом сравнение суммарной частоты позволяет реализовать стабилизацию постоянного внешнего магнитного поля B_0 обратной связью на катушку.

Далее рассматривается теоретическая модель. Для накачивающего \mathbf{E}_{pump} и считывающего \mathbf{E}_{scan} лазерных полей, распространяющихся перпендикулярно, оператор взаимодействия имеет вид [A27,A28,A30]:

$$\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{\text{pump}} - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{\text{scan}} + \gamma_e \cdot \sum_{n,F} g_{n,F} \hat{\mathbf{S}}_{n,F} \cdot \mathbf{B} \quad (6.2)$$

где $\hat{\mathbf{S}}_{n,F}$ – спиновые матрицы Паули для полного углового момента, соответствующего энергетическому уровню щелочного атома N и $g_{n,F}$ – это фактор Ланде для соответствующего энергетического уровня N и полного углового момента F , γ_e – гиромагнитное отношение для ^{87}Rb , \mathbf{B} – Вектор магнитного поля, представляющую собой суперпозицию $\mathbf{B}_0, \mathbf{B}_N, \mathbf{B}_e$.

Описание распространения лазерных полей аналогично уравнениям (2.3). Описание динамики ядерной намагниченности изотопов ^{129}Xe и ^{131}Xe , основывается на системе уравнений Блоха, в которой предполагается, что ядерная намагниченность может быть описана классическим вектором \mathbf{M} [A29]:

$$\frac{d\mathbf{M}_\chi}{dt} = \gamma_\chi \left[\mathbf{M}_\chi \times \mathbf{B} \right] + \Gamma_\chi \mathbf{P} - \lambda_\chi \mathbf{M}_\chi. \quad (6.3)$$

Здесь индекс $\chi=1$ соответствует изотопу ^{129}Xe , а $\chi=2$ – изотопу ^{131}Xe , Γ_χ – коэффициент передачи электронного спина щелочного металла ядру благородного газа, λ_χ – скорость распада ядерной намагниченности за счёт столкновений со стенками или неоднородности магнитного поля в объёме ячейки, γ_χ – гиромагнитные отношения для разных изотопов ксенона. Теоретический анализ системы (6.3) показывает, что, искусственное намагничивание смеси двух благородных газов с разными гиромагнитными отношениями ядер приводит дополнительно к сдвигу в ядерном магнитном резонансе [A33,A34].

Полученная система уравнений для матрицы плотности, уравнений распространения электрического поля и уравнений динамики изотопов ксенона является самосогласованной, а зацепление этих уравнений между собой и превращение в единую неразрывную математическую модель происходит как за счёт константы спин-обменного взаимодействия, так и за счёт магнитных полей. Программный алгоритм реализации данной системы уравнений реализован в [A31]. Решение динамической системы уравнений, описывающей серию процессов с очень разными скоростями протекания, приводит к необходимости рассматривать большие промежутки времени с малым интервалом разбиения. Это негативно сказывается на скорости выполнения программы, реализующей математическую модель.

Под сигналом гироскопа понимается временная динамика изменения угла наклона плоскости поляризации детектирующего луча при прохождении через ячейку. На рис. 6.2 изображён сигнал ЯМГ гироскопа, из которого видно, что он имеет сложную составную структуру. Рассмотрены варианты демодуляции данного сигнала известными методами [A35] на основе полуклассического анализа динамики векторов наведенной намагниченности. Однако анализ показал, что известные методы демодуляции не позволяют определить с необходимой точностью значения частот механического вращения. Кроме того, показано, что классическая модель не достаточна для того, чтобы, отрабатывать алгоритмы демодуляции, выбирать их параметры и анализировать ожидаемые точностные характеристики. Для более адекватного анализа алгоритмов демодуляции необходимо использовать результаты расчетов на основе разработанной квантовой модели, учитывающей непосредственное квантовое описание динамики магнитных моментов в системе. В разделе также рассмотрен сигнал гироскопа первой гармоники после прохождения через синхронный детектор на быстрой частоте электронного парамагнитного резонанса.

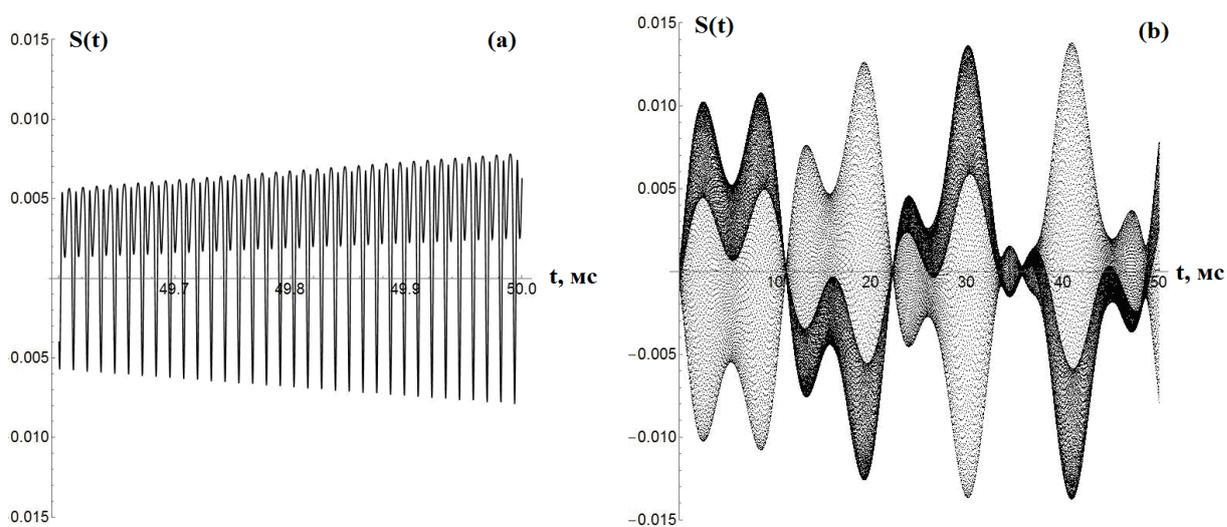


Рис. 6.2. – Сигнал $S(t)$ гироскопа; (a) - сигнал за 0,5 мс, (b) - сигнал за 50 мс.

Для достижения навигационного класса точности, необходимо удерживать флуктуации температуры на уровне 0,01 градус во всём объёме ячейки. В разделе 6.2 обсуждается возможность использования в качестве накачки двух оптических полей [A32] с целью получения необычных состояний ансамбля щелочных атомов в ячейке с молекулярным азотом, в которых эффективное гиромагнитное отношение обращается в

нуль. Это позволяет добиться значительно более меньшей зависимости точности гироскопа от флуктуаций температуры [А32].

В конце раздела приводится сравнение экспериментальных данных с построенной в разделе 6.2 динамической моделью. Показывается, что она, во-первых, позволяет с хорошей точностью описать сигнал магнитного резонанса, а во-вторых, объяснить рост спиновой поляризации в основном состоянии [А36].

В **Заключении** сформулированы основные результаты работы:

- Построена квантовая кинетическая теория формирования резонанса когерентного пленения населённостей в ячейке конечного размера, учитывающая зонную накачку. Предложен общий метод решения подобных задач. На основе разработанной математической модели показано, что имеют место различные механизмы сужения резонанса когерентного пленения населенностей. Построенная теория позволила объяснить ряд экспериментальных результатов. Рассмотрены особенности формирования темных резонансов в полихроматическом поле излучения лазера.

- Проведено обобщение теории взаимодействия бихроматического лазерного излучения с щелочными атомами на случай, когда лазерное излучение является немонахроматичным, щелочные атомы образуют оптически плотную среду и отличную от нуля температуру (являются «горячими»), а также находятся в ячейке с буферным газом. Показано, что при возбуждении атомной среды широкополосным лазерным источником с ростом оптической плотности существенно искажается форма линия поглощения в условиях резонанса КПН. В оптически плотных средах возрастает степень межмодовой корреляции при прохождении лазерного излучения через атомную среду в условиях резонанса КПН. Предложено использовать данный эффект для фильтрации некогерентной части излучения.

- Разработана теория переноса немонахроматического излучения через ячейку с щелочными и буферными атомами при наличии радиочастотного излучения, формирующего замкнутый контур возбуждения. Обнаружено, что имеется область параметров, где наблюдаются пространственные квазипериодические осцилляции интенсивности излучения. Предложено использовать данный эффект в качестве создания среды с управляемой фотонной зоной. Исследовано распространение лазерных импульсов в оптически плотной среде неподвижных трехуровневых рассеивателей в условиях замкнутого контура возбуждения.

- Выведены основные уравнения, описывающие прохождение многочастотного немонахроматического лазерного излучения с произвольной поляризацией через ячейку с

атомами щелочного металла, которые находятся в ячейке с буферным газом и образуют оптически плотную среду. Уравнения учитывают векторные свойства поля, сверхтонкую и зеемановскую структуры атомных уровней, движение атомов и столкновения.

- Проведён анализ световых сдвигов резонанса КПН в оптически плотных средах от температуры, ширины спектра лазерного излучения, интенсивности лазерных полей, различных конфигураций поляризации, концентрации атомов буферного газа. Предложен метод компенсации световых сдвигов. Выявлено, что в оптически плотных средах в условиях резонанса КПН имеет место поворот плоскости поляризации и возникновение эллиптичности линейно поляризованного излучения на входе по мере прохождения через ячейку.

- Развита теория резонанса когерентного пленения населенностей, детектируемого рамсеевским методом, в условиях оптически плотной среды. Впервые показано, что световые сдвиги рамсеевских резонансов неэквидистантны по мере увеличения оптической плотности среды. Проанализирован вклад в световые сдвиги, обусловленный сверхтонкой структурой возбуждённого уровня. Предложен метод их компенсации.

- Выполнены расчёты по определению оптимальных параметров для достижения максимальной величины кратковременной стабильности физического блока квантового стандарта частоты на основе эффекта КПН.

- На основе развитой в диссертации квантовой кинетической теории взаимодействия лазерного излучения с щелочными атомами разработана математическая модель, описывающая основные физические процессы физического блока гироскопа на атомном спине с оптическим детектированием. Анализ временного сигнала гироскопа позволил сделать выводы о том, что учёт влияния квантовых эффектов на динамику наведенной намагниченности влияет на свойства сигнала и показывает более сложную структуру сигнала, чем классическая аналитическая модель. Это не позволяет реализовать выделение механического вращения с необходимой точностью простыми методами демодуляции. Теоретическая модель гироскопа на атомном спине с оптическим детектированием позволила объяснить ряд особенностей, которые наблюдались при экспериментальном исследовании спектральных линий магнитного резонанса.

Список публикаций по теме диссертации

[A1] G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, I. Mazets, "Coherent population trapping in a finite-size buffer-less cell" // Journal of Physics B **40**, 3851 (2007).

- [A2] G.A. Kazakov, A.N. Litvinov, B.G. Matisov, G. Mileti, J. Delporte, "Narrowing of a Dark Resonance in a Cell with Anti-Relaxation Wall Coating" // Proceedings of 21th EFTF, p. 632-636 (2007).
- [A3] А.Н. Литвинов, Патент на изобретение, №2541051, приоритет изобретения 30.09.2013, "Способ формирования опорного резонанса на сверхтонких переходах основного состояния атома щелочного металла".
- [A4] Г.А. Казаков, А.Н. Литвинов, Б.Г. Матисов, "Сужение резонанса когерентного пленения населенностей при зонной накачке в ячейках с различными характеристиками стеночного покрытия" // Квантовая электроника **42**, 185 (2012).
- [A5] Казаков Г.А., Матисов Б.Г., Литвинов А.Н. "Сужение резонанса когерентного пленения населенностей при зонной накачке в ячейках с покрытием" // Научно-технические ведомости СПбГПУ **4**, 11 (2010).
- [A6] G. A. Kazakov, A. N. Litvinov, B. G. Matisov, V. I. Romanenko, L. P. Yatsenko and A. V. Romanenko, "Influence of the atomic-wall collision elasticity on the coherent population trapping resonance shape" // Journal of Physics B **44**, 235401 (2011).
- [A7] O. Kozlova, A. Litvinov, G. Kazakov, R. Boudot, S. Guérandel, E. De Clercq, "Narrowing of a Dark Resonance in a Cell with Anti-Relaxation Wall Coating" // Thesis of 26th EFTF, p. 632-636 (2012)
- [A8] E. Breschi, G. Kazakov, C. Schori, G. Di Domenico, G. Mileti, A. Litvinov, B. Matisov, "Study of light effects in the atomic-motion-induced Ramsey narrowing of dark resonances in wall coated cells" // Physical Review A **82**, 063810 (2010).
- [A9] A. Litvinov, G. Kazakov, B. Matisov, V. Romanenko, A. Romanenko, L. Yatsenko, Yu.V. Rozhdestvensky, "Dark resonances in the field of frequency shifted feedback laser radiation" // Journal of Physics B **43**, 1 (2010).
- [A10] К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, "Влияние формы конечной ширины спектра лазерного излучения на резонанс когерентного пленения населенностей в оптически плотной среде с буферным газом" // ЖЭТФ **148**, 869 (2015).
- [A11] К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, Е.Н. Попов, "Межмодовые корреляционные свойства лазерного излучения при прохождении через газовую ячейку со щелочными атомами в условиях резонанса когерентного пленения населенностей" // ЖЭТФ **152**, 1165 (2017).
- [A12] К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, Г.А. Казаков, Ю.В. Рождественский, "Аномальное поведение дисперсии атомной среды с замкнутой схемой возбуждения" // Квантовая электроника **42**, 612 (2012).

- [A13] К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, "Пространственные квазипериодические осцилляции показателя преломления в оптически плотной среде с замкнутой схемой возбуждения" // ЖЭТФ **145**, 653 (2014).
- [A14] K. A. Barantsev and A. N. Litvinov, "Control of the index of refraction in optically dense medium" // Journal of Physics: Conference Series **478**, 012008 (2013).
- [A15] К.А. Баранцев, Е.Н. Velichko and А.Н. Litvinov, "Effect of temperature on quasiperiodic refractive index oscillations in optically dense medium with a closed excitation contour" // Journal of Physics B **47**, 245401 (2014).
- [A16] К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, "Влияние температуры на форму пространственных квазипериодических осцилляций показателя преломления щелочных атомов в оптически плотной среде с замкнутой схемой возбуждения delta-типа" // Квантовая электроника **44**, 944 (2014).
- [A17] К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, Е.Н. Попов, "Перенос широкополосного излучения в оптически плотном газе в присутствии радиочастотного поля" // ЖЭТФ **152**, 1–13 (2017).
- [A18] К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, Е.Н. Попов, "Обмен энергией между лазерными импульсами в атомной среде с замкнутым контуром возбуждения" // Известия РАН: Серия физическая **80**, 872 (2016).
- [A19] К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, В.М. Петров, "Анализ кратковременной стабильности и световых сдвигов квантового стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости в газовой ячейке с атомами 87-Rb" // Радиотехника **12**, 164 (2016).
- [A20] K. A. Barantsev, A. N. Litvinov, E. N. Popov, I. M. Sokolov, "Optimization of laser radiation for CPT-based miniature frequency standard" // IEEE Xplore: European Frequency and Time Forum, 2016.
- [A21] К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, "Селективное детектирование поляризационных компонент сигнала когерентного пленения населенностей в горячих атомах щелочного металла" // Квантовая электроника **9**, 812 (2017).
- [A22] К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, "Форма линии резонанса когерентного пленения населенностей в Λ -схеме при рамсеевской схеме опроса в оптически плотной среде" // Квантовая электроника **7**, 615 (2018).
- [A23] Г.В. Волошин, К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, "Влияние сверхтонкой структуры возбуждённого уровня на форму резонанса когерентного пленения

- населенностей при Рамсеевской схеме опроса в оптически плотной среде" // ЖЭТФ 156, 5 (2019).
- [A24] С.В. Божокин, С.В. Жарко, Н.В. Ларионов, А.Н. Литвинов, И.М. Соколов, "Вейвлет корреляции нестационарных сигналов" // ЖТФ **87**, 822 (2017).
- [A25] G.A. Kazakov, A.N. Litvinov, V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko, A.V. Romanenko, M. Schreitl, G. Winkler and T. Schumm, "Performance of a ^{229}Th solid-state nuclear clock" // *New Journal of Physics* **14**, 083019 (2012).
- [A26] В.И. Романенко, Е.Г. Удовицкая, Л.П. Яценко, А.В. Романенко, А.Н. Литвинов, Г.А. Казаков, "Прямое двухфотонное возбуждение изомерного перехода в ядре тория-229" // Украинский Физический Журнал **57**, 1119 (2012).
- [A27] Е.Н. Попов, С.П. Воскобойников, С.М. Устинов, К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов "Необычная динамика электронного спина щелочного металла в условиях продольного магнитного резонанса" // ЖЭТФ **152**, 1179 (2017).
- [A28] К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, "Теоретическое моделирование сигнала в схеме гироскопа на атомном спине с оптическим детектированием" // Квантовая электроника **49**, 169 (2019).
- [A29] E.N. Popov, K.A. Barantsev, A.N. Litvinov, "Control of the Nuclear Spin of the ^{129}Xe and ^{131}Xe Isotopes in the Spin-Exchange Interaction with ^{87}Rb Atoms" // *Physics of Wave Phenomena* **24**, 203 (2016).
- [A30] Е.Н. Попов, К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, А.С. Курапцев, С.П. Воскобойников, С.М. Устинов, Н.В. Ларионов, Л.Б. Лиокумович, Н.А. Ушаков, "Частотная линия ядерного магнитного резонанса в квантовом датчике вращения: негативное влияние схемы детектирования" // Гироскопия и навигация **4**, 3 (2016).
- [A31] Е.Н. Попов, С.П. Воскобойников, С.М. Устинов, А.Н. Литвинов, К.А. Баранцев, Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2017618449. «Стационарная математическая модель гироскопа на основе ядерного магнитного резонанса», Заявка № 2017615275. Дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 01 августа 2017 г.
- [A32] В.А. Бобрикова, Е.Н. Попов, К.А. Баранцев, С.П. Воскобойников, А.Н. Литвинов, "Спиновая поляризация ансамбля щелочных атомов с нулевой средней намагниченностью" // Письма в ЖЭТФ **107**, 723 (2018).
- [A33] E.N. Popov, K.A. Barantsev, A.N. Litvinov, V.A. Reshetov, A.N. Shevchenko, "The frequency shifts of the nuclear magnetic momenta Larmor precession in the mixture of two noble gases" // *Journal of Applied Magnetic Resonance* **48**, 761 (2017).

- [A34] Е.Н. Попов, К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, "Эффективные гиромагнитные отношения в смеси благородных газов с искусственной ядерной намагниченностью" // Известия РАН: Серия физическая **80**, 876 (2016).
- [A35] Е.Н. Попов, К.А. Баранцев, Н.А. Ушаков, А.Н. Литвинов, Л.Б. Лиокумович, А. Н. Шевченко, Ф. В. Скляр, А. В. Медведев, "Характер сигнала оптической схемы квантового датчика вращения на основе ядерного магнитного резонанса" // Гироскопия и навигация **26**, 100 (2018).
- [A36] Е. Н. Попов, В. А. Бобрикова, С. П. Воскобойников, К. А. Баранцев, С. М. Устинов, А. Н. Литвинов, А. К. Вершовский, С. П. Дмитриев, В. А. Картошкин, А. С. Пазгалёв, М. В. Петренко, "Особенности формирования спиновой поляризации щелочного металла при разрешении сверхтонких подуровней в $2S_{1/2}$ состоянии" // Письма в ЖЭТФ **108**, 543 (2018).

Список литературы

- [1] G. Alzetta et al. // Nuovo Cim. B 36(1), 5 (1976).
- [2] E. Arimondo and G. Orriols // Lett. Nuovo Cim. 17(10), 333 (1976).
- [3] H. R. Gray, R. M. Whitley, and C. R. Stroud, Jr. // Opt. Lett. 3, 218 (1978).
- [4] Б.Д. Агапьев, М.Б. Горный, Б.Г. Матисов и др. // УФН 163, 1 (1993)
- [5] М.Б. Горный, Б.Г. Матисов и Ю.В. Рождественский // ЖЭТФ 68, 728 (1989)
- [6] R. Wynands and A. Nagel // Appl. Phys. B 68, 1 (1999).
- [7] O. Kocharovskaya and Ya. I. Khanin // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 48, 581 (1988)
- [8] J. Vanier, A. Godone, and F. Levi // Phys. Rev. A 58, 2345 (1998).
- [9] L.V. Hau et al. // Nature 397, 594 (1999).
- [10] M. Fleishhauer and M. D. Lukin // Phys. Rev. Lett. 84, 5094 (2000).
- [11] A. Aspet, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji // Phys. Rev. Lett. 61, 826 (1988).
- [12] J. Vanier // Appl.Phys., 2005, B 81, P.421
- [13] И.М. Соколов // Квантовая электроника 45, 947 (2015)
- [14] Akulshin A., Celikov A. and Velichansky V. // Opt.Commun 84, 139 (1991)
- [15] M. Larsen // Materials of conference "Frequency control symposium (FCS)" in Baltimore, MD. 21-24 May 2012. IEEE. P.1-5.
- [16] N.F. Ramsey // Phys. Rev. 78, 695 (1950)

- [17] A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, V.L. Velichansky, and S.A. Zibrov // JETP Letters 82, 398 (2005)
- [18] T. Zanon, S. Guerandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, and A. Clairon // Phys. Rev. Lett. **94**, 193002 (2005)
- [19] R.H. Dicke // Phys.Rev. 89, 472 (1953)
- [20] И.Е. Мазец, Б.Г. Матисов // ЖЭТФ 101, 26 (1992)
- [21] S. A. Zibrov, I. Novikova, D. F. Phillips, et. al. // Phys. Rev. A 81, 013833 (2010)
- [22] S.J. Buckle, S.M. Barnett, P.L. Knight, et. al. // Optica Acta 33, 1129 (1986).
- [23] D.V. Kosachiov, B.G. Matisov, Yu.V. Rozhdestvensky // J. Phys. B. 25, 2473 (1992).
- [24] A.S. Zibrov, M.D. Lukin, L. Hollberg, D.E. Nikonov, M.O. Scully, H.G. Robinson, V.L. Velichansky // Phys. Rev. Lett. 76, 3935 (1996).
- [25] N.A. Proite, B.E. Unks, J.T. Green, D.D. Yavuz // Phys. Rev. Lett. 101, 147401 (2008).
- [26] V.S. Smirnov, A.M. Tumaikin, and V.I. Yudin // JETP 69, 913 (1989)
- [27] Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др. // Письма в ЖЭТФ 91, 694 (2010)
- [28] М.Ю. Басалаев, Д.В. Бражников, А. С. Зибров, и др. // Письма в ЖЭТФ 95, 504 (2012)
- [29] P. Yun, J.-M. Danet, E. de Clercq, and S. Guerandel // Appl. Phys. Lett. 105, 231106 (2014)
- [30] D.B. Lazebnyi, D.V. Brazhnikov, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaev, V.I. Yudin // JETP, 148, 1068 (2015).
- [31] X. Liu, J-M. Mérola, S. Guérandel, E. de Clercq, and R. Boudot // Optics Express 21, 12451 (2013)
- [32] Y. Yano, W. Gao, S. Goka, M. Kajita // Phys. Rev. A 90, 013826 (2014).
- [33] G.S. Pati, Z. Warren, N. Yu, M.S. Shahriar // J. Opt. Soc. Am. B, 32, 388 (2015).