

На правах рукописи

Литвинов Андрей Николаевич

КВАНТОВАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ  
РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ  
НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ЯЧЕЙКАХ КОНЕЧНОГО РАЗМЕРА

Специальность 01.04.02 - Теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург - 2009г

Работа выполнена на кафедре теоретической физики государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
профессор,  
Матисов Борис Григорьевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
Картошкин Виктор Арсеньевич

доктор физико-математических наук,  
профессор,  
Эйдельман Евгений Давидович

Ведущая организация: Российский институт радионавигации и  
времени, г. Санкт-Петербург.

Защита состоится «20» \_\_\_\_\_ мая \_\_\_\_\_ 2009 г. в «17:30» часов на заседании диссертационного совета Д 212.229.29 при ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет» по адресу: 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29, корп. 2, ауд 265.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет».

Автореферат разослан « \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2009 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
кандидат физико-математических наук

Ермакова Н.Ю.

## **Актуальность работы.**

Взаимодействие многочастотного лазерного излучения с парами щелочных металлов приводит к возникновению нелинейных эффектов. Одним из таких эффектов является резонанс когерентного пленения населенностей (КПН резонанс) [1] и связанный с ним эффект электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [2], соответствующие деструктивной интерференции каналов возбуждения. Другой нелинейный эффект — двойной радиооптический резонанс (ДРОР) [3], который представляет собой резонансное двухфотонное поглощение микроволнового и оптического полей атомом. Отличительной особенностью этих эффектов является, то, что ширина резонанса определяется не естественной шириной линии оптического уровня (как при однофотонном поглощении), а скоростью  $\Gamma$  распада нижних долгоживущих состояний. Таким образом, ширина линии резонанса может составлять несколько сотен или даже несколько десятков герц для неподвижных атомов.

В настоящей диссертации главный акцент направлен на решение вопросов, связанных с формированием резонанса КПН в ячейках конечного размера. Однако ряд полученных фундаментальных результатов имеет также практическую значимость для разработки высокоточных атомных стандартов частоты и высокопрецизионных магнитометров. Рассмотрим подробнее важность этих приложений.

Магнитометры имеют широкое применение в таких областях как геологоразведка, подводная разведка, медицина, физика элементарных частиц и т.п. Квантовые стандарты частоты (КЧ) важны при создании систем навигации и позиционирования (GPS, GLONASS, GALILEO), устройств синхронизации оборудования телекоммуникационных сетей, при проверке фундаментальных физических законов.

Одним из главных параметров любого квантового дискриминатора является *кратковременная стабильность*, которая зависит от условий, при которых происходит возбуждение резонанса. В этом случае существенное значение имеет время когерентного взаимодействия атома с электромагнитным полем. Другими словами, основным препятствием получения наилучшей стабильности является релаксация атомной поляризации на стенках ячейки и при столкновении атомов друг с другом.

В ячейках, размеры которых порядка длины волны  $\lambda_{mw}$  микроволнового перехода, помимо вклада релаксации атомной поляризации на стенках ячейки в ширину резонанса, имеется вклад от теплового движения атомов — доплеровское уширение  $\delta_D = 2\sqrt{\ln 2} \cdot qV_T$  ( $q$  — волновое число микроволнового перехода) микроволнового перехода, где  $V_T$  — средняя тепловая скорость атомов. Величина  $\delta_D$  может составлять от нескольких единиц до нескольких десятков кГц при комнатных температурах. Чтобы убрать вклад  $\delta_D$  в ширину резонанса (получить существенно более узкую линию резонанса) при комнатных температурах, необходимо либо “остановить” атомы [4], либо уменьшить размеры  $a$  ячейки, чтобы выполнялось условие  $qa \ll 1$  [5].

Имеются два основных способа увеличения времени когерентного взаимодействия атома с возбуждающими полями: введение буферного газа в ячейку с активными атомами, либо использование ячейки с антирелаксационным покрытием стенок. При введении в ячейку с активными атомами буферного газа, концентрация которого превышает примерно на шесть порядков концентрацию активных атомов, резко уменьшается длина свободного пробега активных атомов и, соответственно, существенно снижается как их деполяризация при столкновении со стенками, так и скорость их перемещения на расстояния порядка  $\lambda_{mw}$ . Таким образом, происходит сужение линии резонанса — *сужение Дике* [4] по сравнению с доплеровским уширением. Данный метод имеет ряд недостатков, самый значительный из которых — это сдвиг и уширение частоты эталонного перехода.

Второй способ увеличения времени когерентного взаимодействия атомов с электромагнитным полем, предложенный Робинсоном и др. [6] в 50-х годах прошлого века, заключается в использовании ячеек с такими стенками, при столкновении с которыми активные атомы не деполяризуются. Этого добиваются, покрывая стенки ячейки специальным антирелаксационным составом, в качестве которого обычно используют парафин. Вероятность деполяризации атома при столкновении со стенками ячейки, покрытой парафином, снижается на 4 порядка. В тоже время с бурным развитием нанотехнологий появляются уникальные возможности создавать покрытия, например, за счёт нанесения моноатомных слоёв, или создавать сами ячейки из новых материалов, при соударении с которыми атомы будут отражаться зеркально, не изменяя внутреннего и поступательного состояний.

**Целью** настоящей работы является построение квантовой кинетической теории формирования резонанса КПН в ячейках конечного размера для атома  $^{87}\text{Rb}$ . Основные этапы исследований включают в себя:

- 1) вывод уравнений для расчёта линии поглощения, последовательно учитывающих все основные особенности явления: корректная постановка граничных условий, конечная спектральная ширина  $\Gamma_L$  лазерного излучения (рассматриваются два случая: “широкий” лазер —  $\Gamma_L \approx \Delta_D \approx 10^9 \text{ c}^{-1}$  и “узкий” лазер —  $\Gamma_L \approx \gamma \approx 10^7 \text{ c}^{-1}$ , где  $\Delta_D$  — доплеровская ширина оптического перехода,  $\gamma$  — скорость спонтанного распада возбужденного состояния), релаксационные процессы, сверхтонкая и зеемановская структура уровней основного и возбуждённого состояний атома  $^{87}\text{Rb}$ , поляризация лазерного излучения;
- 2) сравнительный анализ различных способов возбуждения резонанса, сопоставление полученных результатов с экспериментом.

**Достоверность и научная обоснованность** результатов и выводов диссертации основаны на использовании современного аппарата теоретической и математической физики. Взаимодействие многочастотного излучения с парами атомов щелочных металлов рассматривается на основе формализма для матрицы плотности. Конечные размеры ячейки и типы отражения атомов от стенки ячейки учитываются путём постановки граничных условий различных видов. Одним из важных методов проверки достоверности работы является сравнение полученных результатов в предельных ситуациях с теми, которые имеются для безграничной ячейки, где наблюдается полное согласование. Кроме того, ряд полученных результатов имеет экспериментальное подтверждение.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Для ячеек конечного размера на основе квантовой кинетической теории разработана модель механизмов сужения резонанса когерентного пленения населенностей.
2. Для ячеек сантиметровых размеров имеют место два механизма сужения резонанса когерентного пленения населенностей (КПН) в зависимости от ширины спектра лазерного излучения. Для механизма лазерно-

индуцированного сужения резонанса КПН его ширина практически не зависит от размеров ячейки.

3. При возбуждении резонанса когерентного пленения населеностей лазером с “узким” спектром в “наноячейках”, размеры, которых меньше длины волны оптического перехода работает механизм сужения Дике; если размеры “наноячейки” больше длины волны оптического перехода, то работает механизм лазерно-индуцированного сужения. Ширина резонанса КПН в “наноячейках” может достигать нескольких сотен герц.

4. Показано, что эффект когерентного сужения Дике для резонанса когерентного пленения населенностей имеет место в ячейке сантиметровых размеров. На основе этого эффекта предложен новый метод оценки качества антирелаксационного стеночного покрытия.

5. Обнаружено, что лазерно-индуцированный перенос квантовых состояний оказывает существенное влияние на форму двойного радиооптического резонанса.

**Научная новизна работы** состоит в следующем:

1. Разработан метод решения системы квантовых кинетических уравнений для многоуровневого атома, взаимодействующего с многочастотным лазерным излучением с учётом различных граничных условий для ячеек конечного размера.

2. Впервые рассмотрено формирование резонанса когерентного пленения населенностей для атома  $^{87}\text{Rb}$  с учетом сверхтонкой и зеемановской структуры уровней основного и возбуждённого состояний в ячейке конечного размера в рамках последовательной теории основанной на формализме для матрицы плотности. Учитывалась конечная ширина спектра лазерного излучения и три типа отражения атома от стенки ячейки.

**Общезначимая и практическая значимость.** В работе построена квантовая кинетическая теория механизмов сужения резонанса КПН в ограниченной ячейке для атома  $^{87}\text{Rb}$  с учётом его сверхтонкой и зеемановской структуры на основе аппарата современной теоретической и математической физики. Определены оптимальные схемы возбуждения, размеры ячейки, значение магнитного поля, ширина спектра лазерного излучения,

интенсивность лазерных полей и интенсивность микроволнового поля (в случае ДРОР) для возбуждения резонанса КПН и ДРОР при которых кратковременная стабильность квантового стандарта частоты достигает  $10^{-14}$  за 1 секунду. Предложен квантовый стандарт частоты, основанный на резонансе КПН в миллиметровой ячейке, который позволяет удешевить технологию его создания на порядок по сравнению с имеющимися аналогами. Кратковременная стабильность такого КСЧ может достигать  $5 \cdot 10^{-12}$  за 1 секунду, что превосходит более чем на порядок современные миллиметровые атомные часы [7]. Предложен новый метод для оценки качества антирелаксационного стеночного покрытия.

**Апробация работы.** 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); 40<sup>th</sup> European Group for Atomic Systems (Austrian, Graz - 2008); I Всероссийский форум студентов, аспирантов и молодых ученых (Россия, Санкт Петербург - 2007); и II Всероссийский форум студентов, аспирантов и молодых ученых (Россия, Санкт Петербург - 2008), 6<sup>ая</sup> Всероссийская конкурс-конференция по оптике и лазерной физике (Россия, Самара - 2008); Межвузовская конференция “Фундаментальные исследования в технических университетах”, (Россия, Санкт-Петербург - 2008); European Frequency and Time Forum (Besancon, France - 2009); а также на научных семинарах в Университете Невшатель (Швейцария, 2008), на совместно российско-французско-швейцарских семинарах (Россия, 2007 и 2008), на семинарах кафедры теоретической физики и квантовой электроники СПбГПУ; на семинарах лаборатории спектроскопии твердого тела ФТИ им. Иоффе РАН.

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 8 статей.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, четырёх приложений и списка литературы. Общий объем диссертации составляет **119** страниц, в том числе **34** рисунка и список литературы на **10** страницах (**97** ссылок). Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1]-[10].

### **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.**

Во **введении** отражена актуальность и научная значимость работы. Проведен обзор литературы и сформулирована цель диссертации. В конце раздела представлены основные положения, выносимые на защиту.

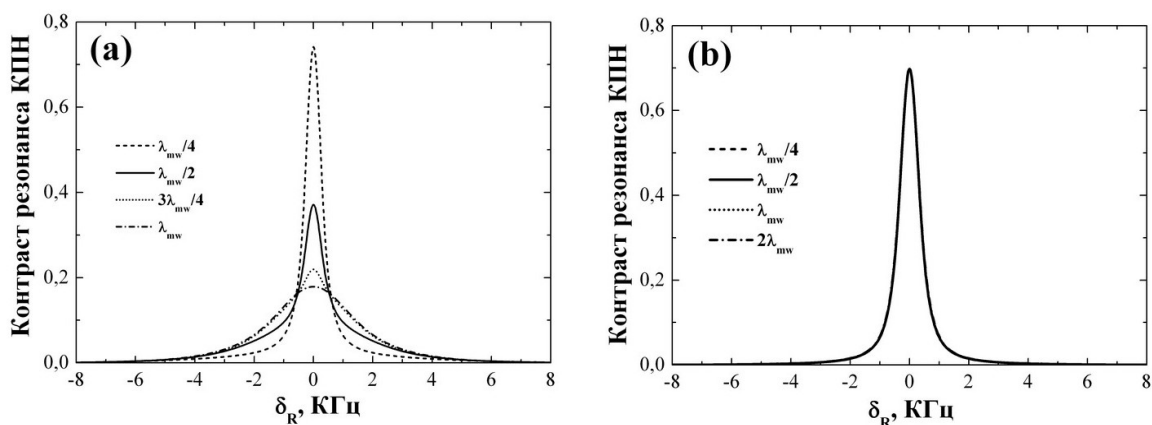
**Первая глава “Квантовые кинетические уравнения для многоуровневого атома, взаимодействующего с многочастотным лазерным излучением, в ячейке конечного размера”** посвящена разработке метода решения систем уравнений для многоуровневого атома в одномерной ячейке конечного размера совместно с граничными условиями. Рассмотрено три вида граничных условий: *Зеркально-когерентные* граничные условия — соответствуют такой ситуации, при которой соударение атома со стенкой ячейки не приводит к разрушению его населенностей и когерентности, т.е. они полностью сохраняются. Граничные условия *полного гашения* отвечают полной релаксации когерентностей и выравниванию населённости в потоке атомов, летящих от стенки, т.е. каждое столкновение активного атома со стенкой приводит к полной дезориентации спина. Такая ситуация реализуется для стеклянных кювет с парами щелочных элементов. Граничные условия *диффузного* типа описывают ситуацию, когда при взаимодействии атома со стенкой ячейки (налетающие на стенку атомы имеют неравновесную функцию распределения) потенциал взаимодействия атома с покрытием такой, что имеет место физическая абсорбция, т.е. атом захватывается стенкой ячейки, проводит на ней некоторое время, обменивается энергией, а затем вылетает с максвелловским распределением по скоростям. Такая ситуация реализуется, когда в качестве антирелаксационного покрытия стенок выступает парафин.

**Вторая глава “Резонанс когерентного пленения населенностей в  $\lambda_{mw}$ -ячейке для трёхуровневой модели атома”** посвящена составлению и решению системы квантовых кинетических уравнений для трёхуровневого  $\Lambda$ -атома в  $\lambda_{mw}$ -ячейке конечного размера в рамках последовательной теории основанной на формализме для матрицы плотности. Рассматриваются различные типы отражения атома от стенки ячейки, учитывается конечная ширина спектра лазерного излучения. Исследуются два случая ширины спектра лазерного излучения: “узкий” лазер — в формировании резонанса КПН участвуют только «медленные» атомы, “широкий” лазер — в формировании резонанса КПН участвуют атомы из различных скоростных групп.

В первой части главы приводятся результаты численных расчетов формы резонанса КПН, возбуждаемого на сверхтонких подуровнях основного состояния в зависимости от длины  $a$  ячейки. Для *зеркально-когерентных* граничных условий получено, что при возбуждении “широким” лазером, рис. 1(а),  $[A1, A2]$  ширина и контраст резонанса КПН сильно зависят от длины  $a$



ячейки и при  $a = \lambda_{mw}$  ширина контура резонанса КПН становится порядка величины доплеровского уширения микроволнового перехода. В тоже время при возбуждении “узким” лазером (рис. 1(b)) не наблюдается какой-либо существенной зависимости формы резонанса КПН от размеров ячейки [A1,A2]. Это означает, что имеют место различные механизмы сужения резонанса КПН: в первом случае это сужение Дике, а во-втором — лазерно-индуцированное сужение [A1,8].



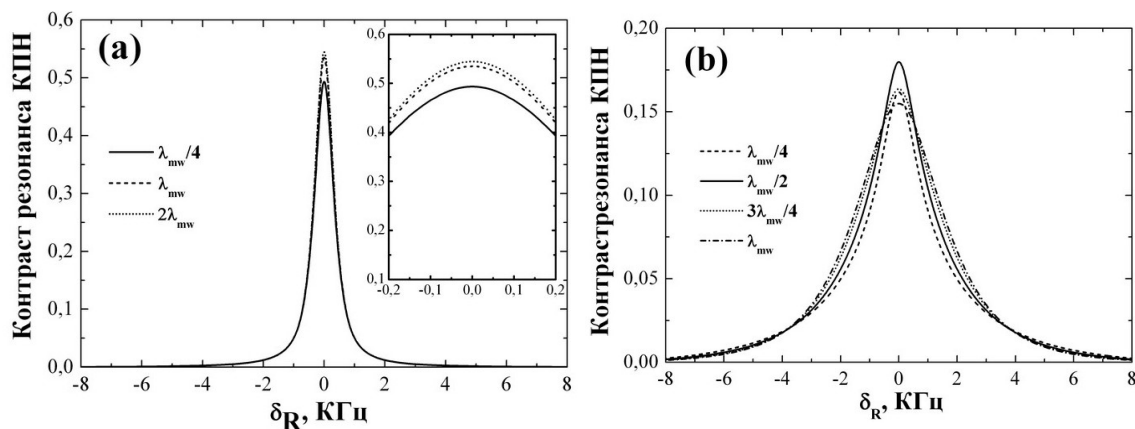
**Рис. 1.** Форма линии резонанса КПН в зависимости от длины  $a$  ячейки для зеркально-когерентных граничных условиях **(а)**: “широкий” лазер; **(б)**: “узкий” лазер, где  $\delta_R$  — двухфотонная отстройка.

При возбуждении резонанса КПН “широким” лазером, результаты для граничных условий *диффузного* и *зеркально-когерентного* типа полностью совпадают.

В случае возбуждения резонанса КПН “узким” лазером при  $a \sim \lambda_{mw}$  форма резонанса КПН практически совпадает для граничных условий *диффузного* и *зеркально-когерентного* типа [A3]. Далее с уменьшением размеров ячейки до  $a = \lambda_{mw}/4$  незначительно начинает падать амплитуда резонанса КПН для случая диффузных граничных условий по сравнению с зеркально-когерентными, в результате при  $a = \lambda_{mw}/4$  амплитуда отличается примерно на 20%. При дальнейшем уменьшении размеров ячейки разница между двумя типами отражения начинает сказываться более значительно.

Граничные условия *полного гашения* в случае возбуждения “узким” лазером приводят к результату (рис. 2(a)) [A1,A2] — форма линии резонанса КПН слабо зависит от размеров ячейки, и незначительно отличается от формы линии для

зеркально-когерентных граничных условий (рис. 2 (а)). С другой стороны, в условиях, когда работает механизм сужения Дике, контраст резонанса КПН падает в 4-5 раз (рис. 2 (b)), а ширина увеличивается в 3-4 раза (рис. 2 (b)) по сравнению с рис. 2 (а).



**Рис. 2.** Форма линии резонанса КПН в зависимости от длины  $a$  ячейки при граничных условиях полного гашения (а): “узкий” лазер; (b): “широкий” лазер.

Таким образом, можно заключить, что механизм лазерно-индуцированного сужения в  $\lambda_{mw}$ - ячейке работает практически независимо от размеров ячейки и типа стеночного покрытия, чего нельзя сказать о механизме сужения Дике.

Во второй части главы рассмотрено формирование резонанса КПН, возбуждаемого на зеемановских подуровнях основного состояния. В этой ситуации отсутствует доплеровское уширение зеемановского перехода, и для *зеркально-когерентного* отражения форма линии резонанса КПН не зависит от размеров ячейки. Для граничных условий *полного гашения* происходит уменьшение контраста и увеличение ширины резонанса КПН с уменьшением размеров ячейки из-за релаксации атомной поляризации на стенках ячейки [A1].

В заключение главы приводятся оценки величины параметра качества квантового стандарта частоты, основанного на резонансе КПН. Установлено, что использование источников лазерного излучения с “широким” спектром в сочетании с антирелаксационным покрытием стенок ячейки позволяет улучшить стабильность квантового стандарта частоты примерно на порядок по сравнению с использованием лазера с “узким” спектром.

**Третья глава “Резонанс когерентного пленения населенностей в  $\lambda_{mw}$ -ячейке в парах атомов  $^{87}\text{Rb}$ ”** посвящена формированию резонанса КПН в атоме  $^{87}\text{Rb}$  в  $\lambda_{mw}$ -ячейке. Учитывается ширина спектра лазерного излучения, три типа отражений атома от стенки ячейки, а также структура зеемановских и сверхтонких подуровней основного и возбужденного состояния атома  $^{87}\text{Rb}$ . Получено, что все основные эффекты (сужение Дике и лазерно-индуцированное сужение) присущие резонансу КПН, возбуждаемому на сверхтонком подуровне основного состояния в ячейке конечного размера проявляются как для трехуровневой модели, так и для атома  $^{87}\text{Rb}$  с учетом сверхтонкой и зеемановской структуры уровней основного и возбужденного состояний [A4].

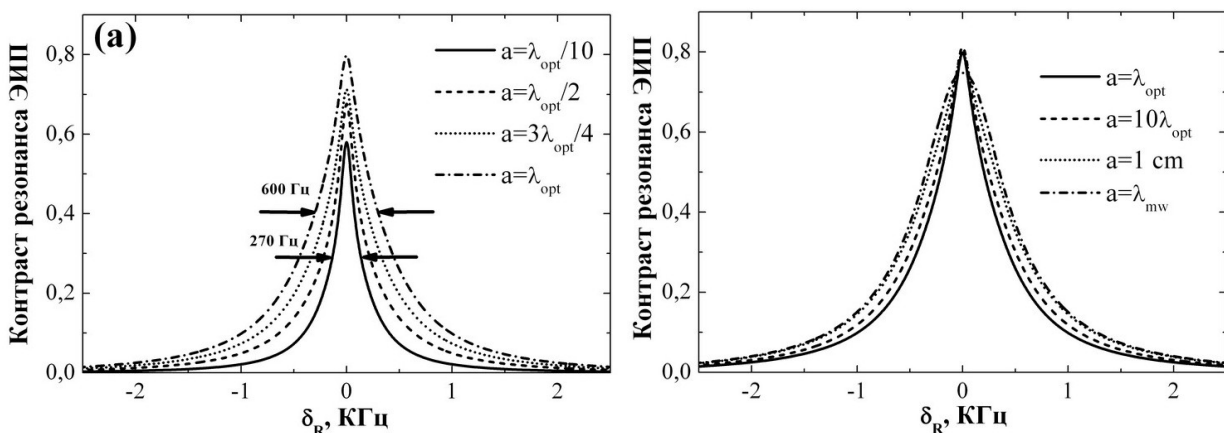
Во второй части главы рассмотрено формирование резонанса КПН, возбуждаемого на зеемановских подуровнях основного состояния атома  $^{87}\text{Rb}$ . Установлено, что все основные особенности резонанса КПН, возбуждаемого на зеемановских подуровнях основного состояния атома  $^{87}\text{Rb}$  в ячейке конечного размера качественно совпадают с трехуровневой моделью [A5].

В конце главы произведены расчеты кратковременной стабильности КСЧ на резонансе КПН в ячейке с антирелаксационным покрытием. Сравниваются результаты кратковременной стабильности при возбуждении резонанса КПН на  $D_1$  линии в зависимости от магнитного поля, интенсивности лазерного поля и возбуждения на уровни  $F_e=1,2$ . Вычисления сделаны для оптимальных размеров ячейки,  $a = \lambda_{mw}/4$ . Получено, что наилучшая кратковременная стабильность КСЧ в пределе дробового шума наблюдается в  $\text{lin} \perp \text{lin}$  конфигурации, которая достигает  $10^{-14}$  за 1 секунду при интенсивности лазерного поля в  $100 \text{ мкВт/см}^2$ .

В заключение главы предложен КСЧ, базирующийся на резонансе КПН возбуждаемого “узким” лазером. Такой КСЧ значительно проще и дешевле изготовить, поскольку не требуется нанесения дорогостоящего высокотехнологического покрытия стенок ячейки. Кроме того, он будет в несколько раз дешевле в изготовлении по сравнению с имеющимися аналогами [7]. Кратковременная стабильность таких КСЧ может достигать  $5 \cdot 10^{-12}$  за 1 секунду, что превосходит стабильность более чем на порядок у имеющихся атомных часов миллиметровых размеров [7].

**Четвертая глава “Резонанс когерентного пленения населенностей (электромагнитно-индуцированной прозрачности) в «наноячейках»”**

посвящена исследованию формирования резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности в ячейках, представляющих собой тонкий плоский слой (от сотен нанометров до нескольких микрометров). Такие ячейки в дальнейшем мы будем называть “наноячейками”. Размеры “наноячеек”, которые рассматриваются в настоящей диссертации, сравнимы по порядку величины с длиной  $\lambda_{opt}$  волны оптического излучения. На рис. 3(a) и 3(b) представлены результаты расчета формы резонанса ЭИП возбуждаемого “узким” лазером в зависимости от длины  $a$  “наноячейки” для граничных условий *зеркально-когерентного* типа [Аб]. Рис. 3(a) показывает, что в области  $a < \lambda_{opt}$  наблюдается уменьшение ширины резонанса ЭИП (сужение резонанса) при уменьшении размеров “наноячейки”. Это означает, что при  $a < \lambda_{opt}$  имеет место механизм сужения Дике для резонанса ЭИП. В области  $\lambda_{opt} < a < \lambda_{mw}$  (рис. 3(b)) наблюдается, что с увеличением размеров ячейки, т.е. при  $a > \lambda_{opt}$ ,



**Рис. 3.** Форма резонанса ЭИП в зависимости от длины  $a$  “наноячейки” (а) интервал от  $a = \lambda_{opt}/10$  до  $a = \lambda_{opt}$  (б) интервал от  $a = \lambda_{opt}$  до  $a = \lambda_{mw}$  ( $5.54 \cdot 10^4 \lambda_{opt}$ ).

ширина  $\Gamma_{EIT}$  резонанса ЭИП практически перестаёт зависеть от размеров ячейки, что является проявлением эффекта лазерно-индуцированного сужения.

В “наноячейках”, в которых при соударении со стенкой атомы испытывают *диффузное* отражение (парафиновое покрытие стенок ячейки), ширина резонанса ЭИП составляет свыше пятидесяти кГц; в “наноячейках”, в которых при соударении со стенкой атомы полностью деполаризуются (*полное гашение*), ширина резонанса ЭИП составляет свыше

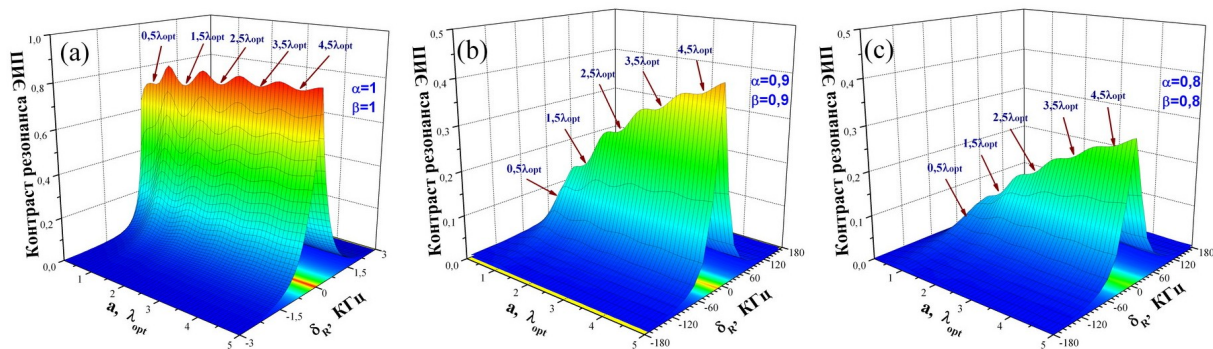
пятиста килогерц. Аналитически получено, что в стеклянной ячейке основной вклад в ширину резонанса ЭИП даёт уширение  $\Gamma_{wall}$  за счет столкновений атомов со стенкой “наноячейки”, которая определяется как:

$$\Gamma_{wall} [Hz] \sim \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{V_T}{a}} \sqrt{2W + \Gamma}, \text{ при } \frac{a}{V_T} (2W + \Gamma) \ll 1.$$

Для параметров:  $a = \lambda_{opt} \approx 10^{-4} \text{ cm}$ ,  $V_T \approx 10^4 \text{ cm/c}$  (средняя тепловая скорость атомов),  $W \approx 10^5 \text{ c}^{-1}$  (скорость оптической накачки),  $\Gamma \approx 100 \text{ c}^{-1}$ ,  $\Gamma_{wall} \approx 500 \text{ KHz}$ .

При возбуждении “широким” лазером для зеркально-когерентных граничных условий (при других типах граничных условий сигнал оказывается чрезвычайно малым, контраст менее 0,005, что практически невозможно экспериментально наблюдать) установлено, что  $\Gamma_{EIT}$  слабо зависит от размеров “наноячейки” и практически совпадает с  $\Gamma_{EIT}$  при возбуждении “узким” лазером.

В первой части этой главы также было рассмотрено формирование резонанса ЭИП в “наноячейке” для противоположно-направленных волн, и показано, что “наноячейки” дают возможность наблюдать резонанс ЭИП и при противоположных направлениях распространения компонент лазерного излучения (в случае бегущих волн), что невозможно для сантиметровых ячеек.



**Рис. 4.** Форма линии резонанса ЭИП в зависимости от длины  $a$  ячейки для  $\alpha = \beta = 1$  (а),  $\alpha = \beta = 0.9$  (б),  $\alpha = \beta = 0.8$  (в), ”узкий” лазер.

Вторая часть главы посвящена эффекту когерентного сужения Дике — осцилляциям амплитуды и ширины резонанса ЭИП при размерах ячейки

$a = \frac{2N + 1}{2} \lambda_{opt}$  ( $N = 1, 2, 3, \dots$ ). На рис.4(а,б,в) представлены зависимости формы

резонанса ЭИП в зависимости от длины “наноячейки” для случая разных коэффициентов отражения  $\beta$  (населенностей) и  $\alpha$  (когерентностей) атомов от стенки “наноячейки” ( $\alpha = \beta = 1$ ,  $\alpha = \beta = 0.9$ ,  $\alpha = \beta = 0.8$ ) [A8].

Установлено, что для случая граничных условий *полного гашения* эффект КСД не наблюдается, в то время как уже при  $\alpha = \beta \geq 0.2$  он начинает проявляться. Таким образом, эффект КСД может служить как метод для проверки качества антирелаксационного стеночного покрытия.

Показано, что КСД может проявляться в резонансе ЭИП и в  $\lambda_{mw}$ - ячейке. В этом случае КСД в  $\lambda_{mw}$ - ячейке имеет место при возбуждении резонанса ЭИП “широким” лазером. Кроме того, в  $\lambda_{mw}$ - ячейке КСД проявляется как для зеркально-когерентных, так и для диффузных граничных условий.

**Пятая глава “Двойной радиооптический резонанс в  $\lambda_{mw}$ - ячейке в парах атома  $^{87}\text{Rb}$ ”** посвящена исследованию формирования двойного радиооптического резонанса в атоме  $^{87}\text{Rb}$  с учетом сверхтонкой и зеемановской структуры уровней основного и возбуждённого состояний в ограниченной ячейке. Поскольку квантовые стандарты частоты на основе ДРОР совершенствуются уже около 50 лет, целью настоящей главы является сравнение наилучшей стабильности КСЧ, основанного на ДРОР со стабильностью, которую можно получить на основе резонанса КПН. Рассматриваются различные способы возбуждения ДРОР: на  $D_1$  и  $D_2$  линиях, сравнивается параметр качества при различных видах поляризации лазерного излучения, линейная, циркулярная и  $\pi$  — поляризация для определения оптимальной стабильности КСЧ. Получено, что наилучшее значения стабильности КСЧ достигается при возбуждении ДРОР  $\pi$  — поляризованным лазерным полем [A7] на  $D_1$  линии [A8].

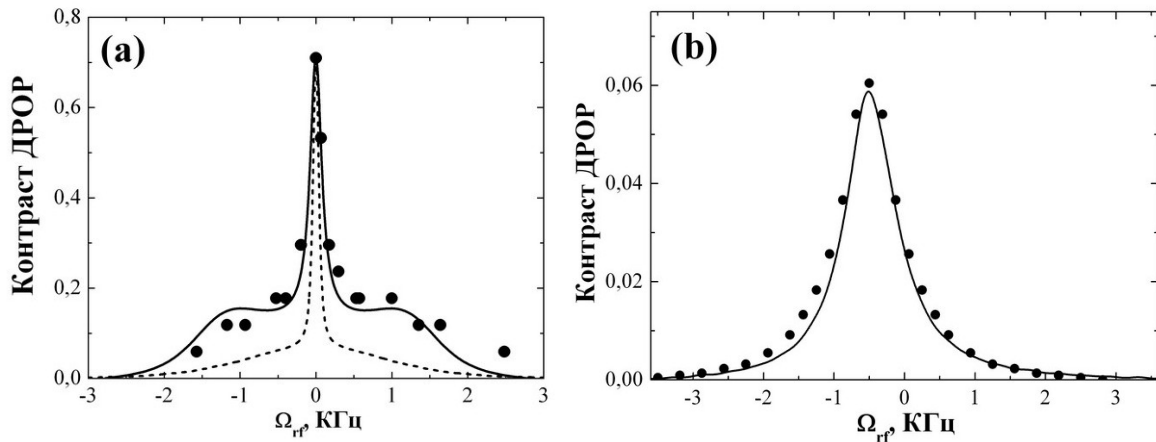
Для *зеркально-когерентных* граничных условий при возбуждении ДРОР “широким” лазером происходит влияние сужения Дике на форму резонанса при  $a < \lambda_{mw}$ . Если  $a \geq \lambda_{mw}$ , то наблюдается влияние эффекта радиоиндуцированного переноса (РИП) чистых и смешанных квантовых состояний на форму ДРОР. В случае возбуждения ДРОР “узким” лазером влияние на форму линии оказывает эффект лазерно-индуцированного переноса (ЛИП) квантовых состояний при длинах ячейки  $a \geq \lambda_{mw} / 8$  [A7, A9].

Для *диффузных* граничных условий в сравнении с аналогичными результатами для *зеркально-когерентных* граничных условий [A10] при возбуждении “широким” лазером, формы ДРОР при  $a < \lambda_{mw}/2$  совпадают. С увеличением размеров ячейки, при  $a > \lambda_{mw}/2$ , форма доплеровского пьедестала значительно изменяется и приобретает ступенчатую форму.

Для граничных условий диффузного типа при возбуждении “узким” лазером эффект лазерно-индуцированного переноса, при  $a = 3\lambda_{mw}/4$  заметно смазывается. При возбуждении “широким” лазером формы ДРОР при  $a < \lambda_{mw}/2$  совпадают для *зеркально-когерентного* и диффузного типа граничных условий. С увеличением размеров ячейки, начиная от  $a = \lambda_{mw}/2$ , форма доплеровского пьедестала значительно изменяется и приобретает ступенчатую форму. Сопоставление полученных результатов с экспериментальными представлено на рис. 5.

Из рис. 5(a) видно, что наилучшее согласование теории с экспериментом для ячеек размерами  $a > \lambda_{mw}/2$  происходит для случая граничных условий диффузного типа. На рис. 5(b) представлена расчетная и экспериментальная форма сигнала ДРОР. Эксперимент выполнен в Университете Невшатель (Швейцария) и показано что при  $a < \lambda_{mw}/4$  согласование теории с экспериментом происходит одинаково хорошо как для случая граничных условий *диффузного*, так и для граничных условий *зеркально-когерентного* типа. Таким образом, для корректного описания формы линии ДРОР при  $a < \lambda_{mw}/4$  можно использовать граничные условия *зеркально-когерентного* типа.

В главе также приводятся расчеты формы ДРОР для граничных условий *полного гашения*. Мы сопоставили наши результаты с экспериментом [3] и получили хорошее количественное согласие. Установлено, что существует критическая интенсивность оптического поля, при которой происходит кардинальное изменение формы сигнала ДРОР, и она зависит от частоты Раби микроволнового поля.



**Рис. 5.** Сравнение формы линии ДРОП (а): возбуждаемого на  $D_1$  линии для зеркально-когерентных и диффузных граничных условий, ”широкий” лазер,  $U^0 = 400 \text{ с}^{-1}$ ,  $V^0 = 1.25 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $a = 3.8 \text{ см}$ ,  $T = 50^0\text{С}$ . Результаты эксперимента и расчёта в модели зеркально-когерентных и диффузных граничных условий показаны точками, пунктиром и сплошной линией соответственно, (б): возбуждаемого на  $D_2$  линии с уровня  $|F_g = 2\rangle$  на  $|F_e = 2\rangle$  “узким” лазером,  $U^0 = 600 \text{ с}^{-1}$ ,  $I = 20 \text{ мкВт/см}^2$ ,  $a = 1.2 \text{ см}$ ,  $T = 50^0\text{С}$ . Результаты эксперимента и расчёта в модели *зеркально-когерентных* граничных условий показаны точками и сплошной линией соответственно, где  $U^0$  и  $V^0$  — частоты Раби микроволнового и оптического полей соответственно,  $\Omega_{rf}$  — отстройка микроволнового поля.

В конце главы представлены результаты расчета кратковременной стабильности КСЧ на ДРОП. Показано, что использование “широкого” лазера позволяет улучшить кратковременную стабильность на порядок по сравнению с использованием “узкого” лазера и достичь значения  $10^{-14}$  за 1 секунду. Таким образом, можно заключить, что наилучшая стабильность КСЧ, основанного на резонансе КПН такая же, как для КСЧ, базирующегося на ДРОП и достигает значения  $10^{-14}$  за 1 секунду. При этом основным преимуществом КСЧ на основе резонанса КПН является то, что он имеет намного меньшие габариты и энергопотребление.

В **приложении П1** приводятся физические свойства атома  $^{87}\text{Rb}$ .

В **приложении П2** рассмотрены основные процессы, которые дают вклад в релаксацию основного состояния атома  $^{87}\text{Rb}$

В **приложении П3** представлена схема уровней атома  $^{87}\text{Rb}$ .

В **приложении П4** даны сведения о матричных элементах оператора дипольного момента.



В заключение к диссертации приводятся основные результаты, достигнутые в ходе работы, составляющие основу положений выносимых на защиту.

**Личный вклад автора.** Основные результаты, представленные в диссертации получены автором лично; выбор направления исследований, постановка и обсуждение рассматриваемых задач осуществлялись совместно с научным руководителем.

**Основное содержание и результаты диссертации** отражены в следующих публикациях:

- [A1] **G. Kazakov, V. Matisov, A. Litvinov, I. Mazets.** Coherent population trapping in a finite-size buffer-less cell // J. Phys. B. — 2007. — V.40. — P.3851-3860.
- [A2] **Г.А. Казаков, А.Н. Литвинов, Б.Г. Матисов, И.Е. Мазец.** Резонанс когерентного пленения населенностей (электромагнитно-индуцированной прозрачности) в ячейках конечного размера // ЖТФ. — 2008. — Т.78. — №4. — С.108-114.
- [A3] **A. Litvinov, G. Kazakov, V. Matisov.** Laser-induced transport effect and laser induced line narrowing mechanism for laser excitation in  $^{87}\text{Rb}$  atomic vapors in a finite-size buffer-less cell // Thesis of 40<sup>th</sup> EGAS Conference: — Graz. — Austrian. — 2008. — P.180.
- [A4] **G. A. Kazakov, A. N. Litvinov, V. G. Matisov, C. Affolderbach, E. Breschi, G. Mileti, J. Delporte.** Wall-coated alkali vapor cells: coherent resonance population trapping and double radio optical resonance // Proceedings of 22<sup>th</sup> EFTF: Toulouse. — France. — 2008. — P.15-21.
- [A5] **А.Н. Литвинов, Г.А. Казаков, Б.Г. Матисов.** Резонанс когерентного пленения населенностей, возбуждаемый на зеемановских подуровнях основного состояния атома  $^{87}\text{Rb}$ , в ячейке конечного размера // НТВ СПбГПУ. — 2008. — V.59. — №3. — С. 101-105.
- [A6] **А.Н. Литвинов, Г.А. Казаков, Б.Г. Матисов.** Электромагнитно-индуцированная прозрачность в наноячейках // НТВ СПбГПУ. — 2008. — V.59. — №6. — С. 56-64.
- [A7] **A. Litvinov, G. Kazakov, V. Matisov and I. Mazets.** Double radio-optical resonance in  $^{87}\text{Rb}$  atomic vapors in a finite-size buffer-less cell // J. Phys. B. — 2008. — V.41. — P.125401-1-8.

- [A8] **Г. Казаков, Б. Матисов, А. Литвинов.** Радиооптический резонанс при лазерном возбуждении в парах  $^{87}\text{Rb}$  // НТВ СПбГПУ. — 2006. — Т. 46, № 4. — С. 70-74.
- [A9] **А.Н. Литвинов, Г.А. Казаков, Б.Г. Матисов, И.Е. Мазец.** Двойной радиооптический резонанс в атомарных парах  $^{87}\text{Rb}$  в ячейке с антирелаксационным стеночным покрытием // ЖТФ. — 2009. — V79. — №2. — С.104-111.
- [A10] **А.Н. Литвинов, Г.А. Казаков, Б.Г. Матисов.** Двойной радиооптический резонанс в ячейке с покрытием в моделях зеркального и диффузного отражения // НТВ СПбГПУ. — 2008. — V.59. — №6. — С. 51-56.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] **Б.Д. Агапьев, М.Б. Горный, Б.Г. Матисов, Ю.В. Рождественский.** Когерентное пленение населённостей в квантовых системах // Успехи физических наук. — 1993. — Т.163., №.9. — С .1-36.
- [2] **Е. Arimondo.** Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy // Progress in Optics / Ed. E. Wolf. — Amsterdam: North-Holland, 1996. — V. 35. — P. 257-354.
- [3] **А. С. Зибров, А. А. Жуков, В. П. Яковлев и В. Л. Величанский.** Форма сигнала двойного радиооптического резонанса в парах атомов  $^{85}\text{Rb}$  в сильных полях // Письма в ЖЭТФ. — 2006. — Т. 83. — №4. — С.168-172.
- [4] **R.H. Dicke.** The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines // Phys. Rev. — 1953. — V. 89, N. 2. — P. 472-473.
- [5] **R.H. Romer, R.H. Dicke.** New technique for high-resolution microwave spectroscopy // Phys. Rev. — 1955. — V. 99, N 2. — P. 532-536.
- [6] **H. Robinson, E. Ensberg and H. Demelt.** Preservation of spin state in free atoms – inert surface collisions // Bull. Am. Phys. Soc. — 1958. — V.3. — P. 9-10.
- [7] **J. Kitching, S. Knappe and L. Hollberg.** Miniature vapor-cell atomic frequency references // Appl. Phys. Lett. — 2002. — V.81. — P.553-555.
- [8] **M.S. Feld and A. Javan.** Laser-induced line narrowing effects in coupled Doppler-broadened transitions // Phys.Rev. — 1969. — V.2. — P.540-562.