На правах рукописи



Коваленко Дмитрий Валериевич

Динамическая спектроскопия сверхузких нелинейных резонансов в бихроматических лазерных полях

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук Работа выполнена в лаборатории Квантовых сенсоров 1.12 Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук»

НаучныйЮдин Валерий Ивановичруководитель:доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудникФедерального государственного бюджетного учреждения науки
«Институт лазерной физики Сибирского отделения
Российской академии наук»

Официальные оппоненты: Соколов Игорь Михайлович доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы фундаментальных физических исследований Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Энтин Василий Матвеевич

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук»

Ведущая Федеральное государственное бюджетное учреждение науки организация: Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук

Защита состоится «29» марта 2024 года в 14:00 часов на заседании диссертационного совета 24.1.070.01, созданного на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук», по адресу: 630090, Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 15Б.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ФГБУН Институт лазерной физики СО РАН (http://www.laser.nsc.ru/).

Автореферат разослан «____» ____ 20_ г.

Ученый секретарь диссертационного совета

Sing 22

д.ф-м.н. Прудников О.Н.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

В современной лазерной спектроскопии большой интерес вызывают нелинейные интерференционные эффекты, основанные на атомной Примером эффектов когерентности. таких являются резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1-3] и абсорбции (ЭИА) [4, 10]. Одним из вариантов реализации ЭИП являются резонансы когерентного пленения населенности (КПН) [5–9], которые обусловлены наличием так называемого темного (непоглощающее свет) состояния при взаимодействии с когерентным бихроматическим полем. Формирование такого КПН-резонанса происходит, когда разность оптических частот поля варьируется вблизи сверхтонкого расщепления основного состояния, что приводит к появлению узкого провала (пика) в сигнале поглощения (пропускания). В свою очередь, одной из причин резонанса ЭИА (обратного по знаку резонансу ЭИП) является формирование анизотропии в возбужденном состоянии атома и её спонтанный перенос в основное состояние [10, 11]. В частности, при разрушении этой анизотропии (например, из-за столкновений рабочих атомов с атомами буферного газа) резонанс ЭИА переходит в резонанс обратного знака – ЭИП. Главной особенностью резонансов ЭИП и ЭИА является их ширина, которая может быть намного меньше естественной ширины линии перехода и достигать сотен и даже единиц герц [12–14]. Такие сверхузкие резонансы находят широкое применение прежде всего в квантовой метрологии [15-19] при разработке атомных часов (стандартов частоты) и магнитометров, а также во многих других областях (лазерное охлаждение атомов, лазерная генерация без инверсии, устройства для записи и обработки квантовой информации, оптические коммуникации).

Одним из основных приоритетов развития атомных часов, является повышение их стабильности, характеризующей вариации эталонной частоты во времени. При этом свойства реперного резонанса (амплитуда, ширина, форма значительной степени линии, сдвиг) В определяют метрологические характеристики данных устройств (стабильность, точность). Следует отметить, что для атомных часов на основе КПН, теоретический подход, основанный на анализе стационарного решения для матрицы плотности, обеспечивает адекватные оценки параметров темного резонанса только в приближении медленной модуляции лазерного излучения (по сравнению со временем

установления атомного стационарного состояния). Однако в общем случае необходимо учитывать временную динамику формирования и регистрации спектроскопического сигнала. В данном контексте большое значение имеют режимы возбуждения нестационарные темных именно резонансов, используемые как в спектроскопии непрерывного типа [20-22], так и в современных обобщенных методах рамсеевской спектроскопии [23-26]. В связи [27–32] оптимизация параметров КПН-резонансов при С этим ИХ нестационарном возбуждении является актуальной задачей.

Кроме исследований параметров сверхузкого резонанса также важным является вопрос об его знаке, который влияет на групповую скорость волновых пакетов и поглощение лазерного поля в атомной среде. В настоящее время, благодаря различным экспериментальным [4, 33, 34] и теоретическим [10, 35–39] исследованиям сложилась следующая классификация замкнутых дипольных переходов атомов по типу резонанса (ЭИП или ЭИА) в режиме слабого насыщения атомного перехода. «Темными» являются переходы типа $F_g = F \rightarrow F_e = F$ и $F_g = F \rightarrow F_e = F - 1$ (где F_g и F_e есть полные угловые моменты атома в основном и возбужденном состояниях соответственно), на которых наблюдаются резонансы ЭИП. В свою очередь, «яркие» переходы – это переходы типа $F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$, на которых формируются резонансы ЭИА. В частности, в работе [39] эта классификация была теоретически обоснована в рамках теории возмущений (до третьей поправки по полю включительно) для слабого бихроматического поля, образованного двумя сонаправленными волнами с произвольными эллиптическими поляризациями. Поэтому актуальной задачей является обобщение данной классификации на случай произвольных интенсивности и эллиптической поляризации поля вне рамок теории возмущений, требующее нахождения динамического решения для матрицы плотности.

Целью настоящей диссертационной работы является *теоретическое* исследование характеристик нелинейных сверхузких резонансов в условиях нестационарного возбуждения. Для достижения данной цели были поставлены следующие задачи:

1. Верификация классификации замкнутых дипольных переходов по отношению к направлению сверхузкого резонанса (ЭИА или ЭИП) в бихроматическом лазерном поле с произвольными эллиптическими поляризациями и произвольными интенсивностями частотных компонент.

2. Исследование динамического режима формирования резонанса КПН и определение оптимальных параметров гармонической частотной модуляции двух-фотонной отстройки, при которых наклон линейного участка сигнала ошибки в центре линии имеет максимальную величину.

3. Исследование полевого сдвига резонанса КПН с учётом пространственной неоднородности поперечного профиля светового пучка.

4. Исследование для резонансов КПН методов подавления полевого сдвига, основанных на протоколах обобщенной автобалансной рамсеевской спектроскопии и комбинированного сигнала ошибки.

Научная новизна диссертационной работы

1) Для установленной ранее классификации (в рамках теории возмущений) замкнутых дипольных переходов по типу сверхузкого резонанса проведено теоретическое обобщение для произвольных интенсивностей и эллиптических поляризаций частотных компонент бихроматического лазерного поля.

2) Впервые теоретически исследовано динамическое возбуждение резонанса КПН в режиме Паунда-Древера-Холла, когда частота модуляции двухфотонной отстройки намного превышает ширину стационарного темного резонанса.

3) Впервые показано, что пространственно-неоднородный профиль светового пучка приводит к нелинейным вкладам в зависимость полевого сдвига резонанса КПН от мощности лазерного поля.

4) Впервые теоретически доказана возможность подавления полевого сдвига КПН-резонансов методами обобщенной автобалансной рамсеевской спектроскопии и комбинированного сигнала ошибки.

Теоретическая и практическая значимость

Полученные в настоящей диссертации теоретические результаты имеют важное научное значение, так как они выявляют ранее неисследованные аспекты нестационарного возбуждения сверхузких резонансов и позволят улучшить метрологические характеристики атомных часов, основанных на эффекте КПН.

Методология и методы исследования

Теоретическое исследование проводилось в рамках формализма атомной матрицы плотности. Поляризационный аспект взаимодействия атомов с полем учитывался с помощью квантовой теории углового момента [40], а релаксация и

декогерентизация атомных состояний – константами затухания, которые соответствуют различным релаксационным процессам (спонтанный распад возбужденного состояния, столкновение с атомами буферного газа, пролетные эффекты и т.д.). В качестве исследуемого сигнала рассматривается поглощение лазерного поля. Используются приближения вращающейся волны и оптически тонкой среды. Для исследования различных спектроскопических сигналов применялись метод расчета «динамического стационарного состояния» [41], который позволяет с высокой точностью находить периодическое решение для матрицы плотности вне рамок Фурье-анализа и независимо от начальных условий, а также метод матричных цепных дробей. Для аналитических и численных вычислений использовались математические пакеты Wolfram Mathematica и Matlab.

Защищаемые положения:

1. Классификация циклических дипольных переходов по отношению к направлению сверхузкого резонанса в случае чисто радиационной релаксации для бихроматического лазерного поля справедлива при произвольных интенсивностях и эллиптических поляризациях его частотных компонент. «Яркими» являются переходы $F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$, на которых реализуются резонансы ЭИА. В свою очередь, «темные» переходы есть переходы $F_g = F \rightarrow F_e = F$ и $F_g = F \rightarrow F_e = F - 1$, для которых реализуются резонансы ЭИП. 2. Оптимальные параметры частотной модуляции двух-фотонной

2. Оптимальные параметры частотной модуляции двух-фотонной отстройки бихроматического поля, при которых достигается максимальный наклон линейного участка сигнала ошибки в КПН-часах, соответствуют существенно динамическому (нестационарному) режиму формирования темного резонанса.

3. Зависимость сдвига нуля сигнала ошибки от мощности для КПН-часов в случае гауссова пространственного профиля светового пучка имеет существенно нелинейный характер. Диафрагма, выделяющая центральную часть светового пучка, позволяет в значительной степени линеаризовать данную зависимость.

4. Применение автобалансной схемы и комбинированного сигнала ошибки в рамсеевской спектроскопии КПН-резонансов приводит к существенному подавлению полевого сдвига и его флуктуаций.

Степень достоверности полученных результатов

Все выполненные расчеты и аналитические выкладки проведены в строгом соответствии с математическим формализмом матрицы плотности. Проведено сравнение части теоретических результатов с экспериментальными данными и получено их хорошее качественное согласование. Достоверность результатов работы обеспечивается также и тем, что они получены с использованием различных численных методов и совпадают между собой.

Личный вклад соискателя

Все представленные в диссертации результаты, получены автором лично или при непосредственном его участии. Постановка задач, интерпретация полученных результатов и формулировка выводов исследований осуществлялись совместно с научным руководителем и другими соавторами публикаций.

Публикации

Материалы диссертации опубликованы в 17 работах, в том числе 8 из них в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК, и 9 в материалах российских и международных конференций.

Апробация

Результаты проведенной работы докладывались на 14 конференциях: Международная научная студенческая конференция МНСК (2017, 2021); Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (2017, 2021); Оптические и информационные технологии (2017); Х Международная конференция молодых ученых и специалистов (Оптика – 2017); Конкурс-конференция ИЛФ СО РАН (2017, 2019); Всероссийская научная конференция «Физика ультрахолодных атомов» (2019, 2020, 2022); Молодежная конкурс-конференция «Оптические и информационные технологии» (2020); XII Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики» (ФПО – 2020); The IX International Symposium «Modern Problems of Laser Physics» (MPLP – 2021).

Структура и объем диссертации

Текст диссертации состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и приложения. Работа изложена на 104 страницах, включающих в себя 35 рисунков и список цитируемой литературы из 132 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **Введении** дается краткий обзор исследований по теме диссертации и обосновывается её актуальность. Приводится структура диссертации, формулируются цель работы, поставленные задачи и выносимые на защиту положения.

В Главе 1 излагается математический формализм методов, используемых для решения задач диссертационного исследования.

В *разделе 1.1* формулируется алгоритм расчета матрицы плотности для атомных сред в произвольных периодически модулированных полях без использования Фурье-анализа. Данный алгоритм основывается на обобщении концепции стационарного состояния атомов на случай произвольной периодической модуляции внешнего воздействия.

В *разделе 1.2* описывается метод матричных цепных дробей, позволяющий рассчитывать Фурье-гармоники спектроскопического сигнала, возбуждаемого в квантовой системе лазерным полем с гармонической временной модуляцией параметров поля.

Глава 2 посвящена исследованию классификации циклических дипольных переходов $F_g \to F_e$ (F_g и F_e есть полные угловые моменты основного (g) и возбужденного (e) состояний, соответственно) по направлению сверхузкого резонанса (ЭИП или ЭИА) вне рамок теории возмущений.

В разделе 2.1 формулируется теоретическая модель взаимодействия между бихроматическим световым полем с конфигурацией из двух коллинеарных волн с произвольной эллиптической поляризацией и атомарным газом, у которого вырожденные по проекциям полного углового момента основное (g) и возбужденное (е) состояния образуют замкнутый оптический дипольный переход $F_g \rightarrow F_e$. Показано, что в резонансном приближении данная задача может быть описана уравнениями на атомную матрицу плотности С коэффициентами, периодически зависящими от времени (период Т пропорционален отношению $1/\Delta$, где Δ – разность частот волн поля).

В разделе 2.2 приводятся численные расчеты сверхузких резонансов (ЭИП и ЭИА) как функций разности частот волн поля Δ при различных значениях угловых моментов (F_g и F_e) и параметрах эллиптичности (ε_1 , ε_2) волн путем нулевой гармоники спектроскопического усреднения сигнала по максвелловскому распределению атомов газа по скоростям. Рассматривались модели атомной среды со спонтанным переносом анизотропии из возбужденного состояния в основное и без него. Интенсивность поля принималась достаточно сильной, когда теория возмущений [35] уже неприменима: пролетный параметр насыщения $\gamma_{sp}S/\Gamma \ge 1$, где $S = (\Omega_1^2 + \Omega_2^2)/\gamma_{sp}^2$ – обычный параметр насыщения перехода в резонансе (γ_{sp} – скорость радиационного распада возбужденного состояния, константа Г отвечает за времяпролетную или диффузионную релаксацию в основном состоянии, Ω_{12} есть частоты Раби соответствующих частотных компонент). Было показано, что для переходов $F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$, при наличии переноса анизотропии (см. рисунок 1(*a*)) резонансы направлены



Рисунок 1 – Зависимость сигнала \overline{A}_0 от Δ в модели со спонтанным переносом анизотропии из возбужденного состояния в основное (*a*, *б*, *в*) и в модели без спонтанного переноса анизотропии (*г*) при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ (черные линии), $\varepsilon_1 = \pi/8$, $\varepsilon_2 = -\pi/8$ (синие линии) и $\varepsilon_1 = \pi/4$, $\varepsilon_2 = -\pi/4$ (красные линии). Другие параметры модели: $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.01\gamma_{sp}$, доплеровская ширина спектральной линии $\omega_D = 52\gamma_{sp}$, скорость релаксации оптических когерентностей $\gamma_{opt} = 0.5\gamma_{sp}$, $\Gamma = 0.5 \cdot 10^{-4}\gamma_{sp}$.

вверх, то есть имеет место эффект ЭИА. В свою очередь на переходах $F_g = F \rightarrow F_e = F$ и $F_g = F \rightarrow F_e = F - 1$ резонансы направлены вниз, то есть проявляется эффект ЭИП (см. рисунки 1(б) и 1(6)). Без учета спонтанного переноса анизотропии резонансы на переходах $F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$ (см. рисунок 1(*e*)) также направлены вниз, то есть образуются ЭИП резонансы. В результате, было установлено, что эллиптичности волн не влияют на тип сверхузкого резонанса (ЭИП или ЭИА) для сильного поля в двухчастотной схеме, и он определяется только значениями угловых моментов F_g и F_e . При этом формирование резонанса ЭИА связано с формированием анизотропии в возбужденном состоянии и её спонтанным переносом в основное состояние.

Глава 3 посвящена исследованию динамического режима формирования сигнала ошибки для резонансов когерентного пленения населенностей (КПН) и оптимизации режимов стабилизации частоты в КПН-часах.

В *разделе 3.1* в качестве теоретической модели рассматривается КПНрезонанс, возбуждаемый в Л-системе энергетических уровней под действием резонансного бихроматического поля. Приводятся соответствующие уравнения на матрицу плотности.

В *разделе 3.2* приводятся выражения для сигнала ошибки, и его синфазной и квадратурной составляющих в случае гармонической частотной модуляции двух-фотонной отстройки бихроматического поля вида $F\cos(f_m t)$, где F и f_m есть амплитуда и частота модуляции, соответственно.

В *разделе 3.3* приводится выражение для наклона сигнала ошибки *К* в центре линии и формулируются критерии квазистационарного (адиабатического) и динамического режимов возбуждения атомной среды полем с гармонической частотной модуляцией. Показано, что квазистационарный режим описывается следующим выражением:

$$\frac{Ff_m}{\gamma_{\rm CPT}^2} \ll 1,\tag{1}$$

где γ_{CPT} – полуширина стационарного КПН-резонанса. В то время как, другое неравенство:

$$\frac{Ff_m}{\gamma_{\rm CPT}^2} \gtrsim 1.$$
⁽²⁾

отвечает критерию динамического (нестационарного) режима.

Далее приводятся расчеты временной развертки спектроскопического сигнала при различных частотах модуляции f_m (см. рисунок 2). Полученные

зависимости подтверждают критерии квазистационарного (см. рисунок 2(a)) и динамического режимов (см. рисунок 2(6-e)).



Рисунок 2 – Нормированный сигнал поглощения $\overline{A}(t) = A(t)/(\gamma_{sp} + \Gamma)$ на одном периоде ($0 \le f_m t \le 2\pi$) при $F = 20\Gamma$, для постоянной составляющей двух-фотонной отстройки: $\delta^{(0)} = 0$ (сплошная черная линия) и $\delta^{(0)} = 10\Gamma$ (пунктирная красная линия), и различных значений частоты девиации f_m : $f_m/\Gamma = 0.01$; 0.2; 1; 5 (см. (*a*)–(*c*)). Численные параметры модели: $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.05\gamma_{sp}$, скорости спонтанного распада населенности из возбужденного состояния на подуровни основного состояния $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_{sp}/2$, $\gamma_{opt} = 50\gamma_{sp}$, $\Gamma = 10^{-4}\gamma_{sp}$, эффективная однофотонная отстройка $\delta_{1-ph} = 0$.

Затем было показано, что оптимальный наклон сигнала ошибки $\left|K\right|_{\mathrm{opt}}$ можно достичь выбором оптимальной фазы $\phi = \phi_{opt}$ опорного сигнала вида $\cos(f_{t}t + \phi)$. оптимизации в Расчеты данной плоскостях (F, f_m) И $(M = F / f_m, f_m)$ представлены на рисунке 3. Обнаружено, что для высоких $(f_m > 2\Gamma)$ наклон наблюдается модуляции оптимальный для частот квадратурного сигнала ошибки ($\phi_{\rm opt} \approx \pm \pi \,/\, 2$) (главный «хребет» на рисунке 3(б) с *M*_{opt} ≈1.1). Данный режим представляет собой аналог для двух-фотонного резонанса стабилизации Паунда-Древера-Холла [42]. Однако метода

оптимальный режим стабилизации, при котором достигается $|K|_{max} = \max\{|K|_{opt}\}$, находится в промежуточной области (при $\phi_{opt} = \pm \pi / 4$) между синфазным ($\phi = 0$) и квадратурным ($\phi = \pm \pi / 2$) сигналами ошибки. Оптимальные параметры модуляции (F, f_m) соответствуют динамическому режиму (2) взаимодействия атомов с полем.



Рисунок 3 – Зависимость наклона сигнала ошибки $|K|_{opt}$ (*a*) в плоскости параметров (*F*, *f_m*), (*б*) в плоскости параметров (*M*, *f_m*), и соответствующей оптимальной фазы ϕ_{opt} опорного сигнала (*в*) в плоскости параметров (*F*, *f_m*), (*г*) в плоскости параметров (*M*, *f_m*). Положение максимального наклона отмечено крестиком. Численные параметры модели: $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.05\gamma_{sp}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_{sp}/2$, $\gamma_{opt} = 50\gamma_{sp}$, $\Gamma = 10^{-4}\gamma_{sp}$, $\delta_{1-ph} = 0$.

Далее приводятся результаты оптимизации отношения наклона сигнала |K|ошибки к спектральной плотности шумов $N(f_m)$. В качестве модели низкочастотных шумов рассматривалась следующая:

$$N(f_m) = N_0 (1 + f_0 / f_m), \qquad (3)$$

где $N_0 = N(f_m \to \infty)$ представляет собой спектральною плотность белого шума; f_0 – некоторый частотный параметр, связанный с так называемым фликкершумом частоты (или шум 1/f). Было показано, что с ростом f_0 оптимальное значение f_m смещается в высокочастотную область, причем эта зависимость имеет нелинейный характер.

В *разделе 3.4* приводится сравнение полученных результатов с экспериментами и показано их хорошее качественное соответствие.

В Главе 4 исследуется влияние гауссова профиля лазерного излучения на форму линии КПН-резонанса и на сдвиг положения нуля сигнала ошибки с учетом полевого сдвига с пространственной неоднородностью по сечению светового пучка.

В *разделе 4.1* приводится теоретическая модель для описания взаимодействия Λ -системы с бихроматическим полем. В уравнения на матрицу плотности вводится феноменологический частотный сдвиг, чтобы учесть полный полевой (штарковский) сдвиг частоты часового перехода (между сверхтонкими подуровнями основного состояния), возникающий при взаимодействии света со всеми нерезонансными уровнями атомной среды.

В *разделе 4.2* приводится вывод аналитического выражения формы линии стационарного КПН-резонанса для гауссова профиля светового пучка в случае замкнутой Λ -системы. Было показано, что пространственная неоднородность полевого сдвига является источником асимметрии интегральной формы линии КПН-резонанса (см. рисунок 4), и приводит к существенно нелинейному характеру зависимости сдвига вершины резонанса от мощности светового пучка (см. рисунок 5).

B разделе 4.3 приводятся результаты исследования влияния пространственной неоднородности светового пучка на сдвиг положения нуля сигнала ошибки. Рассматриваются два способа генерации сигнала ошибки, используемого для стабилизации частоты в атомных часах. В первом методе применяется гармоническая модуляции двух-фотонной отстройки (разности оптических частот). Bo втором методе осуществляется периодическая модуляция разности фаз компонент бихроматического поля ступенчатым образом (фазовые прыжки). Обнаружено, что пространственная неоднородность светового пучка (гауссов поперечный профиль) в обоих случаях приводит к нелинейной зависимости сдвига сигнала ошибки от мощности лазерного излучения. При этом степень нелинейности зависит от частоты модуляции двухфотонной отстройки или разности фаз, а также от параметра открытости Лсистемы.

Также было показано, что использование апертуры, которая выделяет центральную часть светового пучка, позволяет существенно уменьшить нелинейность полевого сдвига (см. рисунок 6).



Рисунок 4 – Зависимость формы линии резонанса КПН $F(\overline{\delta}_{R})$ от двух-фотонной отстройки (в единицах Γ) в случае гауссова профиля светового пучка с учетом пространственнонеоднородного полевого сдвига. Численные параметры модели: параметр накачки (пропорционален интенсивности поля на оси светового пучка) $W_{0} = (|\Omega_{10}|^{2} + |\Omega_{20}|^{2}) / \Gamma \gamma_{opt} = 10$ (Ω_{10} и Ω_{20} – частоты Раби на оси пучка) и полевой сдвиг на оси светового пучка $\overline{\Delta}_{0} = 0.5W_{0}$ (в единицах Γ).



Рисунок 5 – Зависимость сдвига вершины резонанса КПН (в единицах Γ) от параметра накачки при $\overline{\Delta}_0 = 0.1 W_0$.



Рисунок 6 – Зависимость сдвига нуля $\delta_{\rm ES}$ сигнала ошибки от параметра накачки W_0 в случае быстрых гармонической частотной модуляции при $f_m = 40\Gamma$ и фазового меандра при $T = 0.15\Gamma^{-1}$. Графики построены при различных значениях радиуса интегрирования: $R = 3r_0$ (синяя линия), $R = 1.5r_0$ (зеленая линия), $R = r_0$ (красная линия), $R = 0.5r_0$ (черная линия). Другие параметры модели: $\Omega_{10} = \Omega_{20}$, p = 1/8, $\gamma = \gamma_{\rm sp}/8$, $\gamma_{\rm trap} = 3\gamma_{\rm sp}/4$, $\Gamma = 5 \times 10^{-5} \gamma_{\rm sp}$, $\gamma_{\rm opt} = 50\gamma_{\rm sp}$, $F/f_m = 1.1$, $\tau_{\rm d} = T/2$, $\Delta \varphi = \pi/2$, $\overline{\Delta}_0 = 0.1W_0$.

В Главе 5 проводится исследование применимости обобщенных рамсеевских методов в атомных часах на основе эффекта КПН для подавления полевых сдвигов.

В *разделе 5.1* излагается теоретическая модель взаимодействия рамсеевских импульсов бихроматического поля с Л-системой. Для анализа временной динамики атомной системы применяется формализм матрицы плотности. Как и в главе 4, в уравнения на матрицу плотности вводится феноменологический частотный сдвиг, чтобы учесть полный полевой сдвиг частоты часового перехода. Исследуется поглощение поля, накопленное в течение действия детектирующего импульса. Рассматривается схема стабилизации, в которой для формирования сигнала ошибки используются скачки относительной (рамановской) фазы бихроматического поля перед детектирующим импульсом.

В *разделе 5.2* описывается принцип работы метода обобщенной автобалансной рамсеевской спектроскопии (ОАБРС). Проведенный аналитический анализ доказал, что при выборе правильного значения сопутствующего параметра (являющегося решением уравнения для нахождения нуля сигнала ошибки при нулевой двух-фотонной отстройке) для метода

ОАБРС, полевой сдвиг часовой частоты, стабилизируемой по КПН-резонансу, будет полностью подавлен. Также было показано, что данный результат не зависит от параметров рамсеевских импульсов (амплитуды, формы, фазы), констант релаксации, ошибок в формировании фазовых скачков и т.д.

В пунктах 5.2.1 и 5.2.2 приводятся результаты численных расчетов сигналов ошибки для двух частных случаев метода ОАБРС. В пункте 5.2.1 рассматривается стабилизируемый сопутствующий параметр, являющийся дополнительным сдвигом относительной (рамановской) фазы бихроматического поля в течение действия детектирующего рамсеевского импульса, а в пункте 5.2.2 – дополнительным прыжком в разности частот поля во время действия обоих рамсеевских импульсов (накачки и детектирующего). Полученные расчетные зависимости (см. рисунки 7(*a*) и 8(*a*)) полностью подтверждают аналитические результаты, полученные в разделе 5.2, и демонстрируют высокую эффективность подавления полевого сдвига. На рисунке 7(*б*) представлена зависимость корректирующей фазы ϕ_c от сдвига частоты часового перехода $\Delta_{\rm sh}$. При условии $\tau_d \gg \gamma_{\rm CPT}^{-1}$ данная зависимость хорошо описывается формулой:

$$\overline{\phi}_{c}(\Delta_{\rm sh}) \approx -2 \arctan(\Delta_{\rm sh}/\gamma_{\rm CPT}).$$
 (4)

Зависимость частотного прыжка $\overline{\Delta}_c$ от полевого сдвига является линейной: $\overline{\Delta}_c = \Delta_{\rm sh}$ (см. рисунок $8(\delta)$).

В разделе 5.3 излагается принцип построения комбинированного сигнала ошибки (КСО). КСО формируется как линейная суперпозиция двух обычных каждой сигналов ошибки, полученных отдельно для рамсеевской свободной эволюции. последовательности с разными временами Было обнаружено, что при выборе калибровочного коэффициента равным $\beta_{cal} = e^{-\Gamma(T_1 - T_2)}$ (T_1 и T_2 – различные времена свободной эволюции) метод КСО приводит к полному подавлению полевого сдвига. Данный результат, как и для ОАБРС, не зависит от параметров рамсеевских импульсов (амплитуды, формы, фазы), констант релаксации, ошибок в формировании фазовых скачков и т.д. Также приведены расчеты зависимости сдвига положения нуля КСО от полевого Было показано, во-первых, что для точного калибровочного слвига. коэффициента полевой сдвиг подавлен полностью, в во-вторых, даже в случае ±5% отклонения калибровочного коэффициента от идеального значения (в реальных условиях), данный протокол обеспечивает подавление светового сдвига примерно в 15 раз большее, в сравнении с традиционной рамсеевской спектроскопией (см. рисунок 9).



Рисунок 7 – (*a*) Сигнал ошибки $S_{err}^{(T_i)}(\delta_R, \phi_c = \overline{\phi_c})$ для стабилизации рамановской отстройки в автобалансной рамсеевской схеме с корректирующей фазой. Численные зависимости рассчитаны для следующих значений полевого сдвига рамановского перехода: $\Delta_{sh}/\gamma_{CPT} = 0$ (черная сплошная линия), $\Delta_{sh}/\gamma_{CPT} = 0.1$ (зеленая пунктирная линия) и $\Delta_{sh}/\gamma_{CPT} = 0.3$ (красная точечно-пунктирная линия). (*б*) Зависимость корректирующей фазы $\overline{\phi_c}$ от сдвига частоты часового перехода Δ_{sh} . Другие параметры модели: частоты Раби $|\Omega_1| = |\Omega_2| = 0.25\gamma_{sp}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_{sp}/2$, $\gamma_{opt} = 50\gamma_{sp}$, $\Gamma = 5 \times 10^{-5} \gamma_{sp}$, времена свободной эволюции $T_1 = 0.5\Gamma^{-1}$ и $T_2 = 0.1\Gamma^{-1}$, $\tau_d = 5\gamma_{CPT}^{-1}$, фазовые скачки $\alpha_r^{\pm} = \pm \pi/2$.



Рисунок 8 – (*a*) Сигнал ошибки $S_{\rm err}^{(T_1)}(\delta_R, \Delta_c = \overline{\Delta}_c)$ для стабилизации рамановской отстройки в автобалансной рамсеевской схеме с компенсирующим частотным прыжком. Численные зависимости рассчитаны для следующих значений полевого сдвига рамановского перехода: $\Delta_{\rm sh}/\gamma_{\rm CPT} = 0$ (черная сплошная линия), $\Delta_{\rm sh}/\gamma_{\rm CPT} = 0.1$ (зеленая пунктирная линия) и $\Delta_{\rm sh}/\gamma_{\rm CPT} = 0.3$ (красная точечно-пунктирная линия). (*б*) Зависимость частотного прыжка $\overline{\Delta}_c$ от сдвига частоты часового перехода $\Delta_{\rm sh}$. Другие параметры модели: $|\Omega_1| = |\Omega_2| = 0.25\gamma_{\rm sp}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_{\rm sp}/2$, $\gamma_{\rm opt} = 50\gamma_{\rm sp}$, $\Gamma = 5 \times 10^{-5}\gamma_{\rm sp}$, $T_1 = 0.5\Gamma^{-1}$, $T_2 = 0.1\Gamma^{-1}$, $\tau_d = 5\gamma_{\rm CPT}^{-1}$, $\alpha_r^{\pm} = \pm \pi/2$.



Рисунок 9 – Сдвиг часовой частоты $\overline{\delta}_{clock}$ в зависимости от полевого сдвига Δ_{sh} : черная сплошная линия рассчитана для традиционной рамсеевской схемы (время свободной эволюции $T = 0.5\Gamma^{-1}$); красная сплошная линия рассчитана для КСО ($T_1 = 0.5\Gamma^{-1}$ и $T_2 = 0.05\Gamma^{-1}$) в случае идеального значения калибровочного коэффициента β_{cal} ; голубая пунктирная линия получена для КСО при отклонении β_{cal} на -5% от идеального значения; зеленая пунктирная линия получена для КСО при отклонении β_{cal} на +5% от идеального значения. Другие параметры модели: $|\Omega_1| = |\Omega_2| = 0.25\gamma_{sp}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_{sp}/2$, $\gamma_{opt} = 50\gamma_{sp}$, $\Gamma = 5 \times 10^{-5} \gamma_{sp}$, $\tau_d = 5\gamma_{CPT}^{-1}$, $\alpha_r^{\pm} = \pm \pi/2$.

В *разделе 5.4* рассматриваются два варианта модифицированного комбинированного сигнала ошибки в рамсеевской спектроскопии (МКСО) КПНрезонансов. Главная идея данной схемы заключается в объединении двух рамсеевских циклов с различными временами свободной T_L и T_S эволюции в один цикл. Сигнал поглощения регистрируется для каждого детектирующего импульса, после чего вычисляется комбинированный сигнал ошибки как линейная суперпозиция обычных сигналов ошибки. В одном варианте МКСО используются детектирующие импульсы одинаковой длительности, а в другом – различной. Было показано, что предложенный метод также обеспечивает существенное подавление полевого сдвига по сравнению со стандартной рамсеевской схемой.

В Заключении приведены основные результаты проведенных исследований:

1) Для произвольных интенсивностей и поляризаций компонент бихроматического поля проведено обобщение установленной ранее (в рамках теории возмущения по полю) классификации замкнутых дипольных переходов на «яркие» ($F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$) и «темные» ($F_g = F \rightarrow F_e = F$ и

 $F_g = F \rightarrow F_e = F - 1$) по направлению сверхузкого резонанса (ЭИП или ЭИА), где F_g и $F_g -$ полные угловые моменты основного и возбужденного состояний соответственно.

2) Для темных резонансов сформулированы критерии квазистационарного и динамического откликов атомной системы, возбуждаемой внешним полем с гармонической частотной модуляцией. Показано, что оптимальный режим стабилизации частоты в КПН-часах соответствуют динамическому режиму взаимодействия атомов с полем.

3) Проведен теоретических анализ влияния низкочастотных шумов на выбор оптимальной частоты модуляции с целью повышения стабильности частоты часов. Обнаружено, что оптимальное значение частоты модуляции (где отношение сигнал/шум имеет максимальное значение) сильно зависит от соотношения амплитуд белого и фликкер-шумов и смещается в более высокочастотную область. Данная область соответствует режиму Паунда-Древера-Холла стабилизации частоты локального осциллятора по резонансу КПН.

4) Получено аналитическое выражение для формы линии КПН-резонанса, возбуждаемого бихроматическим полем в замкнутой Л-системе в случае гауссова профиля интенсивности светового излучения и с учетом пространственно-неоднородного полевого сдвига частоты атомных уровней. Показано, что гауссов профиль интенсивности светового пучка приводит к асимметрии формы линии КПН-резонанса и к существенно нелинейной зависимости сдвига вершины темного резонанса от мощности излучения.

5) Установлено, что в случае пространственно-неоднородного профиля интенсивности светового пучка зависимость сдвига нуля сигнала ошибки от мощности лазерного поля при медленной модуляции имеет большую степень нелинейности по сравнению с быстрой модуляцией. Увеличение параметра открытости Λ -системы приводит к усилению этой нелинейности. Показано, что использование апертуры для выделения центральной части гауссова светового пучка приводит к существенному уменьшению нелинейности полевого сдвига от мощности излучения.

6) Для Л-системы аналитически доказано, что методы обобщенной автобалансной рамсеевской спектроскопии и комбинированного сигнала ошибки позволяют подавить полевой сдвиг часовой частоты, стабилизируемой по резонансу КПН. Данный результат не зависит от параметров рамсеевских

импульсов (амплитуды, формы, фазы), констант релаксации, ошибок в формировании фазовых скачков и т.д.

В **Приложении** приведены выражения лиувиллианов и оператора, описывающего свободную эволюцию атомов в отсутствие светового поля, для теоретической модели пятой главы диссертации.

Публикации в журналах, рекомендованных ВАК:

1. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaev M.Yu., **Kovalenko D.V.** Dynamic regime of coherent population trapping and optimization of frequency modulation parameters in atomic clocks // Opt. Express. – 2017. – V.25. – P.2742-2751.

2. Юдин В.И., Басалаев М.Ю., **Коваленко Д.В.**, Тайченачев А.В. Оптимизация режимов стабилизации атомных часов на основе эффекта когерентного пленения населенностей // Известия РАН. Серия физическая. – 2017. – Т.81, №12. – С.1642-1646.

3. Коваленко Д.В., Басалаев М.Ю., Юдин В.И., Тайченачев А.В. Резонансы электромагнитно-индуцированных прозрачности и абсорбции в световом поле эллиптически поляризованных волн // Квантовая Электроника. – 2020. – Т.50, №6. – С.571-575.

4. Basalaev M.Yu., Yudin V.I., **Kovalenko D.V.**, Zanon-Willette T., Тайченачев A.B. Generalized Ramsey methods in the spectroscopy of coherent-population-trapping resonances // Physical Review A. – 2020. – V.102. – 013511 (12 pages).

5. Коваленко Д.В., Басалаев М.Ю., Юдин В.И., Т. Занон-Виллет, Тайченачев А.В. Обобщенные рамсеевские методы подавления полевых сдвигов в атомных часах на основе эффекта когерентного пленения населенностей // Квантовая электроника. – 2021. – Т.51, №6. – С.495-501.

6. Юдин В.И., Басалаев М.Ю., **Коваленко Д.В.**, Тайченачев А.В., Поллок Д., Хансен А., МакГихи У., Китчинг Д. Форма линии резонанса когерентного пленения населенностей в случае гауссова пространственного профиля светового пучка // Квантовая электроника. – 2022. – Т.52, №2. – С.105-107.

7. Pollock J.W., Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaev M.Yu., **Kovalenko D.V.**, Hansen A., Kitching J., McGehee W.R. Inhomogeneous light shifts of coherent population trapping resonances // Appl. Phys. Lett. – 2022. – V.120. – 154001 (6 pages).

8. Коваленко Д.В., Юдин В.И., Басалаев М.Ю., Строкова Н.В., Тайченачев А.В., Прудников О.Н. Полевой сдвиг резонанса когерентного пленения населенностей

с учетом пространственной неоднородности светового пучка // ЖЭТФ – 2023. – Т.164, №2(8). – С.255-261.

Перечень публикаций, вошедших в базу РИНЦ и имеющих DOI (цифровой идентификатор объекта):

9. Yudin V.I., Basalaev M.Yu., **Kovalenko D.V.**, Taichenachev A.V. Optimization of frequency modulation parameters in atomic clocks based on coherent population trapping // Proceedings of 2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium, Besancon, France, 2017. – P.307-309.

10. Коваленко Д.В., Басалаев М.Ю., Тайченачев А.В., Юдин В.И. Резонансы электромагнитно-индуцированных прозрачности и абсорбции в двухчастотном эллиптически поляризованном световом поле // Материалы 9-го Международного семинара по волоконным лазерам 2020 / ИАиЭ СО РАН, 20-24 сентября 2020 года. – Новосибирск, Изд-во: Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 2020. – С.224-225.

11. **Kovalenko D.V.**, Basalaev M.Yu., Yudin V.I., Taichenachev A.V. EIT/EIA Resonances Driven by the Light Field of Elliptically Polarized Waves // 2021 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS), 2021. – P.1-5.

Цитируемая литература

1. Alzetta G. et al. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour // Nuovo Cim. B. -1976. - V.36. - P.5-20.

2. Harris S.E. Electromagnetically induced transparency // Physics Today. – 1997. – V.50. – P.36-42.

3. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. Электромагнитно индуцированная прозрачность: запись, хранение и считывание коротких световых импульсов // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т.78, № 1. – С.74-78.

4. Akulshin A.M., Barreiro S., Lezama A. Electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasidegenerate levels in Rb vapor // Phys. Rev. A. – 1998. – V.57. – P.2996-3002.

5. Arimondo E., Orriols G. Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping // Lett. Nuovo Cim. – 1976. – V.17. – P.333-338.

6. Смирнов В.С., Тумайкин А.М., Юдин В.И. Стационарные когерентные состояния атомов при резонансном взаимодействии с эллиптически поляризованным светом. Когерентное пленение населенностей: (Общая теория) // ЖЭТФ. – 1989. – Т.96. – С.1613-1628.

7. Агапьев Б.Д. и др. Когерентное пленение населенностей в квантовых системах // УФН. – 1993. – Т.163. – С.1-36.

8. Arimondo E. Coherent population trapping in laser spectroscopy // Prog. Opt. – 1996. – V.35. – P.257-354.

9. Дербов В.Л., Пластун И.Л., Оруджев А.А. Анализ нестационарных свойств когерентного пленения населённостей в частотно-модулированных полях // Известия СГУ. Серия «Физика» – 2011. – Т.11 – С.10-14.

10. Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. Electromagnetically induced absorption in a four-state system // Phys. Rev. A. – 1999. – V.61. – 011802(R) (4 pages).

11. Entin V.M. et al. Laser spectroscopy of spontaneous coherence transfer and optically induced polarization rotation in 87 Rb // Opt. Commun. – 2002. – V.207. – P.201-208.

12. Erhard M., Helm H. Buffer-gas effects on dark resonances: Theory and experiment // Phys. Rev. A. – 2001. – V.63. – 043813 (13 pages).

13. Balabas M.V. et al. Polarized Alkali-Metal Vapor with Minute-Long Transverse Spin-Relaxation Time // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V.105. – 070801 (4 pages).

14. Lee H.J., Moon H.S. Magnetic-field-induced absorption with sub-milligauss spectral width in paraffin-coated rubidium vapor cell // J. Opt. Soc. Am. B. -2013. - V.30. - P.2301-2305.

15. Vanier J. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review // Appl. Phys. B. – 2005. – V.81. – P.421-442.

16. Yudin V.I. et al. Vector magnetometry based on electromagnetically induced transparency in linearly polarized light // Phys. Rev. A. – 2010. – V.82. – 033807 (7 pages).

17. Zibrov S.A. et al. Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks // Phys. Rev. A. -2010. - V.81. - 013833 (7 pages).

18. Brazhnikov D.V. et al. Electromagnetically induced absorption scheme for vaporcell atomic clock // Opt. Express. – 2019. – V.27. – P.36034-36045. 19. Скворцов М.Н. и др. Миниатюрный квантовый стандарт частоты на основе явления когерентного пленения населённостей в парах атомов ⁸⁷Rb // Квантовая электроника. – 2020. – Т.50. – С.576–580.

20. Guo T. Atomic clock based on transient coherent population trapping // Appl. Phys. Lett. – 2009. – V.94. – 151108 (3 pages).

21. Shwa D., Katz N. Transient coherence of media under strong phase modulation exploiting electromagnetically induced transparency // Phys. Rev. A. -2014. - V.90. - 023858 (7 pages).

22. Yudin V.I. et al. General methods for suppressing the light shift in atomic clocks using power modulation // Phys. Rev. Appl. -2020. -V.14. -024001 (8 pages).

23. Yudin V.I. et al. Generalized Autobalanced Ramsey Spectroscopy of Clock Transitions // Phys. Rev. Appl. – 2018. – V.9. – 054034 (11 pages).

24. Yudin V.I. et al. Combined error signal in Ramsey spectroscopy of clock transitions / V.I. Yudin // New J. Phys. – 2018. – V.20. – 123016 (13 pages).

25. Shuker M. et al. Ramsey Spectroscopy with Displaced Frequency Jumps // Phys. Rev. Lett. – 2019. – V.122. – 113601 (6 pages).

26. Shuker M. et al. Reduction of light shifts in Ramsey spectroscopy with a combined error signal // Appl. Phys. Lett. – 2019. – V.114. – 141106 (6 pages).

27. Barantsev K.A. et al. Coherent population trapping in optically thin 133 Cs atomic vapor in a finite-size cell // J. Opt. Soc. Am. – 2021. – V.38. – P.1613-1624.

28. Литвинов А.Н., Соколов И.М. Влияние движения атомов и столкновений с антирелаксационным покрытием стенок газовых ячеек на форму и сдвиг резонанса когерентного пленения населенностей // Письма в ЖЭТФ – 2021. – Т.113. – С.791-796.

29. Баранцев К.А. и др. Форма спектра и световой сдвиг резонанса когерентного пленения населенностей в ячейках с антирелаксационным покрытием стенок в моделях зеркального и диффузного отражения // ЖЭТФ – 2023. – Т.163. – С.162-171.

30. Yudin V.I. et al. Frequency shift caused by the line-shape asymmetry of the resonance of coherent population trapping // Phys. Rev. A. -2023 - V.108 - 013103 (6 pages).

31. Chuchelov D.S. et al. Modulation spectroscopy of coherent population trapping resonance and light shifts // Phys. Scr. – 2018. – V.93. – 114002 (16 pages).

32. Vaskovskaya M.I. et al. Effect of the buffer gases on the light shift suppression possibility // Opt. Express. – 2019. – V.27. – P.35856-35864.

33. Lezama A., Barreiro S., Akulshin A.M. Electromagnetically induced absorption // Phys. Rev. A. – 1999. – V.59. – P.4732-4735.

34. Dancheva Y. et al. Coherent effects on the Zeeman sublevels of hyperfine states in optical pumping of Rb by monomode diode laser // Opt. Commun. -2000. - V.178. - P.103-110.

35. Renzoni F. et al. Enhanced absorption Hanle effect on the $F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$ closed transitions // J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. - 2001. - V.3. - S7 (9 pages).

36. Бражников Д.В. и др. О некоторых особенностях магнитооптических резонансов в бегущей эллиптически поляризованной световой волне // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т.83. – С.71-75.

37. Goren C. et al. Electromagnetically induced absorption due to transfer of coherence and to transfer of population // Phys. Rev. A. -2003 - V.67 - 033807 (8 pages).

38. Zigdon T., Wilson-Gordon A.D., Friedmann H. Absorption spectra for strong pump and probe in atomic beam of cesium atoms // Phys. Rev. A. -2009. - V.80. - 033825 (8 pages).

39. Лазебный Д.Б. и др. Эффекты электромагнитно-индуцированной абсорбции и электромагнитно-индуцированной прозрачности для оптических переходов $F_g \rightarrow F_e$ в поле эллиптически поляризованных волн // ЖЭТФ. – 2015. – Т.148. – С.1068-1085.

40. Варшалович Д.А. Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. – Л.: Наука, 1975. – 439 с.

41. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaev M.Yu. Dynamic steady state of periodically driven quantum systems // Phys. Rev. A. – 2016. – V.93. – 013820 (9 pages).

42. Drever R.W.P. et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator // Appl. Phys. B. – 1983. – V.31. – P.97-105.