Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Месензова Ирина Сергеевна

Многочастотная лазерная спектроскопия атомов щелочных металлов в миниатюрных газовых ячейках

Специальность 1.3.19 – «Лазерная физика»

Диссертация на соискание учёной степени Кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: рук. группы, гл. н.с., д.ф.-м.н. Скворцов Михаил Николаевич

Новосибирск 2024 г.

Оглавление

BBEJ	цение	4
Глава	1. Когерентное пленение населённостей и его применение в различных	
прило	ожениях	29
1.1.	Явление КПН его открытие и схемы для наблюдения	29
1.2.	Явление КПН в Л-схеме	32
1.3.	Атомы щелочных металлов	34
1.3.1.	Цезий	35
1.3.2.	Рубидий	.36
1.4.	Структура уровней атомов ⁸⁷ Rb и ¹³³ Cs	38
1.5.	Давление буферного газа и температурный сдвиг	39
1.6.	Цезиевые и рубидиевые атомные часы	.42

Глава	а 2. Радиочастотный КПН стандарт частоты	.44
2.1.	Квантовый стандарт частоты на основе явления КПН	.44
2.2.	Конструкция миниатюрного квантового стандарта частоты	.45
2.3.	Система управления стандартом частоты	
2.4.	Спектроскопия резонансов КПН и исследование характеристик КСЧ	.61
2.4.1.	Сдвиг резонанса КПН от изменения температуры ячейки	.61
2.4.2.	Сдвиг резонанса КПН от изменения СВЧ мощности	.62
2.4.3.	Относительная нестабильность частоты КСЧ и бюджет сдвигов	.64
2.5.	Выводы главы 2	.66

3.1. Введение и теория	72
3.2. Описание экспериментальной установки	75
3.3. Экспериментальное исследование КПН резонансов в ⁸⁷ Rb на линии D1	для
случая модуляции тока лазера на частоте 3.4 ГГц и 6.8 ГГц	
3.4. Выводы главы 3	86

Глава 4. Оптические стандарты частоты	87
4.1. Субдоплеровская спектроскопия	87
4.2. Описание экспериментальной установки и метода измерения	90
4.3. Полученные результаты	95
4.4. Измерение световых сдвигов субдоплеровских резонансов в многочас	тотном
поле накачки	105
4.5. Выводы главы 4	114
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	116
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ	121
СПИСОК ЛИТЕРАТУРНЫХ ИСТОЧНИКОВ	123

введение

Современное состояние исследований по теме диссертации и их актуальность

Нелинейные интерференционные эффекты (НИЭФ) в атомах играют большую роль в понимании строения атомов, изучении их взаимодействия между собой и с электромагнитными полями, как показал Раутиан С.Г. и др. в работах [1, 2]. Когерентное пленение населенностей (КПН) лежит в основе некоторых НИЭФ, которые находят применения в лазерной физике [3, 4], оптических коммуникациях [5, 6], нелинейной спектроскопии [7] и нелинейной оптике [8], лазерном сверхглубоком охлаждении [9, 10] и квантовой метрологии [11, 12]. Суть явления КПН заключается в том, что под действием лазерного излучения в атоме формируется такое когерентное квантовое состояние, находясь в котором атом более не рассеивает резонансные фотоны [13, 14]. Такое состояние формируется в результате деструктивной интерференции дипольных переходов в атомах, которая на качественном уровне чаще всего описывается с использованием так называемой Λ-схемы уровней – основной модели для объяснения явления КПН и связанных с ним нелинейных эффектов: острой дисперсии среды [5, 6], формирование узких резонансов прозрачности (ЭИП) [15] или, наоборот, резонансов абсорбции (ЭИА) [16]. Более общая теория резонансов КПН применительно к реальной структуре уровней в атомах может быть найдена в работе [17].

Из перечисленных выше приложений КПН наибольший интерес в настоящее время вызывают атомные магнитометры (или магнитометры с оптической накачкой) [18-20] и микроволновые квантовые стандарты частоты (КСЧ) [11, 21]. На базе последних разрабатываются атомные часы – устройства, предоставляющие синусоидальный сигнал в радиодиапазоне (как правило, это 5, 10 или 100 МГц) с высокой долговременной стабильностью частоты, превышающей на несколько порядков стабильность кварцевых генераторов (при тех же габаритах). Передовые образцы атомных часов на основе КПН сочетают в себе малый объём (15 – 60 см³)

с относительно высокой долговременной стабильностью частоты (девиация Аллана $\sigma_y \approx 2 \times 10^{-12}$ за 24 ч) и малым энергопотреблением (менее 300 Вт). В частности, можно выделить атомные часы ULPAC – революционную разработку, выполненную коллаборацией коммерческих и научных организаций Японии [22]. При потреблении всего около 60 мВт и объеме 15 см³ эти атомные часы демонстрируют кратковременную стабильность $\sigma_y \approx 6.7 \times 10^{-11}$ за 1 с и долговременную $\sigma_y \approx 3 \times 10^{-12}$ за 24 ч. Отечественная разработка, представленная в работе Скворцова М.Н. и его группы [23], несколько проигрывая в габаритах и энергопотреблении (V \approx 60 см³, P \approx 300 мВт), демонстрирует более высокие метрологические характеристики: $\sigma_y \approx 9 \times 10^{-12}$ за 1 с, $\sigma_y \approx 1.5 \times 10^{-12}$ за 24 ч.

Отметим, что КСЧ на основе КПН имеют много общего с КСЧ на основе двойного радиооптического резонанса (ДРОР) [24] – рубидиевые осцилляторы с оптической накачкой [25]. Основное и ключевое отличие заключается в том, что в случае с ДРОР поляризация атома на часовом переходе («0-0» переход) формируется прямым действием микроволнового поля, тогда как в случае с КПН эта поляризация индуцируется когерентным действием двух световых волн. Иными словами, КСЧ-КПН являются полностью оптическими, не требующими микроволнового поля и, соответственно, резонатора для его усиления. Последнее обстоятельство приводит к тому, что КСЧ-КПН значительно более компактные и потребляют на порядки меньше энергии, чем атомные часы на основе ДРОР. Именно поэтому разработке атомных часов на основе резонансов КПН и решению связанных с этим проблем уделяется большое внимание со стороны научных организаций по всему миру: Национальный институт стандартов и технологий (NIST) и Университет Колорадо в США, FEMTO-ST и SYRTE во Франции, Университет науки и технологий в Китае, Национальный институт передовых промышленных наук и технологий и Токийский институт технологий в Японии, Университет Нёвшателя в Швейцарии, Национальный институт метрологических исследований (INRIM) в Италии, Ульмский университет в Германии, Институт физики в Уругвае и многие другие. Кроме того, ряд коммерческих компаний уже

выпустили на рынок свои варианты атомных КПН-часов или ведут активные разработки в этом направлении: Microsemi Corporation в США, AccuBeat в Израиле, NEC и Ricoh в Японии, Chengdu Spaceon Electronics Company Ltd. в Китае и другие. Среди российских организаций следует выделить ФГУП «ВНИИФТРИ» (п. Менделеево), ИЛФ СО РАН (г. Новосибирск), Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (г. Москва), Новосибирский государственный университет (г. Новосибирск), Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе и Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (г. Санкт-Петербург).

Такой большой интерес к разработке миниатюрных атомных часов продиктован большим спросом на них со стороны различных как наземных, так и космических технологий. В частности, производители миниатюрных КПН-часов ULPAC [22] связывают их применение с развитием телекоммуникаций нового поколения, превосходящих по возможностям 5G по информации с сайта ULPAC [26]. Также уже успешно реализованы или запланированы к запуску ряд космических миссий использованием атомных КПН-часов борту С на «наноспутников», например, миссия СНОМРТТ, организованная Университетом Флориды и Стэндфордским университетом при поддержке космического агентства NASA в США. КСЧ-КПН могут использоваться и для зондирования ионосферы (в состав ионозонда входят спектрорадиометр, чувствительность которого напрямую стабильности опорного генератора, зависит ОТ импульсный передатчик, работающий на нескольких фиксированных частотах или в непрерывном диапазоне частот, антенна, обеспечивающая передачу зондирующих импульсов, приёмник и синхронизирующие устройства) (миссия SPATIUM - Space Precision Atomic-clock TIming Utility Mission). Среди различных приложений миниатюрных атомных часов отдельный интерес вызывает спутниковая навигация [21], причем не только для наземных объектов [27]. Этот интерес, в частности, продиктован тем, что вместо спутников «обычного» размера для развития навигации могут использоваться так называемые «кубсаты» с массой всего в несколько

килограммов. Отметим, что технология кубсатов развивается и в России, например, в Новосибирском государственном университете Прокопьевым В.Ю. и др. [28].

Таким образом, становится очевидна актуальность развития технологий, связанных с миниатюрными атомными КПН-часами. При этом такое развитие затрагивает не только чисто технические усовершенствования (например, улучшение теплоизоляции поглощающей атомной ячейки для уменьшения энергопотребления, уменьшения шумов электронных систем и прочее), но и требует новых решений со стороны физики: развитие методов лазерной спектроскопии атомов для решения задач, связанных С улучшением кратковременной и долговременной стабильности частоты КСЧ, с понижением рабочей температуры поглощающей атомной ячейки с парами атомов щелочного металла и другие задачи.

Одна из таких задач, напрямую связанная с долговременной стабильностью частоты, касается подавления влияния динамического штарковского эффекта уровней энергии часового перехода в атоме на положение реперного резонанса КПН (световой сдвиг). При отсутствии каких-либо специальных мер по минимизации этого влияния положение резонанса, а значит и стабильность частоты КСЧ, будет испытывать флуктуации и дрейф со временем, вызванные соответствующими изменениями в частоте оптического излучения, его суммарной интенсивности и парциальных интенсивностей частотных компонент поля. В образцы миниатюрных атомных частности, все современные КПН-часов используют диодные лазеры с вертикальным резонатором (ЛВР) [12], которые позволяют напрямую модулировать ток накачки на сверхвысокой частоте (СВЧ) с глубиной модуляции достаточной для генерации требуемого многочастотного спектра излучения [29]. Иными словами, ЛВР позволяют обходиться без внешнего электрооптического модулятора (ЭОМ), который не представляется возможным использовать в миниатюрном масштабе. Влияние дрейфа оптической частоты ЛВР устраняется обычно стабилизацией этой частоты по минимуму пропускания ячейки (то есть, по соответствующему экстремуму в линии поглощения атомных паров).

7

вариантах КСЧ-КПН, которые не подразумевают существенную В миниатюризацию, чувствительность положения реперного резонанса к флуктуациям полной оптической мощности удается существенно понизить за счет использования различных импульсных техник возбуждения [30, 31], которые, однако, подразумевают использование внешних модуляторов. В существующих миниатюрных вариантах используется обычно другой подход, а именно, выбирается такой индекс СВЧ модуляции тока накачки ЛВР, при котором спектр излучения имеет особое соотношение между интенсивностями боковых полос и несущей частоты. При таком «магическом» индексе штарковские сдвиги двухчасовых уровней энергии в атоме оказываются равными, т.е. сдвиг частоты часового перехода «0-0» исчезает практически для любой оптической мощности [32]. В оптически плотной среде на положение «магических» индексов влияет и температура паров [33]. Вместе с тем, при таком подходе остается проблема чувствительности положения резонанса к вариациям СВЧ мощности. В ряде работ предлагается использовать альтернативный путь [34, 35, 23]: выбор оптимального индекса СВЧ модуляции производится из расчета отсутствия (в линейном приближении) чувствительности положения резонанса к вариациям СВЧ мощности, при этом сохраняется некоторая чувствительность частоты КСЧ к изменению полной оптической мощности. В работе новосибирской группы [23] показано, что такой подход может приводить к улучшению долговременной стабильности атомных КПН-часов по сравнению с первым вариантом. Возможна также ситуация, когда два «магических» индекса (при одном подавляется чувствительность положения резонанса к вариациям СВЧ мощности, а при другом - к вариациям полной оптической мощности) сливаются в один «магический» индекс [35], однако этот случай требует дальнейшего исследования. Таким образом, становится очевидной важность исследований световых сдвигов в атомных КПН-часах и разработки новых методов их подавления, чему и посвящена настоящая работа.

Как было отмечено выше, КСЧ на основе КПН представляют собой полностью оптическую технологию, но реализующую стандарт частоты в

8

микроволновом диапазоне, поскольку в них стабилизируется не оптическая частота излучения как таковая, а частота СВЧ генератора: ≈ 3.4 ГГц для КСЧ-КПН на основе атомов ⁸⁷Rb или ≈ 4.6 ГГц для КСЧ-КПН на основе атомов ¹³³Cs. Между тем, наиболее стабильные и точные стандарты частоты в настоящее время лежат в оптической области спектра. В развитии таких КСЧ можно выделить несколько направлений по типу используемых «платформ» для получения реперных резонансов:

1. Запрещенные переходы на оптической решётке с нейтральными ультрахолодными атомами ⁸⁷Sr [36]

2. Запрещенные переходы в одиночных лазерно-охлажденных ионах [37]

3. Запрещенные переходы в лазерно-охлажденных ансамблях ионов – «кулоновских кристаллах» [38]

4. Ядерные переходы в одиночных лазерно-охлажденных ионах [39]

5. Магнито-дипольные переходы в многозарядных ионах [40]

Некоторые из этих направлений развиваются и в ИЛФ СО РАН в группах Чепурова С.В. и Гончарова А.Н. [41] (см. также обзор [43]). Перечисленные технологии подразумевают, в основном, лабораторные образцы КСЧ, занимающие значительный объем (> 1 м³) и потребляющие значительную мощность (> 1 кВт). Относительная нестабильность частоты таких стандартов достигает $\sigma_y \approx 3 \times 10^{-17} \times \tau^{-1/2}$ для оптической решётки с нейтральными ультрахолодными атомами ⁸⁷Sr [44], а точность около 9×10⁻¹⁹ в случае КСЧ на одиночном ионе [45]. Отметим, что КСЧ, указанные в пунктах 3-5, являются относительно молодыми направлениями квантовой метрологии, предсказывая при этом дальнейшее улучшение стабильности и точности частоты на один-два порядка.

Разработка транспортируемых (V $\leq 10 \text{ м}^3$) образцов оптических КСЧ является важной задачей для целого ряда приложений, например, для развития релятивистской геодезии [46, 47], для сравнения характеристик КСЧ, расположенных в различных лабораториях, для проведения прецизионных экспериментов в космосе из области фундаментальной физики, а также для спутниковой навигации нового поколения, как отмечено в работе Холлберга Л.

Атомные часы для GNSS [48]. Так, например, одна из основных проверок справедливости Общей теории относительности связана с непосредственным изучением влияния гравитации на ход часов. В земных условиях такая проверка была инициирована с появлением первых же высокопрецизионных транспортируемых атомных часов на основе КСЧ микроволнового диапазона, использующего пучок атомов цезия, совершивших кругосветный перелет на самолете (эксперимент Хафеле-Китинга) [49]. Однако в настоящее время более прецизионные измерения этого эффекта выполняются с транспортируемыми КСЧ уже в оптическом диапазоне [50].

Транспортируемые варианты высокостабильных оптических КСЧ создаются в основном на базе ансамбля нейтральных атомов, удерживаемого в так называемой «оптической решетке» [51, 52] или на базе одиночных ионов, захваченных в квадрупольную радиочастотную ловушку [52, 53]. Габариты таких стандартов позволяют перемещать их в небольшом трейлере [45, 51]. Естественно, что уменьшение габаритов КСЧ приводит к ухудшению метрологических характеристик, по причине взаимного влияние элементов электроники друг на друга, особенно компонентов СВЧ части. Из-за небольших размеров приходится размещать оптические элементы очень близко к друг другу без оптических развязок от обратных отражений в лазер или пренебрегать использованием оптических изоляторов Фарадея и т.д. В частности, нестабильность частоты таких устройств находится на уровне $(10^{-15}-10^{-14}) \times \tau^{-1/2}$ [47, 51, 53]. Тем не менее этого вполне достаточно для осуществления существенного прогресса во многих областях применения таких КСЧ.

Дальнейшая миниатюризация стандартов частоты также востребована для развития многих современных технологий, в особенности связанных с космосом, где на первый план выходят высокие требования к габаритам, массе и энергопотреблению всего устройства. Такие компактные оптические КСЧ могут непосредственно использоваться для проверки фундаментальной физики [55], а также в качестве высокостабильных источников излучения, входить в состав других высокопрецизионных квантовых устройств – гравиметров и гироскопов на основе интерференции ультрахолодных атомов, которые в настоящее время интенсивно развиваются во многих передовых лабораториях мира для решения как прикладных задач (например, для создания инерциальных систем навигации, не требующих связи со спутниками [56]), так и для фундаментальных исследований [57, 58]. Среди наиболее успешных разработок в этом направлении можно отметить работу [59], в которой оптический стандарт частоты на длине волны 532 нм был создан на базе Nd:YAG-лазера и метода субдоплеровской спектроскопии молекулярного йода (I₂) в поле встречных световых пучков. Этот оптический КСЧ продемонстрировал достаточно высокую стабильность ~ 10⁻¹⁴ за 1 с усреднения и уже прошел успешные испытания в ходе космической миссии JOKARUS [60]. Разработанная лазерная система Nd:YAG/I2 имеет хорошие перспективы для проведения экспериментов в области атомно-оптической интерферометрии с использованием БЭК на базе спутников (космические миссии MAIUS-1, MAIUS-2 и MAIUS-3 [61, 62]). Вообще, субдоплеровская спектроскопия I_2 широко применяется в создании оптических КСЧ для космических приложений (см. также работы других групп [63, 64]).

Наиболее компактные (миниатюрные) КСЧ ДО недавнего времени существовали лишь в микроволновом диапазоне, как описано выше (атомные часы на основе КПН и ДРОР). В оптической области спектра долгое время не удавалось добиться того же сочетания высокой степени миниатюризации устройства и приемлемых метрологических характеристик. В частности, миниатюрные варианты микроволновых КСЧ-КПН используют газовые ячейки с объемом V<< 1 см³. Первые попытки создать оптический КСЧ с ячейкой такого же масштаба были предприняты в работе Кнаппе С. А. 2007 года [65]. В этой работе использовалась микроячейка, созданная по технологии МЭМС, наполненная парами рубидия. В качестве реперного сигнала использовался резонанс насыщенного поглощения (РНП) в поле встречных световых волн, как и в случае с лазерной системой Nd:YAG/I2, описанной выше. Однако эти исследования так и не были доведены до измерения стабильности оптической частоты.

Главная проблема в создании миниатюрных КСЧ оптического диапазона заключалась в методе спектроскопии, который позволил бы добиться требуемого отношения сигнал/шум с использованием микроячеек. В частности, в указанных выше оптических КСЧ на основе Nd:YAG-лазера и резонанса насыщенного поглощения в молекулярном йоде использовались ячейки длиной в несколько десятков сантиметров, т.е. их объем был существенно выше 1 см³. Более того, для получения хорошего отношения сигнал/шум часто применялась многопроходная схема, что также не позволяет миниатюризировать ячейку. Наиболее компактные версии стабилизированных лазерных систем на основе РНП в традиционной одночастотной конфигурации были созданы в работе [66] на базе диодного лазера с внешним резонатором и рубидиевой стеклянной ячейки с объемом $\approx 2 \text{ см}^3$, продемонстрировав стабильность частоты $\approx 2 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$. При этом объем физического блока лазерной системы составил ≈200 см³. Авторы работы указывают на такие приложения, как калибровка измерителей длин волн в оптическом диапазоне с высоким разрешением, а также использования их компактной лазерной системы в составе рубидиевых микроволновых КСЧ с оптической накачкой [67] и транспортируемых атомно-оптических интерферометрах.

Лишь в последние годы стали появляться работы, ознаменовавшие существенный прогресс в дальнейшей миниатюризации оптических КСЧ. Работы велись параллельно в двух группах. Первая группа объединяет исследователей из нескольких университетов и научных институтов США, включая NIST (г. Болдер) и Калифорнийский технологический институт (г. Пасадена). Этой группой был предложен вариант миниатюрного оптического КСЧ [68] на основе двухфотонной спектроскопии атомов рубидия в микроячейке с размерами ≈ 30 мм³. Объем всего устройства составил всего 35 см³, т.е. примерно столько же, сколько и у миниатюрных микроволновых КСЧ-КПН. Нестабильность оптической частоты составила $\approx 3 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$, что на порядок лучше, чем у передовых образцов КСЧ-КПН. При этом стабильность частоты разработанного оптического КСЧ может быть перенесена в микроволновый диапазон с использованием микрорезонаторов, как было продемонстрировано в работе [69], сохраняя высокую степень

миниатюризации всего устройства. Это, в частности, демонстрирует хорошие перспективы для создания нового класса миниатюрных атомных часов, обладающих на порядок лучшей стабильностью частоты.

Другое направление развивается в группе исследователей, объединяющей сотрудников FEMTO-ST (г. Безансон) и ИЛФ СО РАН (г. Новосибирск). Ими была предложена схема двухчастотной субдоплеровской спектроскопии (ДСС) атомов цезия [70], в которой наблюдались высококонтрастные однородно уширенные нелинейные резонансы с использованием микроячейки с объемом спектроскопии всего $\approx 4.5 \text{ мм}^3$. Последние результаты по измерению стабильности оптической частоты излучения диодного DFB-лазера, стабилизированной с использованием ДСС, дают значение $\sigma_y \approx 1 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ [71]. Предложенная техника спектроскопии по сути является развитием хорошо зарекомендовавшей себя одночастотной техники субдоплеровской спектроскопии, в которой наблюдаются резонансы насыщенного поглощения. Однако в двухчастотном варианте контраст резонансов был существенно выше, чем в одночастотном. Объяснению этого эффекта посвящены численные [70, 72] и аналитические [73] расчеты, демонстрирующие ключевую роль явления КПН.

C точки зрения создания миниатюрных оптических КСЧ метод двухчастотной спектроскопии [70] обладает рядом преимуществ как физического, так и технического характера перед методом двухфотонной спектроскопии, использованным в [68]. А именно, в методе ДСС не требуется нанесение специального многослойного покрытия на окна микроячейки, как это требуется КСЧ на основе двухфотонной спектроскопии [69]. Это покрытие необходимо, чтобы увеличить оптическую мощность в газовой ячейке на длине волны излучения, равной 778 нм (поглощение двух квантов с такой длиной волны соответствует двухфотонному переходу $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ в атоме ⁸⁷Rb). В то время как излучение с длиной волны 420 нм должно беспрепятственно проходить через это покрытие для регистрации двухфотонного резонанса. Кроме того, мощность двухфотонного излучения от столь малого объема спектроскопии крайне невысока (<1 нВт), что требует использования высокочувствительного способа регистрации

с использованием микрофотоумножителя. Такой проблемы нет в случае ДСС, где регистрируется оптическая мощность на уровне 0.1 – 1 мВт.

К физическим недостаткам двухфотонной техники можно отнести повышенное требование к ширине спектра генерации диодного лазера, которая должна быть заметно меньше 1 МГц. В противном случае двухфотонный резонанс испытывать дополнительное уширение, приводящее к ухудшению будет стабильности частоты КСЧ. В методе ДСС требования к спектральной ширине лазера занижены в виду того, что ширина самого резонанса больше примерно на порядок: ≈ 1 МГц в методе двухфотонной спектроскопии рубидия [69] против типовых 10 МГц в методе ДСС в парах атомов цезия [71]. Еще одно важное обстоятельство, касающееся долговременной стабильности КСЧ, заключается в следующем. В методе двухфотонной спектроскопии световой сдвиг резонанса – один из основных источников ухудшения долговременной стабильности частоты линейным образом зависит от оптической мощности в ячейке [74], что требует использования контроля и активной стабилизации мощности излучения лазера. В случае же ДСС, как демонстрируют предварительные эксперименты, выполненные в ИЛФ СО РАН Месензовой И.С. и группой [75], световой (динамический штарковский) сдвиг положения резонанса ведет себя существенно нелинейным образом. Это позволяет выбрать такой оптимальный режим по оптической мощности и температуре паров, при котором положение реперного резонанса не чувствительно (в линейном приближении) к флуктуациям мощности излучения, должно привести к улучшению долговременной стабильности КСЧ. что Дальнейшему развитию данного перспективного метода лазерной спектроскопии и посвящена одна из глав настоящей работы.

Цель работы заключается в развитии методов лазерной спектроскопии атомов щелочных металлов (⁸⁷Rb, ¹³³Cs) в поле многочастотного лазерного излучения, а именно, исследование новых методов наблюдения резонансов КПН для улучшения отношения сигнал/шум и методов уменьшения светового сдвига этих резонансов для разработки миниатюрных атомных часов нового поколения с улучшенной кратковременной и долговременной стабильностью частоты.

Основные задачи работы:

1. Анализ влияния изменения оптической мощности излучения лазера, девиация мощности СВЧ модулирующего сигнала на ~ 3.4 ГГц, температуры поглощающей ячейки, изменения магнитного поля на сдвиг частоты миниатюрного квантового стандарта частоты и поиск оптимальных режимов работы стандарта для получения высоких показателей кратковременной и долговременной нестабильности.

2. Исследование зависимости сдвига частоты резонанса КПН в атомах ⁸⁷Rb от основных рабочих параметров (интенсивность света, оптическая частотная отстройка, температура ячейки) при модуляции тока накачки ЛВР на полной частоте сверхтонкого расщепления основного состояния (≈ 6.8 ГГц) и сравнение с аналогичными зависимостями при модуляции на половинной частоте (≈ 3.4 ГГц).

3. Измерение относительной нестабильности микроволновой частоты (девиации Аллана) при модуляции тока накачки ЛВР на полной и на половинной частоте сверхтонкого расщепления; определение перспектив модуляции тока на полной частоте в разработке миниатюрного КСЧ-КПН.

4. Исследование резонансного отклика атомов ⁸⁷Rb при сканировании резонанса КПН с частотой, существенно превышающей ширину резонанса, и стабилизация частоты микроволнового генератора (≈ 3.4 ГГц) по этому отклику.

5. Исследование возможности наблюдения высококонтрастных субдоплеровских резонансов в парах атомов цезия в поле встречных линейно поляризованных лазерных пучков при прямой модуляции тока накачки диодного DBR-лазера на частоте ≈ 4.6 ГГц.

15

6. Сравнительное исследование двух схем наблюдения субдоплеровских резонансов в парах атомов цезия в поле встречных лазерных пучков при прямой модуляции тока накачки диодного DBR-лазера:

(а) Линейные поляризации встречных волн взаимно ортогональны, исследуется полное поглощение одного из пучков в атомной ячейке;

(б) Линейные поляризации встречных волн ориентированы под углом 45°, исследуется субдоплеровский резонанс в угле поворота линейной поляризации одного из пучков (поляриметрическая техника регистрации).

7. Исследование частотного сдвига субдоплеровского резонанса от интенсивности многочастотного поля накачки DBR-лазера для оптического стандарта частоты.

Научная новизна работы

В подавляющем большинстве работ, посвященных разработке атомных часов на основе явления КПН, лазерное излучение модулируется на частоте fm, равной половине от той частоты $f_{\rm hfs}$, что разделяет сверхтонкие компоненты в основном состоянии атома (см., например, [76]). В частности, $f_{\rm hfs} \approx 6.8$ ГГц для ⁸⁷Rb и $f_{\rm hfs} \approx 9.2$ ГГц для ¹³³Cs. Для возбуждения резонанса КПН необходимо, чтобы разность частот $v_1 - v_2$ двух оптических волн равнялась частоте сверхтонкого расщепления $f_{\rm hfs}$ – это означает, что рамановская (двухфотонная) отстройка $\delta_{R} = v_1 - v_2 - f_{hfs}$ равна нулю. Таким образом, при модуляции с частотой $f_m = f_{hfs}/2$, в спектре излучения лазера появляются, помимо несущей, боковые полосы более высокого порядка, которые обычно далеки от оптического резонанса со средой, и их вкладом можно пренебречь. Необходимое условие $\delta_R=0$ выполняется для боковых полос порядков +1 (v_{+1}) и -1 (v_{-1}). В работе [77] исследуется возбуждение резонансов КПН при еще более низких частотах модуляции $f_{\rm m} = f_{\rm hfs}/n$, где n = 2...6, когда резонансы возбуждаются боковыми полосами более высоких порядков. Авторы этой работы провели детальное исследование КПН резонансов, включающее их контраст, световой сдвиг, а также продемонстрировали результаты стабилизации частоты

СВЧ генератора по наблюдаемым сигналам. Обратный же случай, когда резонансы КПН возбуждаются волной с несущей частотой (v₀) и волной, соответствующей одной из боковых полос (+1 или –1 порядков), до настоящего времени исследовался довольно слабо. Для получения этого режима возбуждения необходимо, чтобы частота модуляции излучения совпадала с частотой сверхтонкого расщепления в основном состоянии атома ($f_m = f_{hfs}$). Так, в работе [78] проведено исследование такого способа возбуждения, но лишь для атома ⁸⁵Rb, который, в отличие от изотопа ⁸⁷Rb, довольно редко используется в миниатюрных атомных часах. Также этой работе не реализована стабилизация микроволновой частоты по в наблюдаемым резонансам, поэтому возможности данного режима возбуждения не раскрыты полностью. В настоящей диссертационной работе в значительной степени устранен пробел в этом направлении, а именно, изучены параметры и световые сдвиги резонансов КПН, наблюдаемых в пара́х атомов ⁸⁷Rb при частоте модуляции $f_{\rm m} = f_{\rm hfs} \approx 6.8 \ \Gamma \Gamma$ ц и проведено сравнение с результатами, полученными в традиционном режиме возбуждения при $f_{\rm m} \approx 3.4$ ГГц. Также выполнена стабилизация частоты микроволнового генератора по наблюдаемым резонансам и измерена девиация Аллана.

При стабилизации частоты по резонансам КПН в подавляющем большинстве научных работ, а также во всех известных нам образцах миниатюрных КСЧ-КПН, используется метод синхронного детектирования, в котором частота сканирования резонанса существенно меньше ширины резонанса (типичные значения FWHM в миниатюрных ячейках с буферным газом лежат в диапазоне $\approx 1 - 10$ кГц). Однако с точки зрения улучшения отношения сигнал/шум представляется интересным исследовать режим, в котором частота сканирования существенно больше ширины резонанса. Такой «динамический» метод возбуждения резонансов КПН аналогичен широко используемому методу Паунда-Древера-Холла (ПДХ) в оптической области спектра [79]. Некоторые теоретические И экспериментальные исследования метода ПДХ применительно к резонансам КПН можно найти в работах [80-83]. В настоящей диссертационной работе метод динамического возбуждения применен к миниатюрному физическому блоку, разработанному в

ИЛФ СО РАН, исследована нестабильность КСЧ-КПН. Кроме того, при динамическом режиме возбуждения проведено сравнение двух измерений девиации Аллана, в которых оптимальный индекс частотной СВЧ модуляции выбирался из расчета подавления чувствительности положения резонанса либо к вариациям полной оптической мощности, либо к вариациям мощности СВЧ сигнала от генератора. Такая комплексная задача (динамический режим возбуждения при различных оптимальных индексах) рассматривается впервые.

В части субдоплеровской спектроскопии паров цезия настоящая работа также обладает новизной. Действительно, впервые эффект высококонтрастных однородно уширенных резонансов в поле встречных двухчастотных пучков был обнаружен в экспериментах французских коллег [84]. В частности, было показано, что в D₁ линии атомов цезия в условиях, когда разность частотных компонент лазерного поля совпадает с частотой сверхтонкого расщепления в основном состоянии (≈ 9.2 ГГц), при сканировании оптической частоты лазера возможно субдоплеровских c наблюдение резонансов амплитудой, превосходящей амплитуду доплеровского контура. Физические основы этого эффекта были исследованы в последующих работах моих коллег из ИЛФ СО РАН [70, 72, 73], а также при моем участии в работе [85]. В одной из этих работ [70], а также в последующей работе [71], новый метод спектроскопии атомов щелочных металлов был использован для демонстрации возможностей стабилизации оптической частоты излучения по цезиевой микроячейке с объемом области спектроскопии менее 5 мм³. В частности, была получена относительно высокая кратковременная нестабильность частоты $\sigma_v \approx 1.1 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ (до 100 с). С одной стороны, этот результат выявил большой потенциал предложенного метода спектроскопии для создания миниатюрного оптического стандарта частоты, обладающего рекордной (для таких габаритов ячейки) стабильностью частоты. С другой стороны, во всех поставленных экспериментах требуемый спектральный состав излучения получался с помощью внешнего амплитудного электрооптического модулятора (ЭОМ), собранного по схеме Маха-Цендера. Использование такого устройства,

очевидно, существенно повышает энергопотребление всего КСЧ, а также приводит к увеличению габаритов.

В настоящей работе исследуется способ наблюдения субдоплеровских резонансов без использования внешнего ЭОМ. Для получения резонансных оптических частот ток накачки DBR-лазера модулируется напрямую от CBЧ генератора. Можно было бы предположить, что для этой задачи лучше подойдет диодный ЛВР, как в случае с атомными КПН-часами. Однако коммерчески доступные образцы таких лазеров обладают слишком широким спектром генерации (около 50 МГц), что приведет к существенному уширению субдоплеровских резонансов и ухудшению метрологических характеристик КСЧ. Кроме того, оптическая мощность коммерческих ЛВР крайне мала (обычно менее 1 мВт), что также затрудняет достижение приемлемого уровня отношения сигнал/шум. Поэтому было решено использовать DBR-лазер от фирмы Toptica Photonics (Германия) с максимальной оптической мощностью, равной 40 мВт и шириной спектра не более 0.5 МГц (по паспорту), согласованный на частоту модуляции ≈ 4.6 ГГц. Однако, переход от использования амплитудного ЭОМ, на выходе которого лазерное поле состоит только из двух спектральных составляющих (это боковые полосы +1 и -1 порядков при существенно подавленной несущей частоте), к прямой модуляции DBR-лазера означает присутствие в спектре генерации паразитных спектральных составляющих. Эти компоненты не участвуют в формировании субдоплеровских резонансов, но ведут к появлению большой подкладки в сигнале после прохождения ячейки, наблюдаемом на фотодетекторе. Иными словами, при таком способе возбуждения резонансов их контраст существенно падает, что, как правило, также приводит к ухудшению отношения сигнал/шум. Для преодоления этой трудности в настоящей работе экспериментально исследован поляриметрический способ регистрации субдоплеровских резонансов. Дело в том, что ранее теоретически было предсказано, что при использовании встречных волн с углом поворота линейной поляризации в 45°, вместо ранее использованной схемы с углом 90°, возможно наблюдение вращения линейной поляризации в среде на большие углы (десятки

градусов) вследствие наведенного сильного линейного дихроизма. Проведенные эксперименты, с одной стороны, подтвердили эту гипотезу, а с другой – открыли путь для создания миниатюрного КСЧ в оптическом диапазоне с использованием прямой модуляции тока диодного DBR-лазера на СВЧ частоте. Действительно, регистрация нелинейных резонансов при повороте линейной поляризации пробной волны на 45 относительно волны накачки, позволяет как избавиться от большой подкладки в проходящем сигнале (так как нерезонансные компоненты поля слабо взаимодействуют со средой и просто вычитаются на балансном фотодетекторе), так и повысить отношение сигнал/шум в том случае, когда шум находится выше порога дробовых шумов излучения. Важно отметить, что похожий способ регистрации нелинейных резонансов широко используется в современной квантовой магнитометрии для достижения предельно высокой чувствительности измерений [86]. Однако в атомных магнитометрах используется в основном нелинейный эффект Фарадея, связанный с явлением двулучепреломления, тогда как в настоящей работе ключевую роль играет светоиндуцированный линейный дихроизм среды.

Защищаемые положения:

1. Для осуществления стабилизации частоты микроволнового генератора по резонансу КПН в парах щелочного металла предложена и реализована микроволновая модификация метода Паунда-Древера-Холла, когда частота фазовой модуляции пробного излучения значительно больше ширины резонанса. Показано, что это позволяет достичь полосы системы обратной связи больше ширины резонанса и высокого значения отношения сигнал/шум.

2. При возбуждении резонанса КПН в D1 линии 87 Rb с использованием модуляции тока диодного лазера на частоте 6.8 ГГц по сравнению с модуляцией на частоте 3.4 ГГц световой сдвиг частоты резонанса в 2÷4 раза меньше при той же крутизне частотного дискриминатора, что позволяет увеличить стабильность КСЧ.

3. Отношение сигнал/шум для субдоплеровских резонансов в парах атомов цезия в поле встречных полихроматических линейно поляризованных волн

улучшается более чем в два раза при использовании поляриметрической техники регистрации резонансов по сравнению с традиционной абсорбционной техникой.

4. При использовании прямой СВЧ модуляции тока диодного DBR-лазера и поляриметрической техники регистрации субдоплеровских резонансов в компактной газовой ячейке с парами атомов цезия параметр качества резонанса ограничивает снизу нестабильность частоты на уровне 10⁻¹³ за 1с усреднения.

Практическая значимость работы

Развитие методов наблюдения резонансов КПН, проведенное в настоящей работе, нацелено, в основном, на улучшение метрологических характеристик, разрабатываемых в ИЛФ СО РАН миниатюрных атомных часов. Некоторые результаты уже были внедрены в создание образца таких часов [23], другие – могут быть использованы в следующих версиях. Такие атомные часы, как уже было описано выше, крайне востребованы для развития многих технологий, таких, например, как спутниковая навигация, широкополосные коммуникации, высокозащищенная связь, умные энергетические сети, зондирование ионосферы Земли и других.

Другое направление в области квантовой метрологии, затронутое настоящей диссертационной работой, является довольно молодым – это создание миниатюрных КСЧ в оптическом диапазоне. Такие устройства могут лечь в основу миниатюрных оптических атомных часов при использовании технологии микрорезонаторов для переноса стабильности из оптического в микроволновый диапазон (см., например, [69]). При этом, стабильность таких часов, как ожидается, будет в разы выше, чем у существующих миниатюрных атомных часов на основе явления КПН. Помимо атомных часов, миниатюрные КСЧ оптического диапазона могут использоваться В создании компактных версий атомноинтерферометрических сенсоров (гравиметров, акселерометров, гироскопов) в качестве высокостабильных источников излучения. Научный интерес к таким сенсорам в настоящее время очень высок в связи с тем, что они способны решать, как задачи из области фундаментальной физики (проверка теоретических гипотез,

поиск «новой» физики), так и сложные технические задачи, требующие высокопрецизионных измерений на Земле и в космосе.

Объекты исследования – резонансы когерентного пленения населенностей и субдоплеровские резонансы в атомах щелочных металлов, их свойства и характеристики. А также их потенциал для использования в разработке миниатюрных квантовых стандартов частоты микроволнового и оптического диапазонов.

Достоверность полученных результатов и выводов

Полученные результаты обладают воспроизводимостью, не противоречат теоретическим представлениям о наблюдаемых эффектах; они обсуждались на международных конференциях с коллегами – специалистами в области лазерной спектроскопии атомов, а также прошли рецензирование со стороны экспертов при опубликовании в научной печати. Некоторые результаты уже были воплощены на практике при разработке миниатюрных атомных часов. Все это говорит в пользу достоверности полученных результатов и выводов.

Личный вклад автора

Диссертационная работа выполнена в ИЛФ СО РАН. Соискатель участвовал в постановке задач, осуществлял обзор литературы по теме работы, разрабатывал создавала экспериментальные стенды И проводил соответствующие И эксперименты. Самостоятельно проводился анализ экспериментальных данных, их обработку для представления на конференциях и публикации в научной печати. Исследование субдоплеровских резонансов в парах цезия в части объяснения физических основ наблюдаемых явлений проводилось совместно с к.ф.-м.н. Бражниковым Д.В., в.н.с. ИЛФ СО РАН. Эксперименты по исследованию модуляционных свойств DBR-лазера, а также его применение для наблюдения субдоплеровских резонансов и исследования световых сдвигов часового перехода в атоме ⁸⁷Rb при частотах модуляции тока накачки ЛВР, равных 3.4 и 6.8 ГГц проводились лично соискателем. Исследования возбуждения резонансов КПН методом, аналогичным методу Паунда-Древера-Холла в оптическом диапазоне,

проводились совместно с Игнатовичем С.М., с.н.с. ИЛФ СО РАН. При написании настоящей работы соискатель консультировался с д.ф.-м.н. М.Н. Скворцовым, г.н.с. ИЛФ СО РАН, который осуществлял общее руководство исследованиями, а также обсуждал содержание работы, результаты исследований и подготовку материалов к печати с к.ф.-м.н. Бражниковым Д.В.

Апробация работы

Публикации по теме диссертации

Статьи в рецензируемых научных журналах:

1. Игнатович С.М. Сравнение полевых сдвигов в атомных часах на основе эффекта когерентного пленения населенностей в атомах ⁸⁷Rb при модуляции тока накачки лазера на частотах 3.4 и 6.8 ГГц / С.М. Игнатович, М.Н. Скворцов, И.С. Месензова [и др.] // Квантовая электроника. – 2022. – Т. 52. – № 4. – С. 386-390.

(DOI: 10.1070/QEL18023)

2. Brazhnikov D.V. Nonlinear enhanced-absorption resonances in compact alkali-vapor cells for applications in quantum metrology / D.V. Brazhnikov, S.M. Ignatovich, I.S. Mesenzova [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – V. 1859. – P. 012019.

(DOI: 10.1088/1742-6596/1859/1/012019)

3. Бражников Д.В. Двухчастотная субдоплеровская спектроскопия D₁линии атомов цезия в различных конфигурациях встречных лазерных пучков / Д.В. Бражников, С.М. Игнатович, И.С. Месензова [и др.] // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50. – № 11. – С. 1015-1022.

(DOI: 10.1070/QEL17433)

4. Скворцов М.Н. Миниатюрный квантовый стандарт частоты на основе явления когерентного пленения населённостей в парах атомов ⁸⁷Rb / М.Н. Скворцов, С.М. Игнатович, В.И. Вишняков, Н.Л. Квашнин, И.С. Месензова [и др.] // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50. – № 6. – С. 576-580.

(DOI: 10.1070/QEL17339)

5. Makarov A.O. Investigation of commercial 894.6 nm vertical-cavity surfaceemitting lasers for applications in quantum metrology / A.O. Makarov, S.M. Ignatovich, V.I. Vishnyakov, I.S. Mesenzova [et al.] // AIP Conference Proceedings. – 2019. – V. 2098. – P. 020010.

(DOI: 10.1063/1.5098154)

6. D. Brazhnikov. Shift of zero-field level-crossing resonance in the Cs D1 line and its use in vector magnetometry /D. Brazhnikov, S. Ignatovich, I. Mesenzova, A. Novokreshchenov, A. Goncharov //Opt. Lett., vol. 45, iss. 12, p. 3309–3312 (2020).

(DOI:10.1364/OL.396470)

 С. М. Игнатович. Исследования параметров резонанса когерентного пленения населенностей и полевых сдвигов при регистрации сигнала из разных областей поперечного сечения взаимодействия лазерного излучения с атомами / С. М. Игнатович, М. Н. Скворцов, И. С. Месензова, Н. Л. Квашнин, В. И. Вишняков, Д. В. Бражников, Д. Е. Тарасенко //ЖЭТФ – 2023. – Т. 164. –вып. 2 (8) – С. 214-222.

(DOI:10.31857/S0044451023080072)

Патенты:

1. С.Н. Атутов, С.Н. Багаев, М.Ю. Басалаев, И.Ю. Блинов, Д.В. Бражников, В.А. Васильев, В.И. Вишняков, В.А. Гайслер, В.И. Денисов, С.И. Донченко, С.М. Игнатович, Н.Л. Квашнин, И.С. Месензова, В.Г. Пальчиков, Д.А. Парёхин, Ю.С. Самохвалов, М.Н. Скворцов, А.В. Тайченачев, В.И. Юдин,Пат. наполезнуюмодельRU 197054 U1 (H03L 7/26, H01S 1/06, H01S 3/137).Сверхминиатюрный квантовый стандарт частоты, // Бюл. № 9, опубл. 26.03.2020. Заявка № 2019141134 от 12.12.2019.

2. Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А., БлиновИ.Ю., Зотов Е.А., Месензова И.С., Васильев В.А., Квашнин Н.Л. Патент на полезную модель «Испытательный стенд для компонентов дискриминатора стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей» (правообладатели — ИЛФ СО РАН и ФГУП ВНИИФТРИ). Патент РФ № 2019141136/28(080424), 12.12.2019.

3. Игнатович С.М., Вишняков В.И., Скворцов М.Н., Ильенков Р.Я., Месензова И.С. Пат. на изобретение 2722858 С1. Система термостабилизации и магнитного экранирования поглощающей ячейки квантового дискриминатора / 04.06.2020. Заявка № 2019141135 от 12.12.2019.

Публикации в материалах конференций:

1. Mesenzova I.S. Towards a miniature optical frequency standard: current status and new approaches in sub-Doppler spectroscopy of Cs vapors / I.S. Mesenzova, S.M. Ignatovich, A.M. Mikhailov [et al.] // Online Meeting: International Conference "Laser Physics 2021". – Ashtarak, Armenia, 21-24 September, 2021. Book of Abstracts. P. 21.

2. Ignatovich S.M. Intensity shifts in CPT resonances on the ⁸⁷Rb D₁ line with excitation by VCSEL modulated at frequencies 3.4 GHz and 6.8 GHz / S.M. Ignatovich, D.V. Brazhnikov, V.I. Vishnyakov [et al.] // Online Meeting: The IX International Symposium "Modern Problems of Laser Physics" (MPLP-2021). – Novosibirsk, Russia, 22–29 August 2021. Program. P. 12.

3. Mesenzova I.S. Application of directly modulated diode laser and polarimetric technique to observation of sub-Doppler resonances in small Cs vapor cell / I.S. Mesenzova, S.M. Ignatovich, R. Boudot [et al.] // Online Meeting: The IX International Symposium "Modern Problems of Laser Physics" (MPLP-2021). – Novosibirsk, Russia, 22–29 August 2021. Technical Digest. P. 116.

(ISBN: 978-5-85957-186-4,DOI: 10.54041/9785859571864)

4. Месензова И.С. Comparison of VCSEL and DBR laser and polarimetric method for observing sub-Doppler resonances in a small cell with Cs vapor / И.С. Месензова, Д.В. Бражников, С.М. Игнатович, М. Н. Скворцов // Онлайн-конференция: Всероссийская конференция «Физика ультрахолодных атомов». – г. Новосибирск, Россия, 20 – 22 декабря 2021. Программа конференции. С. 5.

5. Бражников Д.В. На пути создания миниатюрного оптического стандарта частоты нового поколения / Д.В. Бражников, С.М. Игнатович, И.С. Месензова [и др.] // Онлайн-конференция: Всероссийская конференция «Физика ультрахолодных атомов». – г. Новосибирск, Россия, 21 – 23 декабря 2020. Программа конференции. С. 2.

6. Brazhnikov D.V. Nonlinear resonances of enhanced absorption in alkalivapor cells for development of compact atomic magnetometers, microwave and optical atomic clocks / D.V. Brazhnikov, S.M. Ignatovich, I.S. Mesenzova [et al.] // Online Meeting: The 21st International Conference and School on Quantum Electronics "Laser Physics and Applications" (ICSQE 2020). – Bulgaria, 21-24 September 2020. Book of Abstracts. P. 26-27.

 Месензова И.С. Создание миниатюрного квантового стандарта частоты на основе эффекта КПН в парах атомов ⁸⁷Rb / И.С. Месензова, М.Н. Скворцов, С.М. Игнатович [и др.] // Всероссийская конференция «Физика ультрахолодных атомов». – г. Новосибирск, Россия, 16 – 18 декабря 2019. Программа конференции. С. 3.

 Вишняков В.И. Исследование сдвигов КПН резонанса в малогабаритном стандарте частоты / В.И. Вишняков, И.С. Месензова, М.Н. Скворцов [и др.] // Всероссийская конференция «Физика ультрахолодных атомов». – г. Новосибирск, Россия, 16 – 18 декабря 2019. Программа конференции. С. 4.

9. Устный доклад. S.M. Ignatovich, I.S. Mesenzova, M.N. Skvortsov, N.L. Kvashnin, V.I. Vishnyakov, D.V. Brazhnikov «Light Shifts in CPT Miniature Atomic Clock on D1 Absopbtion Line of 87Rb with Modulation 6,8 GHz» Novosibirsk State Technical University and IEEE Russia-Siberia Section on 19 – 21 November 2021

10. Устный доклад: А.М. Михайлов, И.С. Месензова, С.М. Игнатович, Д.В. Бражников, P. Боудо, «Сравнение различных методов субдоплеровской шелочных спектроскопии атомов металлов для создания миниатюрного оптического стандарта частоты», XII Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики» (ФПО-2020), 19-23 октября 2020, г. Санкт-Петербург, Университет ИТМО.

11. М.Н. Скворцов, С.М. Игнатович, В.И. Вишняков, Н.Л. Квашнин, И.С. Месензова, Д.В. Бражников, А.М. Михайлов, В.А. Васильев, В.И. Юдин, А.В. Тайченачев, С.Н. Багаев, Ю.С. Самохвалов, Д.А. Парёхин, В.Г. Пальчиков, И.Ю. Блинов, Р. Боудо, «Миниатюрные лазерные стандарты частоты», V Международная школа молодых ученых «Нелинейная фотоника», 9–14 августа 2021, Новосибирский государственный университет.

12. И. С. Месензова, Д.В. Бражников, С.М. Игнатович, М.Н. Скворцов «Исследование Штарковского Сдвига при Прямой Модуляции DBR-Лазера и Поляриметрический Метод Наблюдения Субдоплеровских Резонансов»VI Международная школа молодых ученых «Нелинейная фотоника», 15–19 августа 2022, Новосибирский государственный университет, тезисы доклада на конференции изд. НГУ,2022, C33-34 (DOI: 10.25205/978-5-4437-1352-6-33-34)

13. Месензова И. С., Бражников Д.В., Скворцов М.Н. «Исследование штарковского сдвига субдоплеровских резонансов DBR-лазера» Оптические и информационных технологии, Новосибирск, 14–17 августа 2022, изд. ИАИЭ СО РАН, тезисы доклада на конференции С11-12. (DOI: 10.31868/OIT-2022)

14. И.С. Месензова, М.Н. Скворцов, С.М. Игнатович, Н.Л. Квашнин «Исследования полевых сдвигов КПН-резонанса при регистрации сигнала из разных областей газовой ячейки с 87Rb.» VII Международная школа молодых ученых «Нелинейная фотоника», 21–25 августа 2023, Новосибирский государственный университет, тезисы доклада на конференции изд. НГУ,2023

Другие статьи и конференции:

1. D.V. Brazhnikov, V.I. Vishnyakov, I.S. Mesenzova, S.M. Ignatovich, C. Andreeva, A.N. Goncharov. High-contrast zero-field level-crossing resonances in cesium vapors for atomic magnetometry applications MODERN PROBLEMS OF LASER PHYSICS - MPLP-2021 Novosibirsk, 22-28 августа 2021 Год издания: 2021 Место издания: Novosibirsk Число страниц: 180 Издательство: Ofset-TM, Novosibirsk

DOI:10.1063/5.0059019

2. Стендовый доклад: D.V. Brazhnikov, V.I. Vishnyakov, S.M. Ignatovich, I.S. Mesenzova, C. Andreeva, A.N. Goncharov, "High-quality level-crossing resonances in a cesium vapor cell for applications in atomic magnetometry", page 52 in Book of Abstracts of "EGAS52" Virtual Conference, July 06-08, 2021.

Стипендии и гранты:

1. Грант РФФИ№20-32-90029

2. Стипендия правительства Новосибирской области

3. Стипендия президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам 2021-2023 г. № СП-269.2021.3

4. Участник гранта РНФ № 22-12-00279

Структура и объем работы

Настоящая диссертационная работа состоит из Оглавления, Введения, в котором указана актуальность темы исследования, целей и задач работы, научной новизны, степени достоверности и апробации результатов, четырёх глав с экспериментальными результатами с теоретическим введением и краткими выводами, Заключения, Списка сокращений и Списка цитируемой литературы, включающего 166 наименование. Объём работы – 140 страниц, в том числе две таблицы и 42 рисунков и 24 формулы.

Глава 1 Когерентное пленение населённостей и его применение в различных приложениях

1.1 Явление КПН его открытие и схемы для наблюдения

Эффекты квантовой интерференции хорошо известны в исследованиях лазерной спектроскопии, и они широко используются для улучшения разрешения спектроскопии. Когерентное пленение населённостей (КПН) является интересным примером такой квантовой интерференции, основанной на приготовлении квантово-механического состояния суперпозиции и интерференции при взаимодействии с двумя модами электромагнитного поля.

Явление когерентного пленения населённостей (КПН), открытое в 70-х годах прошлого века [87], находит важные применения в современной науке и технике. В большинстве приложений КПН проявляется в виде узких нелинейных резонансов в пропускании лазерного пучка при прохождении ячейки, наполненной пара́ми атомов. В качестве атомов чаще всего используются щелочные металлы (Rb, Cs, K, и Na). В области квантовой метрологии эти резонансы служат реперами для стабилизации частоты генератора в миниатюрных квантовых стандартах частоты (КСЧ) микроволнового диапазона (атомных часах), а также используются для разработки некоторых типов скалярных и векторных атомных магнитометров (см. обзоры [88, 89]).

Суть явления КПН заключается в следующем. Под действием резонансного лазерного излучения в атомах формируется особое квантовое состояние, являющееся долгоживущей когерентной суперпозицией магнитных подуровней энергии основного состояния [6]. В этом состоянии атомы перестают рассеивать резонансное излучение, поэтому его поглощение в среде резко уменьшается. Это также приводит к уменьшению флюоресценции атомов, поэтому в литературе такие резонансы часто называют «тёмными», а само состояние КПН – «тёмным» состоянием. Одна из важнейших особенностей тёмных резонансов заключается в

том, что их ширина, связанная со временем жизни тёмного состояния, может быть гораздо меньше естественной ширины спектральной линии и достигать сотен и единиц герц при использовании буферного газа [90, 91] или ячеек с антирелаксационным покрытием стенок [92-98].

Некоторое время этот процесс оставался чем-то вроде нежелательно эффекта в научном сообществе, потому что его не могли объяснить. Если внутри натриевой ячейки включить один резонансный лазерный луч, то ячейка излучает очень яркую флуоресценцию. Если в ячейку направить второй лазерный луч, то этот второй лазер, немного расстроенный от первого, но также находящийся почти в резонансе с атомами натрия, производит свою собственную яркую флуоресценцию. Одновременное применение двух лазеров обеспечивает когерентное пленение населенностей и устраняет яркую флуоресценцию натрия, появляется наглядное «тёмное пятно». Этот эффект интерференции, вызванный наличием атомной когерентности, проявляется на макроскопическом уровне. Когерентность между состояниями квантово-механической системы возникает всякий раз, когда взаимодействие или измерение оставляет систему в линейной суперпозиции собственных состояний энергии, определенных в отсутствие поля. Интерференции, вызванные наличием когерентности, были известны с момента развития квантовой механики, и после их открытия широко использовались в спектроскопии и квантовой оптике. Однако такой макроскопический эффект, как полное подавление излучения флуоресценции за счет когерентного пленения населенностей, весьма необычен.

Первое упоминание о явлении, когерентного пленения населённостей приведено в статье 1976г. Альзетта [87], в своей установке они использовали Ar лазер, который накачивает CW лазер (лазер непрерывной генерации) на красителе, настроенный на натриевую D1 линию поглощения. Использованный лазер на красителе генерировал спектр продольных мод общей шириной 3Å (~27 ГГц) с межмодовым расстоянием ~290МГц. Лазерный луч пропускался через четвертьволновую пластинку для получения круговой поляризации и проходил

через нагретую до 130 °С ячейку, содержащую насыщенные пары Na и неона под давлением 40 Торр в качестве буферного газа. Ячейка находится в центре пары катушек Гельмгольца. Градиент магнитного поля вдоль луча получается с помощью дополнительной катушки (градиентной катушки) коаксиальной с катушками Гельмгольца, создающими однородное магнитное поле. За счет градиента магнитного поля в эксперименте получали пространственное разделение резонансных процессов, связанных с зеемановским расщеплением энергетических уровней в Na. Наблюдаемые резонансные картины записывались на фотокамеру. В эксперименте были наблюдены темные линии в поглощении излучения при отсутствии радиочастотного поля, но при режиме работы лазера, когда частоты мод лазера разнесены на 1/6 от сверхтонкого расщепления нижнего уровня атомов Na. При этом нулевые и шестые моды ($6.290M\Gamma$ ц = 1740 $M\Gamma$ ц близки к сверхтонкому расщеплению нижнего уровня Na 1771) при определенных величинах магнитного поля формировали эффект просветления среды, впоследствии названный КПН.

В работе [6], которая появилась значительно позднее в 1996 г. автора Аримондо, описывается теория эффекта и эксперименты. Это большая обзорная статья. Описывается, что явление КПН наблюдается и используется в большом количестве экспериментальных конфигураций. Приводятся многочисленные ссылки на эффекты, которые влияют КПН, например, эффект Доплера. Из-за изменяющихся скоростей столкновений с буферным газом атомы перемещаются в пространстве скоростей вперед и назад, испытывая различные резонансные условия с лазерными лучами. Разумно предположить, что для КПН между зеемановскими или сверхтонкими уровнями столкновения с изменением скорости сохраняют когерентность состояния, потому что межатомный основного потенциал нечувствителен к ориентации ядерного спина, участвующей в суперпозиции, как указывали де Линьи и Элиэль [99].

1.2 Явление КПН в Л-схеме

Явление КПН по-прежнему находится в центре внимания из-за широкого применения в квантовых стандартах частоты (КСЧ), сверхчувствительной магнитометрии, спектроскопии высокого разрешения и т. д. Суть явления КПН заключается в следующем: в многоуровневой системе, взаимодействующей с многокомпонентным лазерным излучением, возникает суперпозиционное состояния, которое не взаимодействует с этим излучением.

Рассмотрим трехуровневую Λ -схему (рисунок 1.1), в которой нижние уровни lи n не релаксируют, а оба перехода m \rightarrow n, m $\rightarrow l$ управляются двумя квазирезонансными монохроматическими полями.



Рисунок 1.1. Трехуровневая Л-схема.

В самом простом случае одно из полей (поле накачки) имеет произвольную интенсивность, а второе слабое (пробное поле). Спектр поглощения пробного поля выводится по теории возмущений в нижнем порядке при условии, что пробное поле очень слабое и не учитывается и что форма линия не идеально Лоренцева, а имеет скошенную форму, т.е. асимметрия резонанса пренебрежительно мала [100].

$$I(\varepsilon) = I_0 + \frac{\Gamma_{ml}^2}{\Gamma_{ml}^2 + (\Omega + \varepsilon - |G|^2/\varepsilon)^2}; \ \varepsilon \equiv \Omega_\mu - \Omega; \ G = \frac{Ed_{mn}}{2\hbar}.$$
 1.1

Здесь Ω и Ω_{μ} – частотные расстройки полей накачки и пробного поля относительно соответствующих переходов, Γ_{ml} – скорость затухания n - l поляризации, d_{mn} – дипольный момент.G – параметр насыщения. Видно, что при условии равных расстроек (ϵ =0) поглощение пробного поля отсутствует. При $\Omega = 0$ резонанс проявляется в виде узкого провала в центре широкой линии (с полушириной Γ_{nl}),

при больших Ω это еще более узкий пик, несколько сдвинутый от $\Omega_{\mu} = \Omega$. Этот пик можно использовать в спектроскопии высокого разрешения.

Условие $\Omega_{\mu} = \Omega$ обеспечивает нулевое поглощение при произвольном соотношении напряженностей полей. В этом случае уровень m не заселяется. Населенности зависят от напряженности полей (точнее, от частот Раби). Межуровневая когерентность получается максимальной, поэтому и принято это явление называть когерентным пленением населённостей.

С другой стороны, оптическая накачка была известна еще до изобретения лазера. Это принесло Нобелевскую премию А. Кастлеру [104, 105] Надо отдать должное исследователям КПН, которые указали, что правильный выбор атомных состояний объясняет явление как формирование специфической суперпозиции состояний, не взаимодействующей с полями (так называемое «темное» состояние»).

В работах [96, 155] поведено подробное исследование трехуровневой лямбдасхемы (Л). Система уровней энергии атома, управляемая двумя когерентными полями при условии рамановского резонанса, эволюционирует в непоглощающее собственное состояние гамильтониана, называемое состоянием когерентного пленения населенностей (КПН). Изучены различные факторы, определяющие динамическую эволюцию когерентности и населенностей состояния КПН. Демонстрируется формирование состояния КПН даже при низких интенсивностях источников излучения, хотя для формирования такого состояния требуется гораздо больше времени. Для случая неравных скоростей затухания получается резкий провал в стационарном отклике среды в условиях рамановского резонанса. Орриолс [100] дал теоретическое объяснение явления, используя нелинейные эффекты когерентности и интерференции полей при одновременном возбуждения нескольких энергетических переходов. КПН-состояние широко изучалось с использованием классических полей [100—102, 160, 161], [106], и были явно выведены условия пленения населенности. Влияние различных механизмов релаксации, напряженности возбуждающих полей лазера [101], ширины полосы лазера [102] и т. д. были тщательно проанализированы. Около тридцати лет назад КПН рассматривали в контексте квантованных полей, и были обнаружены некоторые новые свойства [103, 162].

1.3 Атомы щелочных металлов

К щелочным металлам относятся такие химических элементы, как литий (Li), натрий (Na), калий (K), рубидий (Rb), цезий (Cs), и франций (Fr). Вместе с водородом они составляют группу 1, лежащую в s-блоке периодической таблицы Д. И. Менделеева. У всех щелочных металлов один электрон находится на s- орбитали (внешнем энергетическом уровне): эта общая электронная конфигурация приводит к тому, что они имеют очень схожие характеристические свойства. Это семейство элементов также известно, как семейство лития по названию его ведущего элемента.

Bce собой шелочные представляют блестящие, металлы мягкие, высокоактивные металлы при комнатной температуре и давлении и легко отдают свой внешний электрон, образуя катионы с зарядом +1. Все они легко обрабатывают подручными инструментами, благодаря своей мягкости, обнажая блестящую поверхность, которая быстро тускнеет на воздухе из-за окисления атмосферной влагой и кислородом (а в случае лития азотом). Из-за их высокой реакционной способности их необходимо хранить под маслом, чтобы предотвратить реакцию с воздухом, и в природе они встречаются только в солях и никогда в виде свободных элементов. Цезий, пятый щелочной металл, является наиболее реакционноспособным из всех металлов. Все щелочные металлы реагируют с водой, причем более тяжелые щелочные металлы реагируют более энергично, чем более легкие [107].

Атомные часы с газовой ячейкой используют атомные переходы в атомах Cs или Rb для стабилизации частоты кварца. Использование этих двух атомов связано с рядом преимуществ: хотя их частота сверхтонкого расщепления уровней энергии

высока (гигагерцовый диапазон ~6.8, ~9.2ГГц), её можно относительно синтезировать из существующих кварцевых генераторов. Также преимуществом является низкая рабочая температура (температура плавления < 313 К, что обеспечивает высокую плотность паров щелочных металлов при относительно низких температурах ячейки от T_c ~ 323 до 333 К) и доступности лазерных диодов на этих длинах волн (795 нм для Rb и 895 для Cs). Широкое использование часов на атомах Rb с ламповой накачкой связано с тем, что газоразрядные лампы технологически довольно просты в изготовлении. При использовании ламповой естественной смесью Rb излучает на накачки С длинах волн двух распространенных изотопов 85 и 87, поэтому в установку ставят ячейку-фильтр с ⁸⁵Rb и ячейку-анализатор с изотопом ⁸⁷Rb. Стабилизация радиочастоты 6.8 ГГц наблюдения ДРОР В ячейке-анализаторе, производилась С помошью соответствующему расщеплению нижнего энергетического уровня в ⁸⁷Rb.

1.3.1. Цезий

Немецкий химик Роберт Бунзен и физик Густав Кирхгоф открыли цезий в 1860 году только что, для того времени, разработанным методом пламенной спектроскопии. Первые мелкомасштабные применения цезия были в качестве «геттера» в электронных лампах и в фотоэлектрических элементах. В 1967 году, опираясь на доказательство Эйнштейна о том, что скорость света является самым вселенной, международная постоянным измерением BO система единиц использовала две конкретные линии из спектра излучения цезия-133 для определения секунды и метра. С тех пор цезий широко используется в высокоточных атомных часах. С 1990-х годов наибольшее применение этого элемента было в качестве формиата цезия для буровых растворов, но он имеет ряд применений в производстве электроэнергии, в электронике и в химии. Радиоактивный изотоп цезий-137 имеет период полураспада около 30 лет и используется приборах В медицине, промышленных И гидрологии. Нерадиоактивные соединения цезия лишь слегка токсичны, но склонность чистого металла к взрывной реакции при контакте с водой означает, что цезий считается

опасным материалом, а радиоизотопы представляют значительную опасность для здоровья и окружающей среды [108].

Встречающийся в природе стабильный 133 Сs, основным природным источником которого является поллуцит (алюмосиликатный минерал), является редчайшим из щелочных металлов с небольшой экономической ценностью. На сегодняшний день не обнаружено существенной биологической роли цезия [109], хотя его следовые количества присутствуют в большинстве живых организмов [110]. Концентрации природного цезия в различных средах существенно различаются. По данным работы [111], средняя концентрация 133 Сs в различных типах почв колеблется от 0.3 до 25.7 мг на кг массы сухой почвы.133 Сs — единственный стабильный изотоп цезия, однако он существует в различных изотопных формах с атомными массами в диапазоне от 112 Cs до 151 Cs [112]. Всего у цезия 40 изотопов, больше, чем у любого другого химического элемента.

1.3.2. Рубидий

23 февраля 1861 г., всего через несколько месяцев после открытия цезия, Бунзен и Кирхгоф объявили Берлинской академии о существовании еще одного щелочного металла и сообщили среди прочего: «Среди них мы можем особо отметить две замечательные красные линии сразу за фраунгоферовой линией кислородаА или, если угодно, соответствующую ей линию Нα, луч которой расположен на красном краю солнечного спектра. Великолепный темно-красный цвет этих лучей нового щелочного металла побудил нас дать этому элементу имя рубидий и символ Rb от rubidus, который у древних служил для обозначения самого глубокого красного цвета» [113].

Рубидий — химический элемент с символом Rb и атомным номером 37 из группы щелочных металлов. Рубидий, мягкий, пластичный металл серебристобелого цвета, является четвертым по легкости металлическим элементом. Имея температуру плавления 39°C, он может стать жидким при температуре окружающей среды. Металлический рубидий имеет сходство с металлическим
калием и металлическим цезием по внешнему виду, мягкости и проводимости. Рубидий нельзя хранить в атмосфере кислорода, так как это приведет к сильно экзотермической реакции, иногда даже приводящей к возгоранию металла. Рубидий является первым щелочным металлом в группе, плотность которого выше плотности воды, поэтому он тонет, в отличие от металлов, находящихся над ним в группе. Рубидий имеет стандартный атомный вес 85.4678. На Земле природный рубидий состоит из двух изотопов: 72% — это стабильный изотоп ⁸⁵Rb, а 28% слаборадиоактивный ⁸⁷Rb, с периодом полураспада 48.8 млрд лет, что более чем в три раза превышает предполагаемый возраст Вселенной. Немецкие химики Роберт Бунзен и Густав Кирхгоф открыли рубидий в 1861 году вскоре после открытия цезия этим же методом - пламенной спектроскопии. Название происходит от латинского слова rubidus, что означает темно-красный цвет спектра излучения. Соединения рубидия имеют различные химические и электронные применения. Металлический рубидий легко испаряется и имеет удобный спектральный диапазон поглощения, что делает его удобным и распространённым объектом для использования в лазерных установках. Рубидий не является питательным веществом для живых организмов, поэтому они его не разрушают. Однако ионы рубидия обладают такими же свойствами и тем же зарядом, что и ионы калия, и аналогичным образом активно поглощаются и перерабатываются клетками животных [114].

1.4. Структура уровней атомов ⁸⁷Rb и ¹³³Cs

Энергетические уровни для атомов Cs и Rb, линии D1 и D2 показаны на рисунках 1.2 и 1.3. Где F и F` полные атомные угловые моменты основного и возбуждённого состояний соответственно. F = J+I равен сумме полного углового момента электрона и полного ядерного углового момента.



Рисунок 1.2. Энергетические уровни атома ¹³³Cs, квантовое число ядерного спина I=7/2, участвующие в переходах D-линии. Приведённые значения энергии не выполнены в масштабе. Рисунок приводится из справочных материалов Д.А. Стека [115], числовые значения приведены по ссылкам, приведенным в [115, 116].



Рисунок 1.3. Энергетические уровни атома ⁸⁷Rb с квантовым числом ядерного спина I=3/2, участвующие в переходах D-линии. Приведённые значения энергии не выполнены в масштабе. Рисунок приводится из справочных материалов Д.А. Стека [115], числовые значения приведены по ссылкам, приведенным в [115, 116].

1.5. Давление буферного газа и температурный сдвиг

Для расчета сигнала резонанса КПН необходимо рассчитать количество атомов на кубический сантиметр ячейки при известной температуре ячейки. Используя формулу идеального газа и уравнение Антуана, которое является производным от уравнения Клайперона–Клаузиуса, можно рассчитать значение плотности n паров Cs и Rb как функцию температуры [117]:

Из формулы Антуана получаем:

$$P = e^{A} \cdot e^{-\frac{B}{T+C}}, e^{A}$$
обозначим P_{0}
$$n = \frac{P_{0}}{k_{B}T} e^{-\frac{B}{T+C}}$$
1.2

где A, B, C это константы, различные для каждого вещества, значения берут в справочниках, получаются экспериментальным путём.

При взаимодействии лазерного светового поля с атомарным паром атомы могут поглощать фотоны. Полученный спектр поглощения показывает структуру энергетических уровней атома и оптическую плотность атомов в ячейке. Относительная интенсивность прошедшего света экспоненциально зависит от плотности пара и длины пути света через атомный пар, который можно определить по закону Бугера — Ламберта — Бера. Этот закон гласит, что интенсивность падает экспоненциально с расстоянием, пройденным через ячейку (пока не будет достигнуто условие оптического насыщения):

$$I_1 = I_0 e^{-\alpha L}$$
 1.3

I₁ и I₀ — прошедшая и падающая интенсивности соответственно. α — коэффициент поглощения, зависящий от плотности атомов и сечения поглощения щелочного атома σ, L — длина пути света при прохождении через ячейку с парами.

Сдвиги частоты атомных часов с газовой ячейкой могут быть связаны с различными рабочими параметрами: давлением буферного газа в газовой ячейке, температурой ячейки, внешним магнитным полем, световыми сдвигами и т. д. Измерения ЭТИХ параметров, упомянутых выше, вносят свой вклад в нестабильность выходной частоты. Поэтому крайне важно тщательно стабилизировать все эти параметры и найти схему работы часов, которая сводит к минимуму чувствительность выходной частоты к ним.

При наличии буферных газов в ячейке с парами щелочного металла резонанс КПН может смещаться на несколько сотен Гц на 1 Торр, в зависимости от буферного газа. Этот сдвиг давления является комбинированным эффектом нескольких физических взаимодействий. Сверхтонкое расщепление атомов щелочных металлов модифицируется изменением плотности валентных электронов на ядре при столкновении с атомом буферного газа [118]. Это результат действия двух сил: притягивающих дальнодействующих Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий и отталкивающих ближнедействующих сил взаимодействия электронов. Взаимодействия Ван-дер-Ваальса уменьшают электронную плотность в ядре и, следовательно, уменьшают сверхтонкое расщепление. Межэлектронное взаимодействие, по принципу исключения Паули, действует в противоположном направлении: оно увеличивает электронную плотность на ядре и усиливают расщепление. Результирующий сдвиг частоты зависит от состава газа, его плотности и температуры и может быть выражен как [119]:

$$\Delta \nu = \nu - \nu_0 = P_0(\beta + \delta(T - T_0) + \gamma(T - T_0)^2)$$
 1.4

где P0 — давление при эталонной температуре T0 (T0=(298-431 K) [29]), β — коэффициент сдвига давления, а δ и γ — коэффициенты температурного сдвига первого и второго порядка. Показано, что для атомов цезия сдвиг частоты положителен для легких газов (He, Ne, N₂), где преобладают силы запрета Паули. В случае тяжелых газов (Ar, Kr, Xe) частотный сдвиг атомов Cs отрицательный, в основном за счет ван-дер-ваальсовых взаимодействий [120].

Другие сопутствующие явления, такие как изменение состава буферного газа из-за адсорбции, проникновения [121], реакции с примесями, утечек через поры в стекле [122] и т. д., зависят от процессов производства ячеек и в диссертации такие исследования не приводятся. Если газовая ячейка с буферным газом находится при атмосферном давлении (без среды с регулируемым давлением, что иногда имеет место в случае атомных часов), давление буферного газа будет изменяться всякий раз, когда изменяется температура окружающей среды. Этот эффект известен как барометрический эффект [123]. Исследования, приведенные в [123], показали, что часы со стеклянной ячейкой сантиметрового масштаба имеют чувствительность внешнего давления 1.3·10⁻¹³/Торр [123].

1.6 Цезиевые и рубидиевые атомные часы

Cs

Аtomic beam magnetic resonance (caesium, Cs) 1937–1940гг. Атомно-лучевые магнитно-резонансные часы были первыми часами с высокими показателями точности, и они до сих пор используются для международного определения секунды и для многих точных измерений. Эти часы выросли из резонансного метода молекулярных пучков Раби [124–127] для экспериментов по магнитному резонансу, который, в свою очередь, был основан на пионерских исследованиях Дюнуайе 1911 года [126] с помощью молекулярного пучка нейтральных молекул при давлениях, достаточно низких для того, чтобы эффектами столкновений можно было пренебречь.

Начиная с 1956 года в университетах, национальных лабораториях и на предприятиях по всему миру было разработано множество усовершенствований для атомных часов на Cs. Эти улучшения включали эффективное возбуждение среды, более длинные атомные пучки, перевернутые пучки, уменьшенный размер и вес, улучшенные резонаторы, оптическую накачку и выбор состояния лазера. В число организаций, внесших свой вклад в эти разработки, входили NIST (paнee NBS), PTB, NRC, NPL, Bureau de l'Heure, Национальная компания Bomac, Varian, Hewlett-Packard и Frequency&Time Systems. Среди ученых и инженеров, внесших свой вклад, были Моклер, Билер, Барнс, Хельвиг, Вайнленд, Итано, Друллингер, Карташофф, Де Марчи и другие [128].

Rb

В 1958 г. Бендер, Демельт, Робинсон, Дике и другие [127] еще больше увеличили чувствительность и точность Rb-часов с оптической накачкой, используя сверхтонкую фильтрацию для уменьшения влияния нежелательных спектральных линий.

С 1960 г в атомные часы на Rb с оптической накачкой было внесено множество технических усовершенствований, и некоторые стандарты частоты Rb с оптической накачкой были квалифицированы HACA для использования в космических миссиях. Некоторыми из учреждений, участвовавших в этой работе, были Efratom, ITT, Varian, GTC, FRK, STL, General Radio, FRK, EG&G и Frequency & Time Systems, а среди участвующих ученых и инженеров были Arditi, Carver, Andres, Bell, Bloom, Stralemeyer, Джерерт и Райли. Ячейки с Rb с оптической накачкой теперь очень стабильны, с дисперсией Аллана $\sigma_y(\tau)$ 5·10⁻¹⁴ для периодов 10⁵ с и 5·10⁻¹³ для периодов 1000 с. Такие часы Rb с оптической накачкой используются для многих целей из-за их высокой стабильности, низкой стоимости и надежности. Они, например, широко используются в спутниках GPS.

Глава 2. Радиочастотный КПН стандарт частоты

2.1. Квантовый стандарт частоты на основе явления КПН

Квантовые стандарты частоты (КЧС) и атомные часы на их основе активно развиваются более полувека и находят многочисленные применения в прикладной и фундаментальной физике [87]. В прикладной физике КСЧ могут использоваться в спутниковых и инерциальных навигационных системах, системах связи и широкополосном интернете, в интеллектуальных сетях, а также для синхронизации сигналов в таком важном направлении астрономии и астрофизики, как радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой, в результате которой в последние годы был сделан ряд важных научных открытий (см., например, [88]). В фундаментальной физике КСЧ используются для различных точных измерений, например, для изучения фундаментальных констант [129], поиска темной материи [6], релятивистской геодезии [130] и так далее. Помимо метрологических характеристик КСЧ, таких как относительная нестабильность и точность частоты, во многих приложениях также важны размеры, масса и потребляемая мощность всего устройства. Очевидно, что наиболее точными и стабильными являются стационарные лабораторные КСЧ с потребляемой электроэнергией, как правило, намного больше 1 кВт. Наиболее продвинутые версии таких стандартов основаны на лазерном охлаждении атомов и ионов [91, 131, 132]. Разработка мобильных КСЧ важна не только для решения различных прикладных задач, но и для фундаментальной физики. Например, активное изучение влияния гравитации на работу часов земных условиях, предсказываемых общей В теорией относительности, началось с появления первых высокоточных переносных атомных часов на основе СВЧ КЧС с пучком атомов цезия (эксперимент Хафеле -Китинга) [133].

Для наблюдения тёмных резонансов могут использоваться как возбуждения одночастотные магнитооптические схемы среды, так И многочастотные. В последнем случае, обычно используемом в КСЧ, спектр лазерного излучения содержит две оптические частоты ω₁ и ω₂, которые находятся в резонансе с соответствующими дипольными переходами в атомах. В случае с атомами щелочных металлов, у которых имеется только один электрон на внешней оболочке, предпочтительнее использовать D₁ линию для наблюдения резонансов КПН, поскольку в этом случае их контраст значительно выше, чем при использовании D₂ линии [133]. В КСЧ тёмные резонансы наблюдаются при сканировании разности частот $\omega_1 - \omega_2$. А именно, когда эта разность становится близка к микроволновой частоте сверхтонкого расщепления основного состояния в атоме – наблюдается узкий резонанс КПН. Таким образом, используя резонансы КПН, можно стабилизировать микроволновую частоту генератора.

В настоящей главе представлены исследования, направленные на разработку КСЧ на резонансов КПН В основе многочастотном лазерном поле. взаимодействующем с пара́ми атомов ⁸⁷Rb, частота расщепления основного состояния которых примерно равна 6.83 ГГц. Представлен образец миниатюрного КСЧ с итоговым объёмом 60 см³ и энергопотреблением около 300 мВт, а также исследованы его основные характеристики. В частности, относительная нестабильность частоты КСЧ (девиация Аллана) составляет примерно 9×10⁻¹² за 1 с, 3×10⁻¹³ за 1000 с и 1.5×10⁻¹² за 24 ч. По совокупности продемонстрированных характеристик разработанный КСЧ превосходит существующие коммерческие аналоги [134, 135]. КСЧ может быть использован в спутниковых навигационных системах нового поколения с повышенной точностью определения координат и высокой степенью помехозащиты, а также в составе другой прецизионной радиоэлектронной аппаратуры.

2.2 Конструкция миниатюрного квантового стандарта частоты

Функциональная схема КСЧ показана на рисунке 2.1. Она включает в себя лазер с вертикальным резонатором (ЛВР), работающий на длине волны 795 нм, соответствующей D_1 линии ⁸⁷Rb. Лазер снабжён прецизионным источником тока и системой термостабилизации. Выходное излучение лазера линейно поляризовано

и проходит через фазовую четвертьволновую пластинку для получения круговой поляризации. Нейтральный оптический фильтр используется для получения оптимального уровня мощности излучения. Он расположен под небольшим углом к выходному окну лазера для предотвращения обратных отражений в лазер. После этого излучение пропускается через поглощающую ячейку с парами рубидия и буферным газом. Для решения проблемы конденсации металла на окнах ячейки температура ячейки T_c поддерживается больше, чем температура отростка ячейки T_f , в котором находится металлический рубидий.

Поглощающая ячейка имеет систему стабилизации температуры. Вокруг ячейки расположены катушки Гельмгольца для создания однородного магнитного поля, направленного вдоль волновых векторов волн. Это поле расщепляет уровни энергии основного состояния и позволяет наблюдать КПН резонанс, связанный только с магнитными подуровнями с квантовыми числами m_F=0, для которых отсутствует линейный эффект Зеемана. Вместе с тем, эти уровни претерпевают сдвиг квадратичный по магнитному полю, что приводит к соответствующему сдвигу резонанса КПН (частоты часового «0–0» перехода):

$$\Delta v = K_0 B^2, \tag{2.1}$$

где *B* – индукция магнитного поля (в Гс). На основе формулы Брейта-Раби [136] можно показать, что для ⁸⁷Rb коэффициент пропорциональности $K_0 = 2\pi \times 575.14 \ \Gamma \mu/\Gamma c^2$. Величина магнитного поля в нашем случае составляла 100 – 150 мГс.

Для получения КПН резонанса на D₁ линии ⁸⁷Rb предпочтительным является метод с использованием круговой поляризации и поглощающей ячейки с буферным газом.



Рисунок 2.1. Подробная функциональная схема КСЧ на основе явления КПН на D₁ линии ⁸⁷Rb не в миниатюрной сборке. Красными блоками показаны основные части установки.

Структурная схема КСЧ на основе явления КПН ⁸⁷Rb на линии D₁ показана на рисунке 2.1. Основными элементами физической части миниатюрного КСЧ, его частотного дискриминатора, являются последовательно расположенные в оптической схеме диодный лазер с вертикальным резонатором ЛВР, фазовая пластинка $\lambda/4$, ячейка с парами щелочного металла и буферным газом и фотоприемник. Электронная часть стандарта частоты содержит:

—источник питания лазера;

—электронику, обслуживающую поглощающую газовую ячейку с парами рубидия;

—электронный СВЧ блок;

—систему стабилизация частоты лазера по D1 линии ⁸⁷Rb;

---систему стабилизации частоты СВЧ генератора по КПН резонансу.

Источник питания лазера включает в себя: источник тока накачки ЛВР диодного лазера, систему стабилизации температуры ЛВР диодного лазера систему стабилизации мощности лазерного излучения. Длина волны излучения диодного лазера зависит от тока накачки и температуры. Интенсивность излучения ЛВР диодного лазера задается малошумящим источником тока, рабочую температуру ЛВР лазера обеспечивает система стабилизации температуры, исполнительным элементом которой является элемент Пельтье, а термодатчиком – NTC резистор.

Электроника, обслуживающая поглощающую газовую ячейку с парами рубидия, обеспечивает стабилизацию температуры газовой ячейки и питание катушек Гельмгольца, формирующих слабое однородное магнитное поле. Помимо системы магнитных экранов, которыми экранируется от внешних магнитных полей более, чем в 1000 раз. Внутри экранов продольное магнитное поле создается для того, чтобы разделить немагниточувствительный резонанс (зависящий только от квадратичного эффекта Зеемана) и магниточувствительные (которые линейно зависят от эффекта Зеемана) резонансы, которые под действием поля становятся сдвинутыми по частоте. При этом амплитуда резонанса уменьшается, но

результирующая стабильность увеличивается. Эффект Зеемана обусловлен тем, что в присутствии магнитного поля электрон, обладающий магнитным моментом, приобретает дополнительную энергию. Приобретённая энергия приводит к снятию вырождения атомных состояний по полному квантовому числу и расщеплению атомных спектральных линий.

Ячейка помещена в термостат, рабочую температуру которого обеспечивает система стабилизации температуры, исполнительным элементом которой является транзисторный нагреватель, а термодатчиком – NTC резистор. От внешних магнитных полей ячейка защищена магнитным экраном.

Стабилизация оптической частоты диодного лазера осуществляется системой автоматической подстройки частоты по линии D₁ поглощения ⁸⁷Rb. Синусоидальный сигнал частотой 15 кГц поступает на вход управления источника тока накачки диодного лазера, создавая пробную модуляцию оптической частоты. Фотоприемник регистрирует интенсивность луча, прошедшего через газовую ячейку, являющуюся квантовым поглотителем на частоте рабочего атомного перехода. Сигнал фотоприемника поступает на вход системы стабилизации оптической частоты диодного лазера, проходит через полосовой фильтр, настроенный на первую гармонику частоты пробной модуляции, и поступает на вход синхронного детектора. Ко второму входу синхронного детектора, через фазовращатель, компенсирующий набег фазы в оптическом канале, подключен выход модулирующего генератора. Результатом синхронного детектирования является сигнал ошибки, указывающий, насколько необходимо изменить частоту лазера чтобы она совпала с центром линии поглощения смеси газов в ячейке. Для этого сигнал ошибки пропускается через ПИД (пропорционально-интегральнорегулятор, дифференцирующий) определяющий быстродействие системы автоподстройки частоты. С выхода ПИД регулятора сигнал компенсации поступает на температуру лазерного диода. Блок стабилизации частоты лазера по D₁ линии ⁸⁷Rb формирует коэффициент усиления и ширину полосы отработки.

Электронный СВЧ блок содержит генератор на 3.417 ГГц, привязанный по частоте фазовой автоподстройкой (ФАП) к кварцевому генератору, управляемому напряжением (ГУН). Для получения КПН резонанса в ⁸⁷Rb используется СВЧ модуляция частоты лазера на частоте 3.417 ГГц для получения частотных компонент, соответствующих расщеплению нижних энергетических уровней рубидия (лямбда схемы). Модуляция излучения осуществляется путем подмешивания СВЧ в ток накачки диодного лазера через т-образный фильтр Bias-Тее. Электронный СВЧ блок имеет выходной блок для формирования выходного синусоидального сигнала 10 МГц, формирования стандартного импульсного сигнала 1 Гц и информационного обмена с потребителями по стандарту RS-232.

Стабилизация частоты управляемого СВЧ генератора осуществляется системой автоматической стабилизации частоты по резонансу КПН. Выходная частота СВЧ генератора модулируется синусоидальным сигналом частотой 10 кГц. По сигналу ошибки, получаемому в результате синхронного детектирования на модуляционной частоте 10 кГц, сигнала с фотоприёмника, прошедшего через полосовой фильтр, производится подстройка выходной частоты СВЧ генератора. В блоке стабилизации частоты СВЧ по КПН резонансу заданы коэффициент усиления и ширина полосы отработки.

Для получения высокой стабильности миниатюрного КСЧ требуется, чтобы все выходные параметры ЛВР диодного лазера: мощность и частота, были предельно стабильны. Для этого должны быть предельно стабильны ток и температура лазера. Но реально температура стабилизируется не в рабочей области ЛВР лазера, а в точке установки NTC резистора, являющегося датчиком температуры, размещённом на радиаторе лазера. За счет градиентов температур при изменении окружающей температуры или вводимой мощности СВЧ меняется температура внутри ЛВР лазера. Эксперименты показали, что это является основным фактором, дестабилизирующим оптическую частоту лазера. Поэтому ток лазера фиксируется, а управление температурой лазера осуществляет система автоматической подстройки оптической частоты ЛВР диодного лазера по линии D₁ поглощения ⁸⁷Rb.

Для получения резонансных оптических частоты ω_1 и ω_2 в спектре излучения лазера его ток модулируется с частотой 3.417 ГГц, подаваемой от генератора сверхвысокой частоты (СВЧ). При этом частота генератора синтезируется из частоты 10 МГц от термокомпенсированного кварцевого осциллятора (ТСХО). Частоты ω_1 и ω_2 являются боковыми частотами порядков ±1 получающегося частотно-модулированного (ЧМ) излучения лазера.

Система автоматического регулирования, работающая на частоте $\approx 15 \text{ к}\Gamma$ ц, стабилизирует оптическую частоту лазерной генерации по D₁ линии поглощения ⁸⁷Rb. Для получения сигнала ошибки синхронно детектируется первая гармоника модуляции оптической мощности пучка, прошедшего через рубидиевую ячейку. Рабочая частота этой модуляции (15 кГц) выбрана из тех соображений, что на этой частоте как у лазера, так и у элементов электроники обычно отсутствует избыточный фликкер-шум. Управлять частотой генерации лазера можно, изменяя его ток или температуру. Изменения тока по быстродействию во много раз превосходят температурный метод, но с изменением тока в гораздо большей степени меняется выходная мощность лазера, импеданс и модуляционные характеристики. Учитывая эту особенность, отработка сигнала ошибки системы автоматического регулирования осуществляется подстройкой температуры лазера, а пробная модуляция – через ток лазера. Также такой подход компенсирует ошибку, связанную с неточностью измерения температуры диода термодатчиком.

Для стабилизации частоты СВЧ генератора используется метод стабилизации, аналогичный методу Паунда-Древера-Холла, применяемому для стабилизации частоты лазеров в оптическом диапазоне [78]. В этом методе частота модуляции существенно превышает ширину резонанса. В нашем случае используется система автоматического регулирования с модуляционной частотой ≈ 10 кГц при полной ширине на полувысоте (FWHM) наблюдаемого резонанса КПН равной 680 Гц (см. рисунок 2.2). Данный метод обладает рядом достоинств, а

именно, позволяет реализовать максимально возможное быстродействие, выбрать высокую рабочую частоту для улучшения отношения сигнал/шум, а также имеет полосу захвата вплоть до рабочей частоты.



Рисунок 2.2. Контур резонанса КПН в атомах ⁸⁷Rb при сканировании частоты СВЧ генератора около 3.4 ГГц. *U* – сигнал с фотоприёмника. FWHM ≈ 680 Гц, чёрной линией показана экстраполяция функцией Лоренца.

Квантовый дискриминатор, изображённый на рисунке 2.1 для случая использования ⁸⁷Rb, создан на базе шарообразной поглощающей ячейки с буферным газом. В состав его схемы входит:

- Ячейка с парами изотопически чистого рубидия-87 со смесью буферных газов Ar и Ne (P_{Ar}/P_{Ne} =35/65 Topp).
- λ/4 пластинка, при прохождении пластинки излучение от ЛВР с круговой поляризацией попадает в поглощающую ячейку.

— Катушки магнита, который служит для создания, контролируемого по величине и направлению магнитного поля внутри ячейки.

— Магнитных экранов из материала с большим значением статической магнитной восприимчивости (пермаллой марки 79HM), обеспечивающих экранирование ячейки от дополнительных полей окружающей среды, искажающих резонанс и влияющих таким образом на нестабильность системы.

— Системы термостабилизации ячейки, использующей в качестве нагревательного элемента транзистор, что обеспечивает максимальный КПД нагревательного устройства так как транзистор находится на самом нагреваемом теле и передаёт почти всё тепло от себя на нагрев нужного элемента.

— Теплопроводящий контур системы термостабилизации выполнен из пермаллоя и одновременно является первым магнитным экраном. Конструктивно внутри первого магнитного экрана были исключены все элементы, которые могут содержать металлы с остаточной намагниченностью или быть источниками наведенного магнитного поля: транзистор нагрева, фотодиод с усилителем, лазерный диод. Тем не менее, даже с учетом экранирующих свойств пермаллоя, элементы вне первого магнитного экрана выбирались изготовленными из марок, которые не обладают остаточной намагниченностью. Второй внешний экран из пермаллоя создаёт вакуумный объём вокруг поглощающей ячейки. Откачка вакуумного объёма происходит через медную трубку, которую после откачки пережимают. Таким образом, созданная конструкция устраняет теплообмен между нагреваемой поглощающей ячейкой и внешней средой. В качестве материала, поддерживающего первый магнитный экран внутри второго и поглощающую ячейку внутри первого магнитного экрана, а также для изготовления каркаса катушки магнита выбран полиамид, способный работать в вакууме, имеющий небольшой коэффициент теплопроводности $\lambda = 0.14$ BT/M×K, высокие механические свойства и широкий диапазон рабочих температур от минус 250 до плюс 300 °С.

— Полупроводникового лазера с вертикальным резонатором (обозначенного на рисунке 2.1 аббревиатурой VCSEL). Для настройки лазера на длину волны, соответствующую D₁ линии поглощения ⁸⁷Rb, его температура

53

стабилизируется с помощью элемента Пельтье. Многочастотный режим лазера, необходимый для наблюдения КПН резонансов, достигается с помощью модуляции тока лазера на частоте 3.417 ГГц. КПН резонанс в ⁸⁷Rb наблюдается и при использовании линейно поляризованного излучения, но после лазера была установлена $\lambda/4$ пластинка для создания круговой поляризации, которая улучшает соотношение сигнал/шум в сигнале КПН резонанса.

— Фотоприемник (обозначен на рисунке 2.1 аббревиатурой ΦΠ), который служит для регистрации КПН резонансов по сигналу, прошедшему через ячейку. Размер фоточувствительной области фотоприемника должен быть больше, чем размер луча лазера, т.е. > 4 мм². Для получения лучшей стабильности обнаружительная способность фотоприемника должна быть не более 10⁻¹³ Вт/Гц^{1/2}.

— Излучение ЛВР в поглощающую ячейку ОТ подаётся через коллимирующую линзу. С помощью внешнего поляризатора обеспечивается, необходимая регистрации высококонтрастных резонансов для степень поляризованности излучения.

Поглощающая ячейка изготовлена электровакуумного ИЗ стекла, устойчивого воздействию К щелочных металлов имеющего малую И газопроницаемость (например, марки C51-1). Стеклянная ячейка содержит чистый изотоп ⁸⁷Rb и буферный инертный газ (≈ 100 Topp). В отсутствии буферного газа время когерентного взаимодействия атомов рубидия с лазерным полем существенно меньше и равно среднему времени пролёта атомов через пучок, что приводит с существенному уширению резонансов КПН. На рисунке 2.3. представлен внешний вид ячейки и квантового стандарта в целом (без внешнего кожуха).



Рисунок 2.3. Поглощающая ячейка с парами атомов ⁸⁷Rb (слева) и квантовый стандарт частоты на основе явления КПН (справа).

Оптимальность характеристик оценивалась с точки зрения максималь-ного соотношения сигнал/шум, а также минимизации сдвигов, ограничива-ющих долговременную стабильность (сдвига от мощности оптического из-лучения, сдвиг от флуктуации магнитного поля и т.д.).

2.3 Система управления стандартом частоты

Основой системы управления стандартом частоты является ядро, образуемое микроконтроллером, ЦАП и АЦП. В качестве микроконтроллера в макете КСЧ-КПН используется микроконтроллер STM32L436 производства компании ST. Устройства STM32L476хх представляют собой микроконтроллеры с ультранизким энергопотреблением на основе высокопроизводительного 32-битного RISC-ядра ARM® Cortex®-M4, работающего на частоте до 80 МГц. Ядро Cortex-M4 содержит блок вычислений с плавающей точкой (FPU), который поддерживает все инструкции обработки и типы данных вычислений с плавающей точкой одинарной точности ARM. В нём также реализован полный набор инструкций DSP и блок (MPU), который повышает безопасность зашиты памяти приложений. Микроконтроллеры на ядре ARM Cortex выпускаются большим количеством фирм

во всём мире, в том числе выпуск на схожем ядре ARM Cortex-M4F освоен на OAO «НИИЭТ» (К1921ВК01Т); на ядре Cortex-M3, Cortex-M0 - AO «ПКК Миландр». Ключевыми чертами семейства STM32 L4 являются лучшие в классе показатели по потреблению. Помимо высокопроизводительного малопотребляющего ядра микропроцессоры семейства STM32 L4 содержат также широкий набор периферии (встроенные интерфейсы, АЦП, ЦАП) с аналогичными характеристиками, то есть малым потреблением при широком функционале.

Система управления стандартом частоты использует как встроенные АЦП И ЦАП микроконтроллера, так и внешние по отношению к микроконтроллеру. Это сделано для достижения необходимого баланса производительности, точностных характеристик и потребления, а также ввиду большого количества каналов аналогового управления. На функциональной схеме ядро системы управления объединено в один блок для упрощения схемы, поскольку к каждому из периферийных узлов от ядра могут идти как аналоговые сигналы с ЦАП, так и цифровые непосредственно от МК.

Функциональная схема системы управления стандартом частоты приведена на рисунке 2.4. Для наглядности на этой схеме указаны также узлы физического блока и СВЧ-синтезатор.



Рисунок 2.4. Система управления стандартом частоты. Схема функциональная. Используемые сокращения: ЛВР – лазер с вертикальным резонатором, ФД – фотодиод, МС – магнитная система, ИТЛВР – источник тока ЛВР, ИТМС – источник тока МС, ЯСУ – ядро системы управления, МК – микроконтроллер, ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь, АЦП – аналоговоцифровой преобразователь, ТИУ – трансимпедансный усилитель, ПП – преобразователи питания, ИОН – источник опорного напряжения.

Микроконтроллер формирует сигналы управления внешним ЦАП высокого разрешения, выходы которого подключены к входам сумматора сигнала управления источником тока питания ЛВР, управления источником тока питания магнитной системы, напряжения сравнения для системы стабилизации температуры газовой ячейки, входу управления частотой ТКГУН в составе СВЧсинтезатора. Внутренние каналы ЦАП микроконтроллера используются для формирования модулирующих сигналов на частотах F_{m1} и F_{m2} для автоподстроек линии излучения ЛВР на центр допплеровского контура уширения, частоты СВЧ-синтезатора на КПН-резонанс и мощности излучения ЛВР на минимум полевого сдвига.

Сигнал с одного из выходов ЦАП высокого разрешения суммируется с ослабленным сигналом с выхода внутреннего ЦАП, поступает на управляемый напряжением источник тока ЛВР и определяет ток питания ЛВР и его модуляцию.

Аналогично сигнал с другого выхода ЦАП поступает на управляемый напряжением источник тока, который формирует ток питания магнитной системы, предназначенной для получения однородного магнитного поля, необходимого для наблюдения КПН-эффекта.

Один из выходов ЦАП высокого разрешения используется для формирования управляющего напряжения ТКГУН в составе СВЧ-синтезатора.

Один из каналов внутреннего ЦАП используется для формирования модулирующего сигнала на частоте F_{m2}, подмешиваемого к напряжению отработки петли автоподстройки СВЧ-синтезатора.

Температура ячейки стабилизируется программной системой термостабилизации. Исполнительным элементом системы термостабилизации газовой ячейки является нагреватель с силовым каскадом, расположенным в физическом блоке. Датчиком является терморезистор с отрицательным температурным коэффициентом, который смонтирован на поверхности ячейки. Сигнал с датчика усиливается и сравнивается с напряжением на соответствующем выходе ЦАП, определяющем уставку температуры ячейки. Разность напряжений усиливается усилителем, И оцифровывается АЦП, интегрированным В микроконтроллер в составе системы управления. Полученный поток данных обрабатывается микроконтроллером, и формируется сигнал управления током нагревателя.

Микроконтроллер, используемый в системе управления стандартом частоты, наряду с внешней микросхемой АЦП осуществляет аналогово-цифровое преобразование сигналов, реализует весь необходимый объём обработки оцифрованных входных сигналов, формирует последовательности, управляющие работой выходных электронных узлов: ЦАП, СВЧ-синтезатора. Один из универсальных последовательных асинхронных приемопередатчиков микроконтроллера используется для организации обмена с внешним управляющим устройством через программно-совместимый с интерфейсом RS-232 интерфейс UART.

Тактирование микроконтроллера осуществляется от сигнала частотой 10 МГц, поступающего с выхода опорной частоты СВЧ-синтезатора. Также этот сигнал поступает на буфер и делитель на 2, выходные сигналы которых на частотах 10 МГц и 5 МГц соответственно выдаются потребителю.

Температура лазерного диода стабилизируется системой термостабилизации, выполненной специализированной микросхеме термоконтроллера. на Исполнительным термостабилизации элементом системы является термоэлектрический охладитель, на котором смонтирован ЛВР. Датчиком является терморезистор с отрицательным температурным коэффициентом, который смонтирован на общем с ЛВР основании. Обработка сигнала с датчика и формирование тока ТЭО (элемента Пельтье) питания осуществляется термоконтроллером, на вход задания уставки температуры которого подаётся напряжение с отдельного ЦАП в составе системы управления. Использование отдельного ЦАП обусловлено логометрическим способом задания температуры использованного интегрального термоконтроллера и использованием опорного напряжения термоконтроллера в качестве входного для этого отдельного ЦАП.

Модулированное оптическое излучение пропускается через газовую ячейку и попадает на фотодиод. Сигнал с выхода фотодиода поступает на трансимпедансный усилитель и далее оцифровывается АЦП в составе системы

59

управления. Постоянная часть сигнала используется для контроля мощности лазера, поиска рабочей точки на начальном после включения устройства этапе работы. Переменная часть обрабатывается программными цифровыми синхронными детекторами на частотах модулирующих сигналов (тока лазера, частоты СВЧ-генератора) и используется для поиска и привязки частоты СВЧ-генератора к центру допплеровского контура уширения и частоте КПН-резонанса. Поскольку обратная связь осуществляется через напряжение, управляющее частотой ТКГУН, то частота 10 МГц оказывается застабилизированной по частоте КПН-резонанса.

Система управления содержит необходимый набор преобразователей питания, формирующих требуемые вторичные напряжения питания.

Система управления содержит высокостабильный источник опорного напряжения, необходимый для обеспечения долговременной стабильности параметров устройства.

2.4. Спектроскопия резонансов КПН и исследование характеристик КСЧ

2.4.1. Сдвиг резонанса КПН в зависимости от изменения температуры ячейки

Для минимизации сдвига резонанса КПН и, как следствие, частоты выходного сигнала КСЧ, вызываемого изменением температуры ячейки, используется смесь буферных газов Ar и Ne (P_{Ar}/P_{Ne} =35/65 Торр). Известно, что буферные газы, состоящие из лёгких атомов или молекул (например, H₂, N₂, He, Ne) приводят к сдвигу частоты «0-0» перехода в атоме рубидия при увеличении давления и температуры, в то время как тяжёлые буферные газы (Ar, Xe, Kr) приводят к уменьшению этой частоты [137, 138]. Кроме того, эти зависимости нелинейные [139], и можно подобрать такую смесь буферных газов, при которой зависимость сдвига частоты «0-0» перехода от температуры ячейки будет иметь экстремум (см. рисунок 2.5). Вблизи этого экстремума сдвиг частоты «0-0» перехода и, соответственно, резонанса КПН, нечувствителен к малым вариациям температуры ячейки. Эта особенность позволяет улучшить среднесрочную и долгосрочную стабильность частоты КСЧ. Используемая нами пропорция буферных газов позволяет вывести точку экстремума в зависимости $\Delta f(T)$ в район 65 °С, при которой в экспериментах наблюдается максимальное отношение сигнал/шум, что важно для достижения наилучшей кратковременной стабильности частоты КСЧ. Крутизна кривой на рис. 2.5 такова, что при отстройке температуры на 1° С относительный сдвиг частоты составляет $\approx 5.85 \times 10^{-12}$, что можно считать приемлемым значением. Температура, при которой наблюдается минимальный сдвиг частоты *T*_{min}=63.86 (°С).



Рисунок 2.5. Сдвиг частоты резонанса КПН от изменения температуры ячейки.

2.4.2. Сдвиг резонанса КПН в зависимости от изменения СВЧ мощности

Световой сдвиг – это сдвиг атомных энергетических уровней в присутствии лазерного излучения, который связан с динамическим эффектом Штарка, квадратичным напряжённости электрического поля (линейным ПО ПО интенсивности *I*). Для конкретного уровня энергии в атоме этот сдвиг примерно пропорционален отношению І/ю и, следовательно, он зависит не только от оптической отстройки частоты о светового поля от частоты перехода в атоме, но и от её знака. В случае трёхуровневой λ-схемы атомных уровней энергии световое поле, состоящее только из двух спектральных компонент $\omega_1 > \omega_2$ и частотами Раби R_1 и R_2 , вызывает сдвиг частоты всех переходов, но нас интересовал «0-0» переход, который имеет квадратичную зависимость. Согласно простому выражению [140]:

$$\Delta \omega = -\frac{1}{4} \left(R_1^2 - R_2^2 \right) \frac{\Delta_0}{\left(\gamma/2 \right)^2 + \Delta_0^2}, \qquad (2.2)$$

где Δ_0 – отстройка частоты лазерного поля от средней частоты двух переходов ($\omega_1 + \omega_2$)/2, а γ – полная ширина спектральной (оптической) линии перехода с учётом столкновительного уширения.

При использовании многочастотного лазерного поля, как в нашем случае с ЛВР, каждая из спектральных компонент участвует в формировании сдвига частоты «0-0» перехода. Приближённое выражение для сдвига может быть записано в следующем виде для частотно модулированного сигнала [88,139]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{\rm hfs}} = \left(\frac{R_0}{\omega_{\rm hfs}}\right)^2 \left\{ \Theta(m) + \xi(m) \left(\frac{\Delta_0}{\omega_{\rm hfs}}\right)^2 \right\},\tag{2.3}$$

где $\omega_{\rm hfs}$ – частота сверхтонкого расщепления (6.83 ГГц в ⁸⁷Rb), R_0 – частота Раби, одинаковая для двух плеч Λ -схемы и в режиме без СВЧ модуляции лазерного поля. Коэффициенты $\Theta(m)$ и $\xi(m)$ являются функциями индекса частотной модуляции излучения:

$$\theta(m) = J_0^2(m) + (1/2)J_{p/2}^2(m) - 2\sum_{n=1\neq p/2}^{\infty} J_n^2(m) \left(\frac{p^2}{(2n)^2 - p^2}\right),$$
(2.4)

$$\xi(m) = 4J_0^2(m) - 8\sum_{n=1\neq p/2}^{\infty} J_n^2(m) \frac{12n^2 + p^2}{\left((2n)^2 - p^2\right)^3} p^4.$$
(2.5)

В этих выражениях J_i – функции Бесселя первого рода *i*-го порядка, *p* – чётное целое число, определяемое как отношение частоты сверхтонкого расщепления $\omega_{\rm hfs}$ к частоте модуляции лазера $\omega_{\rm m}$. Отметим, что выражение (2.3) не учитывает асимметрию оптического спектра ЛВР, которая часто имеет место из-за паразитной амплитудной модуляции (см., например, [29, 141, 142]).

На рис. 2.6. показана зависимость частоты сигнала на выходе КСЧ от мощности СВЧ генератора в диапазоне подавления исходной мощности аттенюатором от –16 до –1.5 дБ. В точке минимального сдвига частоты КСЧ при изменении СВЧ мощности на 0.5 дБ относительное изменение частоты составляет $\approx 3.2 \times 10^{-12}$. Из графиков также видно, что с уменьшением чувствительности

стандарта к уровню мощности СВЧ падает и чувствительность к изменению оптической мощности (на рисунке 2.6 это изменение эквивалентно выражено через изменение сигнала на фотодетекторе). Поэтому точка минимума на этом графике является рабочей точкой КСЧ.



Мощность СВЧ модуляции (dBm)

Рисунок 2.6. Сдвиг выходной частоты КСЧ как функция мощности СВЧ генератора при разной интенсивности излучения (вольты на фотодетекторе) и разном токе лазера I.

2.4.3 Относительная нестабильность частоты КСЧ и бюджет сдвигов

При увеличении уровня СВЧ сигнала вырастает индекс модуляции *m*, что приводит к падению интенсивности спектральных составляющих, формирующих резонанс КПН. Тем не менее соотношение сигнал/шум изменяется не столь значительно, что приводит к малому различию девиации Аллана за 1 с (см. рис. 2.7). В то же время виден существенный выигрыш в долговременной стабильности

из-за малой чувствительности сдвига частоты резонанса КПН от вариаций мощности СВЧ генератора и оптической мощности лазера.



Рисунок 2.7. Девиация Аллана для разработанного миниатюрного КСЧ на основе резонанса КПН на D₁ линии ⁸⁷Rb. График для режима измерения при максимальной амплитуде резонанса КПН представлен сплошной линией с квадратными символами, а в режиме минимальной чувствительности сдвига резонанса представлен сплошной линией с круглыми символами.

Сдвиги замерялись в двух различных режимах по мощности СВЧ генератора: в режиме максимальной амплитуды резонанса КПН и в режиме минимальной чувствительности сдвига резонанса от вариаций мощности СВЧ генератора. Данные измерений приведены в Таблице 2.1. Таблица 2.1. Бюджет сдвигов частоты сигнала КСЧ (10 МГц), измеренных при двух различных мощностях СВЧ генератора.

Вид сдвига	Стабильность значений в эксперименте	Максимальный контраст резонанса КПН		Минимальная чувствительность сдвига резонанса КПН к вариациям СВЧ мощности	
		Величина сдвига	Вклад в нестабиль- ность часов	Величина сдвига	Вклад в нестабиль- ность часов
Температура газовой ячейки	1 мК	0.1 мГц/К	1×10 ⁻¹⁴	0.1 мГц/К	1×10 ⁻¹⁴
Магнитное поле колец Гельмгольца	10 ⁻⁵ Гс (0.1 мкА)	0.1Гц/Гс	1×10 ⁻¹³	0.1Гц/Гс	1×10 ⁻¹³
Девиация СВЧ модуляции	10 ⁻⁴ дБ/с 10 ⁻² дБ/сутки	66 мГц/дБ	6.6 10 ⁻¹¹	3.4 мГц/дБ	3.4×10 ⁻¹²
Вариация оптической частоты	100 кГц	1×10 ⁻⁶ Гц/МГц	1×10 ⁻¹⁴	1×10 ⁻⁶ Гц/МГц	1×10 ⁻¹⁴
Вариация оптической мощности	4 мВ/сутки	0.045 Гц/В	1.8×10 ⁻¹¹	0.006 Гц/В	2.4×10 ⁻¹²

4. Выводы главы 2

Разработан, создан и исследован физический блок миниатюрного квантового стандарта частоты. Для стабилизации микроволновой частоты генератора стандарта используются нелинейные резонансы когерентного пленения

населённостей (КПН), возбуждаемые в многочастотном поле излучения диодного лазера с вертикальным резонатором (ЛВР). Этот метод возбуждения реперных требующим сигналов является полностью оптическим, не генерации непосредственно микроволнового поля и применения СВЧ резонатора (в отличие, например, от стандартов частоты на основе двойного радио-оптического резонанса). Это позволило достичь компактных размеров (60 см³) и низкого энергопотребления (300 мВт) всего устройства. Экспериментально измерена относительная нестабильность созданного стандарта частоты (девиация Аллана): 9.10^{-12} за 1 сек. усреднения и 3.10^{-13} за 1000 сек., которая является рекордной для стандартов частоты аналогичных габаритов и энергопотребления как среди отечественных, так и зарубежных аналогов. Таких результатов удалось достичь за счет тщательного исследования сдвигов положения КПН резонансов в парах атомов ⁸⁷Rb, а также применения передовых методов подавления и компенсации этих сдвигов, разработанных в ИЛФ СО РАН. Созданный миниатюрный стандарт частоты может использоваться для решения различных важнейших задач науки и техники, например, в системах глобальной спутниковой навигации нового поколения с повышенной точностью, в системах передачи больших потоков данных, разведки полезных ископаемых и других.

В частности, была изучена зависимость сдвига частоты выходного сигнала КСЧ (10 МГц) от мощности генератора СВЧ, производящего модуляцию тока лазера. Полученная зависимость позволила определить оптимальную мощность генератора (индекс частотной модуляции излучения), при которой частота выходного сигнала КСЧ нечувствительно к малым вариациям этой мощности. Также оказалось, что при этой мощности частота сигнала КСЧ имеет слабую чувствительность к вариациям оптической мощности лазерного излучения. Эти исследования позволили получить высокую долговременную стабильность сигнала КСЧ на уровне $\sigma_y \approx 1.5 \cdot 10^{-12}$ за сутки. При этом, итоговая потребляемая мощность всего стандарта находится на уровне 300 мВт при общем объёме устройства около 60 см³. Были также проведены исследования влияния различных

других физических факторов на частоту сигнала КСЧ. Результаты этих измерений были кратко представлены в таблице.

Чтобы оценить уровень разработки на мировом масштабе приведена таблица 2.2 сравнения разработанного миниатюрного КСЧ с мировыми аналогами.

	РФ, ВНИИФТРИ, ИЛФ СО РАН	CIIIA, Microsemi	Китай, ELECSPN	Израиль, AccuBeat
Внешний вид	Карание и Каран		UT ANALASA	The Course of the state of the
Название	КСЧ КПН	SA.3Xm	XHTF1040B	NAC1
Объём, см ³	60	45	63	32
Потребление, Вт	0.3	5	2	1.2
ADEV, 1 c	1.8 ·10 ⁻¹¹	3.0.10-11	3.0 ·10 ⁻¹⁰	$2.0 \cdot 10^{-10}$
ADEV, 100 c	1.5·10 ⁻¹²	8.0 ·10 ⁻¹²	3.0 ·10 ⁻¹¹	2.0.10-11
ADEV, 24 ч	1.5.10-12	2.5.10-11	3.0 ·10 ⁻¹¹	-

Таблица 2.2. Сравнение с коммерческими образцами

Для сравнения разработанного КСЧ с аналогичными коммерчески доступными продуктами рассмотрим два рубидиевых миниатюрных стандарта частоты от известных производителей. В частности, стандарт частоты SA.35m от компании Microsemi имеет кратковременную нестабильность 3×10⁻¹¹ за 1 с,

потребление на уровне 5 Вт при объёме 50 см³ [130]. Другой коммерческий продукт NAC1 от компании AccuBeat Ltd. обладает кратковременной нестабильностью 2×10^{-10} при энергопотреблении 1.2 Вт и объёме 32 см³ [129]. Таким образом, разработанный нами КСЧ по своим характеристикам не уступает коммерчески доступным аналогам, а по некоторым – значительно превосходит их [23]. КСЧ может найти применения в системе спутниковой навигации нового поколения с повышенной точностью определения координат и помехозащитой, в системах связи с большим потоком данных, в астрофизике при создании систем радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой и других системах, где нужна высокая синхронизация сигналов.

Из проведённого сравнения видно, что параметры, характеризующие стабильность частоты миниатюрного квантового стандарта частоты, превосходят или сравнимы с зарубежными аналогами. Правомерен вопрос: благодаря каким факторам получен данный результат. За малые времена измерения результат во многом зависит от отношения сигнал/шум в системе стабилизации частоты управляемого СВЧ генератора по частоте КПН резонанса. Рабочая частота в этой системе выбрана 10 кГц на порядок выше, чем ширина КПН резонанса, обычно другие авторы используют более низкие рабочие частоты. Использовался метод аналогичный методу Паунда-Древера-Холла. Как следует из литературных данных по шумовым характеристикам ЛВР, шумы излучения лазеров падают с частотой, того, данный метод позволяет получить кроме максимально возможное быстродействие, а, следовательно, и наибольший коэффициент подавления возмущений частоты СВЧ генератора. Что касается долговременной стабильности частоты была проведена большая работа по устранению всех факторов, влияющих на сдвиги частоты КПН резонансов:

1) Главной особенностью магнитного экранирования поглощающей ячейки квантового стандарта, отличающей её от аналогичных по назначению систем, является установка первого магнитного экрана по отношению к поглощающей ячейке раньше системы нагрева и термостабилизации. Были исключены все

69

элементы, которые могут содержать металлы с остаточной намагниченностью или быть источниками наведенного магнитного поля: транзистор нагрева, фотодиод с усилителем, лазерный диод. Тем не менее элементы вне первого магнитного экрана выбирались изготовленными из марок, которые не обладают намагниченностью.

2) Тщательный подбор рабочей температуры поглощающей ячейки, поиск температуры при которой наблюдается перегиб сдвига, вызванного столкновениями с буферными газами, наполняющими ячейку.

3) Как об этом говорилось ранее, ток лазера и его температура совместно определяют длину волны и частоту лазерного излучения. Но реально температура стабилизируется не в рабочей области ЛВР лазера, а в точке установки NTC резистора, являющегося датчиком температуры на радиаторе лазера. При изменении окружающей температуры или вводимой мощности СВЧ меняется температура внутри ЛВР лазера, которая должна быть предельно стабильной. Поэтому ток лазера стабилизируется, а управление температурой лазера осуществляет система автоматической подстройки оптической частоты ЛВР диодного лазера по линии D₁ поглощения ⁸⁷Rb.

4) При изменении СВЧ мощности модулирующей ток лазера меняется индекс модуляции частоты лазера, что приводит к изменению полевого сдвига КПН резонанса. Правильный подбор величины модулирующей СВЧ мощности с учетом модуляционных характер конкретного ЛВР позволяет минимизировать данный сдвиг КПН резонанса.

Глава 3 КПН стандарты частоты на ⁸⁷Rb при модуляции лазера на половинной частоте 3.4 ГГц и полной частоте 6.8 ГГц сверхтонкого расщепления основного состояние атома.

В последние годы резонансы когерентного пленения населенностей в атомах щелочных металлов находит широкое применение в различных областях. Одним из важных приложений является миниатюризация атомных часов [88, 138]. Техника с резонансами КПН позволяет существенно уменьшить размеры, мощность и стоимость атомных часов [144, 145]. Во многих часах на КПН эффекте VCSEL модулируется гетеродином (LO) с частотой, равной половине сверхтонкого расщепления атома в основном состоянии. При такой модуляции одномодовый свет лазера становится гребенкой оптических боковых полос. Две боковые полосы первого порядка лазера используются для возбуждения КПН-резонанса. Поскольку частота модуляции равна половине сверхтонкого расщепления атома в основном состоянии, мы называем этот вид модуляции модуляцией на получастоте сверхтонкого расщепления (HBM). Это частота широко используется большинством исследовательских групп. Для сравнения, другим видом модуляции является модуляция на полной частоте сверхтонкого расщепления (FBM), при которой лазер модулируется с частотой, равной сверхтонкому расщеплению основного состояния атома. При такой модуляции несущая и одна из боковых полос первого порядка лазера используются для возбуждения КПН-резонанса [145, 146]. В общем случае кратковременная стабильность любых атомных часов обратно пропорциональна ширине резонансной линии и пропорциональна контрасту регистрируемого сигнала [147]. Долговременная стабильность определяется различными частотными сдвигами.

Исследована зависимость сдвига частоты в случае FBM от важных рабочих параметров, таких как интенсивность света, оптическая расстройка, температура ячейки [148]. Несколько методов компенсации светового сдвига были

продемонстрированы в [142], [149] и ссылки в ней [150]. В этой главе диссертации исследуется модуляция на полной частоте сверхтонкого расщепления для атомных часов на КПН эффекте. И проводится сравнение с частотой модуляции равной половине частоты сверхтонкого расщепления. С этой целью проведено теоретическое и экспериментальное сравнение параметров резонанса КПН, таких как контраст, ширина и световой сдвиг при FBM и HBM.

3.1. Введение и теория

Резонанс когерентного пленения населенностей (КПН) в щелочных атомах широко используется для создания миниатюрных атомных часов [151, 152]. Технология КПН позволяет существенно уменьшить размер, мощность и стоимость атомных часов [153-155]. Во многих КПН часах используется лазер с вертикальным резонатором (ЛВР, VCSEL) [156], ток которого модулируется генератором с частотой, равной половине сверхтонкого расщепления основного атомного состояния. Благодаря этой модуляции одночастотный режим лазера приобретает дополнительные спектральные компоненты - боковые полосы. Две боковые полосы первого порядка лазера используются для возбуждения КПН резонанса по двухфотонной λ схеме. Поскольку частота модуляции равна половине сверхтонкого расщепления атома в основном состоянии, составляющем 6.8 ГГц на линии D1 в ⁸⁷Rb, это случай модуляции на частоте 3.4 ГГц. Такую модуляцию использует большинство исследовательских групп. Другой вид модуляции - это модуляция, при которой ток лазера модулируется с частотой, равной сверхтонкому расщеплению атома в основном состоянии 6.8 ГГц [157, 158]. При такой модуляции для возбуждения КПН резонанса по двухфотонной λ схеме используются несущая и одна из первых боковых полос излучения. Возможно получение КПН резонанса и при других частотах модуляции тока лазера, кратных сверхтонкому расщеплению основного атомного состояния. Однако при увеличении кратности спектр боковых полос разрастается, амплитуды спектральных компонент, участвующих в
двухфотонной λ схеме, падают, а остальные дают подкладку, уменьшая контраст резонанса и увеличивая шумы оптического излучения.

Кратковременная стабильность любых обратно атомных часов пропорциональна ширине резонанса и пропорциональна отношению сигнал/шум, определяемому контрастностью резонанса и шумами оптического излучения. Долговременная стабильность определяется различными частотными сдвигами. Зависимость сдвигов частоты исследуется от рабочих параметров таких, как интенсивность света, величина мощности СВЧ, модулирующего ток лазера, оптическая отстройка ОТ частоты оптического перехода, температура поглощающей ячейки, давление буферного газа в ячейке и внешнее магнитное поле.

В работе приведены результаты исследования параметров резонанса КПН и светового сдвига для случая модуляции тока лазера на частоте 3.4 ГГц и 6.8 ГГц при наблюдении КПН резонанса в ⁸⁷Rb на линии D1.

В КПН-стандартах частоты, поскольку в спектре лазера имеется гребенка оптических боковых полос, общий световой сдвиг должен включать взаимодействие всех компонент оптических частот с двумя переходами. Для простоты можно предлоложить, что J_n (функции Бесселя первого рода) описывают амплитудную модуляцию боковых полос. Когда применяется метод с модуляцией на получастоте сверхтонкого расщепления, результирующий сдвиг выходной частоты составляет [87]

$$\frac{\omega_{LS}}{\omega_0} = \left(\frac{\omega_R}{\omega_0}\right)^2 \Theta$$
, где 3.1

$$\omega_{LS} = \Delta \omega_1 - \Delta \omega_2, \qquad \qquad 3.2$$

$$\Delta\omega_i = \frac{1}{4} |\Delta\omega_{iR}| \frac{\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^{*2}/4},$$
3.3

$$\Theta = J_0^2(m) + \frac{1}{2}J_1^2(m) - \sum_{n=2}J_n^2(m)\left(\frac{2}{n^2 - 2}\right).$$
 3.4

Где Г* — скорость распада возбужденного состояния; ω_{iR} — частота Раби для ω_i — частоты перехода в λ-схеме, подробно описанной в главе 1 данной работы.

В этом расчете предполагается, что Δ намного меньше, чем частота сверхтонкого расщепления основного состояния, ω_0 (3,0 ГГц для ⁸⁵Rb и 6,8 ГГц для ⁸⁷Rb). Существует еще одно приближение, согласно которому расстояние между боковыми полосами $\omega_0/2$ очень велико по сравнению с шириной линии оптического резонанса Г*. При использовании того же метода с полной частотой сверхтонкого расщепления результат становится

$$\frac{\omega_{LS}}{\omega_0} = \left(\frac{\omega_R}{\omega_0}\right)^2 \frac{\Theta}{4}$$
 3.5

Сравнивая уравнение 3.5 с 3.1 мы видим, что сдвиг света при полной частоте составляет всего 1/4 от сдвига при модуляции на получастоте сверхтонкого расщепления. Этот результат можно легко объяснить, так как нерезонансный свет далек от резонанса для модуляции на полной частоте сверхтонкого расщепления. С этой точки зрения световой сдвиг в ⁸⁵Rb почти такой же, как световой сдвиг при модуляции на половине частоты сверхтонкого расщепления в ⁸⁷Rb. Если модуляция на полной частоте сверхтонкого расщепления в ⁸⁷Rb. Если модуляция на полной частоте сверхтонкого расщепления в ⁸⁷Rb. Если модуляция на полной частоте сверхтонкого расщепления в ⁸⁷Rb. Если модуляция на полной частоте сверхтонкого расщепления применить к ⁸⁷Rb, световой сдвиг будет только 1/4 от того, что при модуляции на половине частоты сверхтонкого расщепления [162].

Теоретические расчеты показывают, что при индексе модуляции 2.4 световой сдвиг, определяемый уравнениями 3.1 и 3.2 можно свести к нулю [87, 150]. Однако индекс модуляции в реальной установке изменится через определенное время. Это связано с тем, что импеданс лазера, внешняя температура и ток лазера не могут поддерживаться постоянными. Следовательно, мы не можем удерживать световой сдвиг равным нулю. Из уравнений 3.1 и 3.2 видно, что схема с модуляцией на получастоте сверхтонкого расщепления более чувствительна к малому изменению параметров модуляции. Кроме того, индекс модуляции 2.4 не является хорошим

рабочим параметром так как для некоторых VCSEL атомные часы не работают с этим индексом модуляции.

3.2. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки не миниатюрного образца подробно описана в главе 2 данной работы и представлена на рисунке 2.1. В этой главе не приводится полное описание установки. На рис. 3.1 представлена функциональная схема установки. Опишем вкратце составляющие миниатюрного физического блока с электроникой. Установка включает в себя лазер с вертикальным резонатором (ЛВР), работающий на длине волны 795 нм, соответствующей D₁ линии ⁸⁷Rb. Лазер снабжён прецизионным источником тока и системой стабилизации температуры. Выходное излучение лазера линейно поляризовано и проходит через фазовую четвертьволновую пластинку для получения круговой поляризации. Градиентный нейтральный оптический фильтр используется для модуляции уровня мощности излучения. Он расположен под небольшим углом к выходному окну лазера для предотвращения обратных отражений в лазер. После этого излучение пропускается через поглощающую ячейку с парами рубидия и буферным газом. Для наблюдения поглощения в атомах щелочного металла осуществляется равномерный нагрев ячейки более 50 °C. Из-за конструктивных особенностей, окна ячейка находятся при более низкой температуре. При этом на окнах наблюдается конденсация металла. Для решения этой проблемы температура ячейки $T_{\rm c}$ поддерживается на 5-10 °C больше, чем температура отростка $T_{\rm f}$, в котором находится металлический рубидий. Ячейка по составу смеси использовалась, как и для главы 2 с парами изотопически чистого рубидия-87 со смесью буферных газов Ar и Ne (PAr/PNe =35/65 Topp).



Рисунок 3.1 Схема экспериментальной установки для исследования КПН резонансов D₁ линии ⁸⁷Rb.

На корпусе ячейки расположены катушки Гельмгольца для создания однородного магнитного поля, направленного вдоль волновых векторов волн, которое можно рассчитать по формуле 3.6:

$$\Delta v = K_0 B^2, \qquad 3.6$$

где *В* – индукция магнитного поля (в Гс). На основе формулы Брейта-Раби [19] можно показать, что для ⁸⁷Rb коэффициент пропорциональности $K_0 = 575.14 \,\Gamma \mu/\Gamma c^2$. Величина магнитного поля в нашем случае составляла 100 – 150 мГс.

Для получения резонансных оптических частот для λ схемы двухфотонного взаимодействия v₁ и v₂ в спектре излучения лазера его ток модулировался с частотами 3.417 ГГц и 6.834 ГГц. Для модуляции 3.4 ГГц использовался СВЧ генератор собственной разработки используемый в составе миниатюрных атомных часов, а для 6.8 ГГц был использован генератор ВЧ и СВЧ сигналов Roghde&SchwarzSMA-100B. Частоты v₁ и v₂ являются боковыми частотами порядков ±1 получающегося частотно-модулированного (ЧМ) излучения лазера. При этом частота генератора синтезируется из частоты 10 МГц от термокомпенсированного кварцевого осциллятора (ТСХО).

Система автоматического регулирования, работающая на частоте модуляции тока лазера 15 кГц, стабилизирует оптическую частоту лазерной генерации по D₁ линии поглощения ⁸⁷Rb. Для получения сигнала ошибки синхронно детектируется первая гармоника модуляции оптической мощности пучка, прошедшего через рубидиевую ячейку. Рабочая частота пробной модуляции (15 кГц) выбрана из соображений, что на этой частоте как у лазера, так и у элементов электроники обычно отсутствует избыточный фликкер-шум. Управлять частотой генерации можно, изменяя его ток или температуру. Изменения лазера тока ПО быстродействию во много раз превосходят температурный метод, но с изменением тока в гораздо большей степени меняется выходная мощность лазера, импеданс и модуляционные характеристики. Учитывая эту особенность, отработка сигнала ошибки системы автоматического регулирования осуществляется регулировкой температуры лазера, а пробная модуляция через ток лазера. Также такой подход компенсирует ошибку неточности измерения температуры диода термодатчиком, который располагается не на прямую на диоде, а рядом на радиаторе.

Для стабилизации частоты СВЧ генератора используется метод стабилизации, аналогичный методу Паунда-Древера-Холла, применяемому для стабилизации частоты лазеров в оптическом диапазоне [78]. В этом методе частота модуляции существенно превышает ширину резонанса. В нашем случае используется система автоматического регулирования с модуляционной частотой ≈ 10 кГц при полной ширине на полувысоте (FWHM) наблюдаемого резонанса КПН равной 680 Гц. Данный метод обладает рядом достоинств, а именно, позволяет реализовать максимально возможное быстродействие обратной связи, выбрать высокую рабочую частоту для улучшения отношения сигнал/шум.

Поглощающая ячейка изготовлена из стекла, устойчивого к воздействию щелочных металлов и имеющего малую газопроницаемость (например, марки C51-1). Стеклянная ячейка содержит чистый изотоп ⁸⁷Rb и буферный инертный газ (≈ 100 Торр). В отсутствии буферного газа время когерентного взаимодействия

атомов рубидия с лазерным полем существенно меньше и равно среднему времени пролёта атомов через пучок, что приводит с существенному уширению резонансов КПН.

3.3. Экспериментальное исследование КПН резонансов в ⁸⁷Rb на линии

D1 для случая модуляции тока лазера на частоте 3.4 ГГц и 6,8 ГГц

Основными источниками долговременной нестабильности в миниатюрных КПН часах является чувствительность к следующим параметрам:

- интенсивность оптического излучения,

- мощность СВЧ модуляции,

столкновительный сдвиг от буферных газов при изменении температуры ячейки,

 сдвиг от изменения концентрации атомов рубидия при изменении температуры ячейки,

- сдвиг от магнитного поля в ячейке.

Смена частоты модуляции с 3,4 на 6,8 ГГц сказывается только на первых двух сдвигах, на остальные зависимости не будет влиять способ модуляции [22].

Созданная экспериментальная установка позволяла наблюдать КПН резонансы, производить измерения их параметров и непосредственно по сигналу в системе стабилизации СВЧ частоты определять крутизну частотного дискриминатора, как для случая модуляции тока лазера на частоте 3.4 ГГц так и на частоте 6.8 ГГц. Характерная запись КПН резонанса для случая модуляции на частоте 6.8 ГГц показана на рисунке 3.2, а сигнал ошибки в системе стабилизации СВЧ частоты на рисунке 3.3.



Рисунок3.2. Контур резонанса КПН в атомах ⁸⁷Rb при сканировании частоты СВЧ генератора около 6.8 ГГц. U – сигнал с фотоприёмника. FWHM (ω) \approx 503 Гц.



Рисунок 3.3. Сигнал ошибки в системе стабилизации СВЧ частоты.

Для исследования полевых сдвигов частоты в зависимости от мощности СВЧ модулирующей ток лазера производилась стабилизация СВЧ частоты по частоте КПН резонанса и измерение частоты атомного стандарта относительно частоты

водородного стандарта. Для чего выходные частоты 10 МГц атомного стандарта на базе ⁸⁷Rb и Стандарта частоты и времени водородного Ч1-1007 подавались на Компаратор - анализатор фазовый VCH-323. Ступенчато изменялась мощность СВЧ на каждой ступеньке производилось измерение частоты атомного стандарта на базе КПН резонанса в ⁸⁷Rb на линии D1. На рисунке 3.4 показаны результаты измерений для случая модуляции тока лазера на частоте 3.4 ГГц для двух ЛВР.



Рисунок 3.4. Сдвиг частоты стандарта на базе КПН резонанса в ⁸⁷Rb на линии D1 в зависимости от мощности CBЧ.

Для одного из ЛВР зависимость имеет минимум, который был использован нами ранее [23] для повышения долговременной стабильности частоты атомного стандарта. В этой точке первая производная в зависимости сдвига частоты от мощности СВЧ равна нулю. Для другой серии ЛВР лазеров такой точки не наблюдалось. Чтобы понять в чём отличие лазеров были исследованы спектры лазеров с помощью сканируемого интерферометра с областью свободной дисперсии ~ 40 ГГц. Результаты этих измерений для разной мощности СВЧ модуляции представлены на рисунке 3.5.



Рисунок 3.5. Спектры лазеров: а – №64, b – №66, при различном уровне СВЧ модуляции.

Как показано на рисунке 3.5 спектры имеют боковые полосы, расположенные через интервал равной частоте модуляции. В лазере, для которого наблюдался минимум в зависимости сдвига частоты стандарта от мощности СВЧ, спектр выглядит существенно более симметричным.

Для поиска оптимальных параметров стабилизации КПН резонанс был исследован по двум основным параметрам: крутизна частотного дискриминатора в зависимости от СВЧ мощности и сдвиг частоты атомного стандарта, пересчитанный на 1% изменения СВЧ мощности, построены на рисунке 3.6 для случая модуляции тока лазера на частоте 3.4 ГГц. Сдвиг частоты атомного стандарта от изменения СВЧ мощности на 1% от рабочей величины СВЧ мощности вычисляется через первую производную в любой выбранной рабочей точке, умноженную на 0,01 значения мощности в данной точке. Оптимальной точкой для долговременной стабильности по СВЧ мощности является P = 0.13 мВт, так как при небольшом проигрыше в крутизне дискриминатора наблюдается нулевой сдвиг от СВЧ, что делает стандарт малочувствительным к такому слабо контролируемому параметру как амплитуда выходного сигнала СВЧ осциллятора.



Рисунок 3.6. Измерения для случая модуляции тока лазера на частоте 3,4 ГГц. S - зависимость крутизны частотного дискриминатора от мощности СВЧ – красным цветом. Сдвиг частоты атомного стандарта при изменении мощности СВЧ на 1% – синяя кривая.

Аналогичным образом проведены исследования для случая модуляции тока ЛВР на частоте 6.8 ГГц. Для начала с помощью сканируемого интерферометра наблюдались спектры лазеров для случая модуляции тока на частоте 6.8 ГГц. Распределение амплитуд в спектральных компонентах показаны на рисунке 3.7. Боковые полосы получились почти симметричные.



Рисунок 3.7. Амплитуда боковых полос излучения лазера с модуляцией тока на частоте 6.8 ГГц.

Проводились исследования КПН резонансов и измерения крутизны частотных дискриминаторов для случая модуляции тока лазера на частоте 6.8 ГГц и после обработки всех измерений два основных параметра крутизна частотного дискриминатора полученного на базе КПН резонанса в зависимости от СВЧ мощности и сдвиг частоты атомного стандарта пересчитанный на 1% изменения СВЧ мощности построены на одном графике для случая модуляции тока лазера на частоте 6.8 ГГц и представлены на рисунке 2.8. Нулевого сдвига в зависимости от СВЧ мощности при данном типе модуляции не наблюдалось, поэтому оптимальный режим работы лазера выбирался по максимальной крутизне дискриминатора при СВЧ мощности 2.5 мВт.



Рисунок 3.8. Измерения для случая модуляции тока лазера на частоте 6.8 ГГц. Зависимость крутизны частотного дискриминатора от мощности СВЧ. Сдвиг частоты атомного стандарта при изменении мощности СВЧ на 1%.

Для случая модуляции тока ЛВР на частоте 3.4 ГГц измерения проводились только для тока лазера J=1.3 мА. Для случая модуляции тока ЛВР на частоте 6.8 ГГц измерения выполнены для трёх значений тока лазера J=1.7 мА, J=1.5 мА и J=1.3 мА, так как это новый режим исследования и варьирование параметров обязательное условие поиска оптимального режима. Кроме того, Λ -схема наблюдения КПН резонанса для случая модуляции тока ЛВР на частоте 6.8 ГГц может быть построена по двум вариантам с использованием низкочастотной боковой полосы и центральной полосы генерации лазера и второй вариант с использованием высокочастотной боковой полосы и центральной полосы генерации лазера. Итого получается шесть различных вариантов.

Далее исследовались полевые сдвиги частоты стандарта для случая частоты модуляции 6.8 ГГц. Результаты измерений для всех шести случаев представлены на рисунке 3.9.

84



Рисунок 3.9. Полевые сдвиги частоты стандарта для случая частоты модуляции 6.8 ГГц в зависимости от мощности СВЧ для различных токов лазера. КПН резонанс получался из различных компонент спектра излучения: НЧ – несущая + низкочастотная боковая полоса, ВЧ - несущая + высокочастотная боковая полоса.

Из графиков видно, что сдвиги от мощности СВЧ модуляции существенно меньше при стабилизации за линию поглощения комбинацией несущая + низкочастотная боковая полос (НЧ), а при использовании ВЧ режима наблюдается точка малой чувствительности к изменению тока лазера. Итоговый сдвиг определяется суммарным сдвигом от резонансных и нерезонансных спектральных компонент. В случае для НЧ сдвиги вычитаются друг из друга, а для ВЧ складываются, этим объясняется крутизна сдвиговых характеристик. А в связи с тем, что при изменении тока меняется и индекс модуляции лазера, получается суперпозиция сдвиговых характеристик и точка нулевой чувствительности к току лазера. В то же время стабильность источника тока достаточно хорошо контролируемый параметр, поэтому оптимальным был выбран НЧ режим наблюдения резонанса.

После выбора оптимальных параметров стабилизации был поставлен эксперимент по измерению функции Алана для обоих случаев модуляции (рисунок 3.10). Из графиков видно, что для 6,8 ГГц было получено существенное улучшение за короткие времена ~ $3 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$. Нестабильность за длинные времена объяснялась относительно высокой температурной чувствительностью CBЧ генератора Rohde&Schwarz SMA-100B.



Рисунок 3.10. Результаты по измерению функции Алана для случая модуляции тока лазера на частотах 3,4 (красные квадраты) и 6.8 ГГц (синие треугольники).

4. Выводы главы 3

Проведённые исследования по сравнению параметров КПН резонанса в ⁸⁷Rb на линии D1 для случаев модуляции тока лазера на частоте 3.4 ГГц и 6.8 ГГц показали, что крутизна частотного дискриминатора, полученного на базе КПН резонанса при оптимальной мощности СВЧ в обоих случаях одинакова. Исследования полевых сдвигов стандарта частоты на базе КПН резонансов показали, что в случае модуляции тока лазера на частоте 6.8 ГГц полевые сдвиги в 2÷4 раза меньше. Достигнутый результат по кратковременной нестабильности 3·10⁻¹² за 1с показал перспективность данного подхода для применения в миниатюрных атомных часах. Отличие от теоретического расчёта для выигрыша в 4 раза можно объяснить дрейфом частоты генератора от температуры. Ведётся собственная разработка генератора на 6.8 ГГц и планируется серия экспериментов с нашим устройством. Результаты были опубликованы [163].

Глава 4. Оптические стандарты частоты

4.1. Субдоплеровская спектроскопия

Высококонтрастные субдоплеровские резонансы, наблюдаемые в парах атомов щелочных металлов в поле встречных двухчастотных лазерных пучков, имеют хорошие перспективы в квантовой метрологии для создания миниатюрного оптического стандарта частоты. До недавнего времени наиболее миниатюрные образцы стандартов частоты разрабатывались только для СВЧ диапазона (см. предыдущие три главы). В таких устройствах частота СВЧ-генератора (порядка нескольких ГГц) стабилизируется за счет резонансов КПН. В схеме же, где сканируется оптическая частота излучения, как было показано в работе [83], возможно наблюдение однородно уширенных нелинейных резонансов с весьма высоким контрастом при условии, что разность частот резонансных компонент поля совпадает с частотой сверхтонкого расщепления (≈ 9.2 ГГц в случае с цезием). Причем, в этой же работе было показано, что стандартная техника одночастотных встречных пучков дает субдоплеровские резонансы (резонансы насыщенного поглощения) с большей шириной и гораздо меньшим контрастом, чем двухчастотная техника. В работе [69] была впервые продемонстрирована работоспособность нового метода спектроскопии с применением микроячейки, что открыло путь для разработки миниатюрного КСЧ в оптическом диапазоне.

Единственным серьезным препятствием на пути создания миниатюрного КСЧ на основе предложенной двухчастотной техники была необходимость в использовании ЭОМ. Это устройство использовалось во всех работах, посвященных этому методу спектроскопии как с атомами цезия [69, 70, 71, 72, 83, 84], так и с атомами рубидия [164]. В настоящей главе предложен и исследован способ преодоления этой трудности с помощью прямой СВЧ модуляции тока диодного лазера и применения поляриметрической техники регистрации субдоплеровских резонансов. Однако перед описанием этих исследований вкратце и на качественном уровне опишем физику, лежащую в основе наблюдаемых высококонтрастных резонансов, в основном следуя работам [71, 72].

Здесь, как и в случае с микроволновыми КПН-резонансами, нам поможет трехуровневая спектроскопическая модель атома (Л-схема), представленная на рисунке 4.1. Высококонтрастные субдоплеровские резонансы наблюдаются, когда частота исходного лазерного излучения (частота несущей частоты в спектре, v_0) равна средней частоте двух переходов в Λ -схеме, т.е. $v_0 \approx (v_{31}+v_{32})/2$, где v_{31} и v_{32} – собственные частоты дипольных переходов в рассматриваемой схеме уровней. Можно ввести частотную отстройку следующим образом: $\delta_0 = v_0 - (v_{31} + v_{32})/2$. Как уже было отмечено выше, в экспериментах излучение лазера с частотой v₀ проходит через ЭОМ для получения двухчастотного излучения (боковые полосы +1 и –1 порядка) с частотами v_1 и v_2 . На рисунке 4.1 изображен случай, когда $\delta_0 < 0$, но $\delta_0 \leq \delta_{\text{Dop}}$, где δ_{Dop} есть полуширина доплеровского контура резонансной линии поглощения. При этом встречные пучки вследствие линейного доплеровского эффекта для движущегося атома действуют на разные атомы (с различающимися проекциями скорости и на ось z, вдоль которой направлены волновые вектора волн). Далее в силу того, что выполняется условие $v_1 - v_2 = v_{12}$ (h v_{12} – расстояние между подуровнями основного состояния в Л-схеме), то в каждой из двух скоростных групп атомов образуется некоторое свое состояние КПН (на рисунке 4.1 они обозначены как NC₁ и NC₂) [69]:

$$|\operatorname{NC1}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|1\rangle - e^{ik_{12}z} |2\rangle \right) \tag{4.1}$$

$$|NC2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|1\rangle - e^{-i(k_{12}z + \alpha_{12} + 2\beta)} |2\rangle \right)$$
 (4.2)

Здесь $k_{12} = k_1 - k_2$ есть разность волновых чисел двух спектральных компонент поля, $\alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2$, где $\alpha_{1,2}$ есть фазы каждой из встречных волн (см. рисунок 4.16) по отношению к фазам волн, бегущих по оси *z* (рисунок 4.1*a*), β – угол между линейными поляризациями встречных пучков. Угловые скобки |... в (4.1) и (4.2) обозначают кет-векторы Дирака. Находясь в любом из «темных» состояний |NC1 или |NC2, атом не рассеивает фотоны из резонансного лазерного поля [7]. Таким образом, вдали от субдоплеровского резонанса (δ₀≠0) суммарное поглощение лазерного поля в ячейке невелико. Можно сказать, что среда просветляется за счет явления КПН.



Рисунок 4.1. Л-схема атома [69], взаимодействующая с лазерным полем встречных двухчастотных пучков, распространяющихся вдоль оси *z*. Частота лазерного поля предполагается отстроенной от центра субдоплеровского резонанса. (а) Пучок, взаимодействующий с группой атомов с проекцией скорости на ось *z*, равной – υ, (б) пучок, взаимодействующий с группой атомов с проекцией скорости + υ.

При $\delta_0 \approx 0$, т.е. вблизи с центром субдоплеровского резонанса, оба встречных бихроматических пучка находятся в резонансе с одними и теми же атомами в газе, что приводит к своего рода «конкуренции» различных состояний КПН (|NCl) и $|NC2\rangle$). При использовании параллельных линейных поляризаций встречных пучков эти состояния одинаковы, то есть формируется некоторое единое состояние КПН. И, наоборот, при ортогональных линейных поляризациях состояния КПН для двух встречных пучков сильно отличаются — они взаимно ортогональны:

⟨NC1|NC2⟩=0. Это приводит к отсутствию какого-либо явления КПН вообще и, следовательно, к резкому увеличению поглощения. Таким образом, при ортогональных линейных поляризациях встречных пучков вместо обычного резонанса насыщенного поглощения в виде пика в пропускании среды образуется резкий провал (пик в поглощении). С ростом интенсивности лазерного поля бо́льшая доля атомов накачивается в состояние КПН на крыле резонансной кривой, что приводит к резкому росту амплитуды и контраста субдоплеровского резонанса [67, 81].

4.2. Описание экспериментальной установки и метода измерения

В настоящей работе мы рассмотрим описанную выше двухчастотную спектроскопию атомов цезия С использованием трех разных способов формирования лазерного возбуждения: (1)с поля для ИХ внешним электрооптическим модулятором (ЭОМ) и DBR-лазером, когда образуются только две частотные компоненты поля ω_1 и ω_2 , (2) DBR-лазером с CBЧ модуляцией тока и (3) VCSEL-лазером с СВЧ модуляцией тока. В последних двух случаях спектр лазерного излучения помимо двух резонансных компонент ω₁ и ω₂ содержит также нерезонансные компоненты (несущую частоту и боковые полосы более высоких Отметим, порядков). что перспективными с точки зрения разработки миниатюрного оптического КСЧ являются способы возбуждения (2) и (3) из-за малых габаритов оптической схемы.

Возбуждение резонанса требует оптических спектральных компонент, разнесенных по частоте на величину расщепления нижних энергетических уровней основного состояния атомов цезия, равную ~9.2 ГГц. Создание таких компонент с помощью внешнего ЭОМа возможно только при использовании волоконных модификаций модулятора. Использовался волоконный ЭОМ со встроенным двухплечевым интерферометром Маха-Цендера. Разностная длина плеч интерферометра позволяла получить на выходе ЭОМа оптический спектр состоящий всего из двух компонент с разностной частотой 9.2 ГГц. Несмотря на то что такое решение даёт наилучшее спектральное распределение для наблюдения резонанса, габаритные размеры волоконных ЭОМов не позволяют использовать их в миниатюрных схемах. В работе была поставлена задача компактификации схемы, для этого надо исключить ЭОМ из установки и использовать прямую модуляцию DBR-лазера.

Была рассмотрена возможность использования прямой модуляции тока лазерного диода с распределенным брэгговским отражателем (DBR) для создания необходимого двухчастотного режима возбуждения атомов. От результатов изучения вопроса о прямой модуляции DBR лазера ожидалось, чтобы полученные параметры были сравнимы с параметрами, полученными с ЭОМом в схеме.

Для получения спектральных компонент необходимых для наблюдения КПН эффекта ток лазера нужно модулировать на частоте 9,2/п ГГц, где n – целое число, используя гармоники спектра n-го порядка. Так как амплитудно-частотная характеристика типичного DBR лазера не позволяет модулировать его на CBЧ частотах из-за большой ёмкости полупроводниковой структуры, было проведено исследование на возможность модуляции с коэффициентами n=2 и n=4. Один из типичных исследуемых спектров, получаемый при модуляции тока DBR лазера на частоте 2.3 ГГц для CBЧ мощности -17 dBm, представлен на рисунке 4.2, видно, что спектральные компоненты (боковые полосы) уже третьего порядка не различимы для малых индексов модуляции. Зависимости для разных спектральных составляющих показаны ниже на рисунках 4.7 и 4.8.



Рисунок 4.2. Спектр DBR лазера при модуляции тока с частотой 2.3 ГГц для СВЧ мощности -17 dBm.

Экспериментальные установки изображены на рисунках 4.3 и 4.4. Части установок были подобными, изменился метод регистрации сигналов в установке на рисунке 4.4. Излучение из DBR-лазера, проходя через два изолятора Фарадея, попадало в оптическое волокно. Два оптических изолятора понадобилось для того, чтобы убрать обратные отражения в лазер, который сильно влияли на резонанс. Для схемы с волоконным ЭОМом вместо обычного волокна, которое соединяется части установки и формирует пучок для DBR лазера подключается ЭОМ и усилитель СВЧ сигнала 30дБ. После волокна пучок проходит через нейтральный фильтр, которым изменялась оптическая мощность и затем ячейку с парами Cs и, отражаясь от зеркала, вновь проходя через $\lambda/4$ пластинку и ячейку, отражается в фотоприёмник. В итоге в ячейку проходят два встречных пучка с разной поляризацией (отличающейся на 90°)

Структура установки схематично изображена на рисунке 4.3, где PBS – Polarizing Beamsplitters (Поляризационный светоделитель), НФ – нейтральный

фильтр, ФД – фотодетектор. Для обеспечения нужного индекса модуляции СВЧ сигнал модуляции проходил через усилитель 30дБ и подавался на лазер.



Рисунок 4.3. Схема экспериментальной установки. PBS – поляризационный светоделитель, НФ – нейтральный фильтр, ФД – фотодетектор.

Схема с двухчастотной спектроскопией, в которой для генерации боковых полос модуляции используется либо ЭОМ либо прямая модуляция тока DBRлазера представлена на рисунке 4.4. ЭОМ добавляет установке очень большие габариты. Поэтому началась работа по проведению серии экспериментов по удалению ЭОМа из схемы и использованию прямой модуляции тока DBR для получения таких же хороших результатов. Но при прямой модуляции есть много боковых полос, которые ухудшают контраст и добавляют шум.

Для решения этой проблемы возникла идея использовать схему с дифференциальной регистрацией резонансов (рисунок 4.4), в которой вычитаются все нерезонансные боковые полосы (шумы лазера) и увеличивается отношение сигнал/шум. Кроме того, это вычитание помогает уменьшить амплитудный шум (RIN), поскольку он одинаков на обоих каналах балансного фотодетектора.



Рисунок 4.4. Схема с дифференциальным приёмом сигналов. PBSполяризационные светоделители, НФ – нейтральный фильтр, ФД-фотодетектор

Установка на рис. 4.4 отличается от 4.3 тем, что для получения сигналов используется конфигурация оптической схемы с разделением излучения накачки и пробной волны. При этом пробная волна имеет линейную поляризацию под углом 45 градусов к поляризации волны накачки. Если рассматривать пробную волну как суперпозицию двух линейно поляризованных волн с поляризацией ортогональной и параллельной накачке, то согласно п.4.1 мы получаем два вида резонансов: в параллельной поляризации формируется обычный резонанс просветления среды за счет эффекта насыщенного поглощения, а в ортогональной - КПН резонанс поглощения из-за взаимного разрушения КПН эффекта для атомов, резонансно взаимодействующих сразу с обеими встречными волнами. Разделив в оптической схеме пробную волну на две с помощью призмы Волластона и вычитая

получившиеся пучки на дифференциальном фотоприемнике в результирующем сигнале, мы смогли убрать допплеровский контур линии поглощения, увеличив в то же время полезный субдоплеровский резонанс, т.к. в разных каналах они имеют противоположный знак.

4.3 Полученные результаты

На рисунках 4.5 и 4.6 представлены типичные виды контуров субдоплеровских при разных температурах ячейки. Рисунок 4.5 резонансов получен В экспериментальной установке с ортогональными поляризациями в пробной и накачивающей волнах (см. схему на Рис.4.3). Видно, что при уменьшении температуры ячейки контраст доплеровского контура поглощения падает, а контраст субдоплеровского резонанса растёт до достижения оптимальной величины при температуре 55 градусов. Это происходит из-за того, что при повышении температуры ячейки эффект КПН уменьшается так как увеличивается концентрация и скорость атомов в ячейке, следовательно, столкновительные эффекты уменьшают время жизни атома в когерентном состоянии. На Рисунке 4.6 показаны резонансы при дифференциальной схеме регистрации сигналов. Здесь так же можно заметить изменение контраста от температуры поглощающей ячейки. На графиках видно преимущество дифференциальной схемы, выражающееся в отсутствии доплеровских контуров линии поглощения, что должно приводить к большей прецизионности при дальнейшей стабилизации оптической частоты за центр резонанса.



Рисунок 4.5. Внешний вид резонансов при различных температурах ячейки



Рисунок 4.6. Внешний вид резонансов при различных температурах ячейки после дифференциальной регистрации сигналов

На рисунках 4.7 и 4.8 представлены зависимости амплитуд разных спектральных составляющих для DBR лазера и двух частот модуляции тока ~ 2.3 ГГц и ~ 4.6 ГГц в зависимости от мощности модулирующего СВЧ сигнала.

Из графиков можно сделать вывод (см. рисунки 4.7, 4.8), что при использовании модуляции на 2.3 ГГц боковые полосы второго порядка, разнесенные на 9.2 ГГц, имеют сравнимую амплитуду относительно случая с модуляцией на 4.6 ГГц и имеет перспективы в плане получения хороших результатов. Однако амплитуды боковых полос более высокого порядка существенно меньше и использование более низких частот модуляции не эффективно. Также высокая эффективность при модуляции на частоте 4.6 ГГц позволила наблюдать упрощенную картину контуров поглощения, получаемых при сканировании частоты лазера. В связи с этим в дальнейших исследованиях использовалась именно эта частота модуляции.



Рисунок 4.7. Распределение амплитуд спектральных составляющих для модуляции на частоте ~2.3 ГГц.



Рисунок 4.8. Распределение амплитуд спектральных составляющих для модуляции на частоте ~4.6 ГГц.

Так как при прямой модуляции тока DBR лазера в спектре излучения образуются дополнительные компоненты, не участвующие в формировании резонанса, но добавляющие шумы в сигнал с фотоприемника, в работе было предложено использовать схему с дифференциальной регистрацией резонансов. В такой схеме все нерезонансные боковые полосы вычитаются, что помогает уменьшить амплитудный шум (RIN), потому что он одинаковый на обоих каналах балансного фотодетектора.

Экспериментальные зависимости параметров качества, амплитуды и ширины нелинейных оптических субдоплеровских резонансов в схеме с ЭОМ (рисунки 4.9, 4.10) и с прямой модуляцией (рисунки 4.11, 4.12) DBR лазера получились сравнимые по параметрам, что является перспективным в дальнейших исследованиях и создании миниатюрного оптического стандарта частоты. На рисунке 4.9 представлены зависимости параметра качества от оптической мощности для трёх разных температур ячейки, сигнал получен в схеме с дифференциальной регистрацией резонансов. На рисунке 4.10 представлены зависимости параметра качества от оптической мощности для трёх разных температур ячейки. Параметр качества Q рассчитывался как отношение амплитуда/ширина резонанса к шуму. Шумы лазера снимались на Stanford research systems SR1 Audio Analyzer для каждого из значений оптической мощности, падающей в ячейку.



Рисунок 4.9. Зависимость параметра качества для трёх температур ячейки для схемы с ЭОМом при дифференциальной регистрации сигналов.



Рисунок 4.10. Зависимость параметра качества для трёх температур ячейки для схемы с ЭОМом.

Для схемы с дифференциальной регистрацией сигналов параметр качества больше почти в два раза.

На рисунках 4.11 и 4.12 представлены те же зависимости, что на 4.9 и 4.10 только для прямой модуляции DBR лазера на частоте ~ 4.6 ГГц. Рисунок 4.11 для схемы с дифференциальной регистрацией резонансов.



Рисунок 4.11. Зависимость параметра качества для трёх температур ячейки для схемы с прямой модуляцией при дифференциальной регистрации сигналов.

100



Рисунок 4.12. Зависимость параметра качества для трёх температур ячейки для схемы с прямой модуляцией.

Исследование для VCSEL и DBR лазера проводилось для нескольких значений температур поглощающей ячейки с ¹³³Cs в зависимости от оптической мощности, которая изменялась перед входом в ячейку различными нейтральными фильтрами, установленными перед ячейкой.

Для схемы с волоконным ЭОМом вместо обычного волокна, которое соединяет части установки и формирует пучок для DBR лазера подключается ЭОМ и усилитель для него.

Проведено наблюдение эффекта пространственных осцилляций амплитуды резонанса в многочастотном лазерном поле. На рисунке 4.13 изображён график амплитуды резонанса в зависимости от изменения разности фаз СВЧ модуляции 9.2 ГГц для встречной и обратной волны. Изменения фазы получилось добиться с помощью зеркала, отражающего пучок обратно в ячейку, т.е. формирующее встречную волну. Зеркало установлено на подвижную платформу. Таким образом на графике отмечена зависимость величины амплитуды резонанса от смещения зеркала от начального положения. Период колебаний амплитуды получился равным ~16 мм. Приведём расчёт длины волны разности фаз СВЧ модуляции:

$$\lambda = \frac{c}{2 \cdot f} = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 4.596 \cdot 10^9} = 32 \,\mathrm{MM}$$
 4.3

Удвоенное значение частоты модуляции используется из-за того, что у нас при формировании резонанса работают боковые полосы первого порядка.

Расчётный период разности фаз СВЧ модуляции встречных волн получился равным 32 мм по формуле 4.3, а из-за того, что оптический путь изменяется в два раза больше при обратном отражении от зеркала, это соответствует перемещению координаты зеркала на 16 мм.

Резонанс в поглощении, обусловленный взаимодействием перемещающихся поперек луча атомов сразу с двумя встречными волнами, меняет амплитуду из-за изменения степени взаимного влияния КПН состояний в ортогональных поляризациях встречных волн. В результате управляя фазой СВЧ модуляции с помощью координаты зеркала можно уменьшить суммарный КПН эффект, увеличив таким образом амплитуду оптического резонанса.



Рисунок 4.13. Изменение амплитуды резонанса DBR лазера с зависимости от положения зеркала.

Видно, что на всём периоде амплитуда резонанса изменяется более, чем в два раза, что является очень полезным результатом исследования это важно, например, для максимизации контраста нелинейного резонанса, благодаря которому получится достичь лучших результатов по нестабильности при создании оптического стандарта частоты. Ошибку, связанную с тем, что амплитуда резонанса не вернулась на начальный уровень мы связываем с методикой измерений, погрешностью на 15-20% и тем, что при перемещении зеркала могло происходить рассогласование встречных пучков в ячейке.

Также важным пунктом исследований было изучение зависимости параметра качества, амплитуды и ширины нелинейных оптических субдоплеровских резонансов в многочастотном поле для диодного лазера с вертикальным резонатором (VCSEL) и сравнение с результатами, полученными с DBR лазером. Результаты работы представлены на рисунках 4.14-4.16. На рисунке 4.14 представлена зависимость амплитуды резонанса от оптической мощности. Можно заметить, что оптическая мощность, попадающая в ячейку, от VCSEL меньше, чем у DBR лазера почти на два порядка. На рисунке 4.15 изображена зависимость полной ширины на полувысоте (FWHM) от изменения оптической мощности на входе в ячейку. Полученные зависимости по характеру поведения совпадают с этими же параметрами у DBR лазера. Ширина резонанса при возбуждении VCSEL лазером существенно больше, так как определяется шириной спектра самого лазера превышающей ширину резонанса. В то же время малая мощность лазера обеспечивала малый контраст резонанса.



Рисунок 4.14. Амплитуда резонанса VCSEL в зависимости от оптической



Рисунок 4.15. Полная ширина на полувысоте (FWHM - full width at half maximum) резонанса VCSEL в зависимости от оптической мощности.

Параметры для разных температур присутствуют не для всех значений мощности, так как с уменьшением мощности резонанс практически пропадал, изза чего сложно было оценивать его параметры. Параметр качества для VCSEL представлен на рис. 18.



Рисунок 4.16. Фактор качества для VCSEL в зависимости от оптической мощности.

В итоге, при сравнении параметров качества для VCSEL (рисунок 4.16) и DBR лазера видно, что у VCSEL он почти на два порядка меньше. Для обоих лазеров параметры строились от значений оптической мощности, а не плотности мощности, можно заметить, что при значительном отличии в мощности размеры пучков были практически одинаковыми. Для дальнейшего использования в стандарте и измерения световых сдвигов использовался DBR-лазер, так как с VCSEL не получилось сравнимых результатов.

4.4. Измерение световых сдвигов субдоплеровских резонансов в многочастотном поле накачки.

Как известно определённые режимы генерации многочастотного поля ЛВР при наблюдении микроволновых резонансов когерентного пленения населённостей (КПН) в атомах щелочных металлов могут быть использованы для минимизации или подавления влияния светового сдвига на положение реперного резонанса. Мы исследуем этот вопрос для оптического резонанса в предлагаемой в многочастотной схеме наблюдения для микроячейки с парами атомов цезия.

Была выполнена теоретическая оценка сдвига нелинейного резонанса в зависимости от интенсивности лазерного поля, чтобы определить примерную область параметров эксперимента, где этот сдвиг минимален или где минимальна чувствительность положения субдоплеровского резонанса к вариациям оптической мощности (или мощности СВЧ генератора, от которой зависит индекс модуляции).

Опишем основные этапы расчёта для статического эффекта Штарка.

Эффект Штарка в слабом постоянно электрическом поле детально исследован экспериментально и описан теоретически.

Если состояние атома не вырождено, то его энергия во внешнем поле:

$$E_n(F) = E_n + \delta E_n(F) \tag{4.4}$$

F – напряжённость электрического поля, δE_n(F) – приобретённая атомом дополнительная энергия в постоянном электрическом поле (E_n – отрицательная энергия электрона, связанного в атоме)

α_{nlm} – статическая поляризуемость атома в состоянии с определёнными квантовыми числами. Дополнительная энергия атома определяется как:

$$\delta E_{nlm}(F) = -\frac{1}{2}\alpha_{nlm}F^2 \qquad (4.5)$$

По теореме Вигнера-Эккарта [161] статического штарковского сдвига от магнитного квантового числа т:

$$\delta E_i(F) = F^2 \sum_{k \neq i} \frac{|z_{ik}|^2}{\omega_{ik}} \qquad (4.6)$$

 $z_{ik}, \, \omega_{ik} = E_i - E_k - матричные элемент координаты и разность невозмущённых энергии$

$$\delta E_i(F) = -\frac{1}{2} \left[\alpha_S^{nl} + \alpha_S^{nl} \frac{3m^2 - j(j+1)}{j(2j-1)} \right] F^2$$
(4.7)

α_s, α_t – скалярные статические поляризуемости. Выражение для статического сдвига штарка. j – угловой момент состояния i.

При экспериментальном измерении следует помнить, что измеряется не штарковкий сдвиг конкретного уровня, суммарный эффект изменения энергии перехода.

В общем случае реальных атомов задача о возмущении определённых состояний может быть решена только численно и приближённо с учётом конечного числа состояний. Для динамического эффекта статическая поляризуемость заменяется динамической. Применение теоремы Вигнера-Эккарта приводит к явной зависимости динамической поляризуемости от магнитного квантового числа.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 4.17-4.18:





Рисунок 4.18. Результат численного расчёта сдвига от различной рамановской отстройки.

Видно, что характер поведения сдвига различен в зависимости от рамановской отстройки и в зависимости от оптической мощности (при фиксированной рамановской отстройке). Суммарный сдвиг - это конкуренция этих зависимостей, что и проявляется в экспериментах в виде сильно нелинейной кривой с экстремумом (или несколькими экстремумами).

Рис 4.18 — результат расчёта в том приближении, когда учитывается только [166]. скалярная поляризуемость уровней энергии Расчёт производился следующим образом. В оптические (обобщённые) уравнения Блоха (уравнения на матрицу плотности атома), учитывающие реальную структуру уровней энергии в атоме цезия (то есть полную зеемановскую структуру), искусственно вводились слагаемые, ответственные за динамический штарковский эффект (световой сдвиг). Потом система решалась численно и исследовался субдоплеровский резонанс сдвиг его вершины и асимметрия формы. Из этой информации рассчитывался сдвиг сигнала ошибки после синхронного детектора сигналов. Этот сдвиг и изображён на рисунке 4.17-4.18 Видно, что он зависит от интенсивности нелинейным образом, как и в экспериментах. Расчёты не полностью повторяют эксперименты, но основные эффекты, за счёт которых возникает нелинейность, отображают (т.к. можно было бы ожидать линейного характера сдвига). Такое нелинейное поведение может быть объяснено тем, что при изменении сдвига уровней при вариации оптической мощности так же изменяется и рамановская (двухфотонная) отстройка, которая сама по себе, как показывают расчёты, способна приводить к сдвигу сигнала ошибки синхронного детектора. Таким образом, суммарный эффект от ненулевой рамановской отстройке и непосредственно от штарковского сдвига уровней и даёт сложную зависимость сдвига сигнала ошибки от оптической мощности излучения (рис. 4.21-4.22).

В ходе работы сложность разработанной установки не позволила воспроизвести её в двойном экземпляре. Поэтому для оценки сдвигов ранее предполагавшийся метод биений между двумя идентичными системами был заменен на метод измерения сдвига частоты субдоплеровского резонанса в измерительной ячейке относительно реперной.

Проанализировано поведение светового сдвига при разных оптических мощностях и температуре поглощающей ячейки.
Для построения оптической схемы был выбран DBR тип лазера, так как данные лазеры сочетают в себе малые габариты <1мм³, достаточно высокую выходную мощность >40 мВт, относительно узкую для полупроводниковых лазеров ширину линии < 1МГц, и возможность прямой модуляции до гигагерцовых частот. Излучение DBR лазера обладает существенной астигматичностью в связи с конструкцией резонатора. Для получения гауссова профиля пучка излучение было пропущено через оптоволокно (Рис.4.19).



Рисунок 4.19. Схема экспериментальной установки для измерения сдвигов.

Наблюдение субдоплеровских резонансов происходило схеме В co встречными пучками ортогональной поляризации. При этом за счет КПН эффекта в многочастотном оптическом поле резонансы приобретают знак инверсный относительно широко известных резонансов насыщенного поглощения. Была построена схема, показанная на рис. 4.19. с четвертьволновой пластинкой и отражаемого обратным отражением пучка накачки, в дальнейшем поляризационным разделителем пучка на фотоприемник. В ходе эксперимента

обнаружилась высокая чувствительность лазера к обратным отражениям, в следствии чего нам пришлось установить два изолятора Фарадея для их подавления.

В данной работе использовались две схемы создания многочастотного излучения: схема с прямой модуляцией тока лазера и схема с волоконным электрооптическим модулятором (ЭОМ), устанавливаемым вместо оптоволокна с сохранением поляризации (см. Рис.4.16). В схеме используются две ячейки с парами ¹³³Cs, которые находятся в корпусах, включающих в себя систему магнитных экранов, катушки Гельмгольца для формирования продольного магнитного поля и системы термостабилизации ячейки, использующей в качестве нагревательного элемента транзистор, что обеспечивает максимальный КПД нагревательного устройства.

Сигналы после ячеек поступали на фотоприёмники, после чего с помощью синхронных детекторов формировались сигналы ошибок. При модуляции частоты лазера через его ток в мощности оптического сигнала присутствует линейный отклик дающий сдвиг на выходе синхронного детектора. Поэтому синхронное детектирование производилось на третьей гармонике модулирующего сигнала для того чтобы исключить влияние флуктуаций мощности лазерного диода на стабильность оптической частоты. Сигнал ошибки после одного из детекторов (inloop-Lock-in) использовался для стабилизации частоты лазера. Сигнал после второго (measure-Lock-in) использовался для измерения величины сдвига резонанса.

Интенсивность излучения перед одной из ячеек изменялась с помощью набора нейтральных фильтров, что приводило к исследуемому сдвигу субдоплеровского резонанса и, соответственно к сдвигу частоты лазера, стабилизированного по этому резонансу. Величина сдвига центра резонанса в первой ячейке измерялась по сигналу ошибки на резонансе во второй (реперной) ячейке (рис. 4.19), где интенсивность в ходе эксперимента не изменялась. Формирование сигналов стабилизации и анализа центра резонанса проводились методом синхронного детектирования резонанса. Сдвиг резонансов между ячейками вычислялся из измеренного уровня сигнала ошибки реперного резонанса с учётом его крутизны, измеренной как производная в точке (рис. 4.20). Крутизна сигнала ошибки калибровалась по картине резонансов, возникающей при сканировании частоты лазера в диапазоне, перекрывающем расщепление верхнего энергетического уровня (~1,167 ГГц).



Рисунок 4.20. Сигнал ошибки после синхронного детектора (крутизна S = 62 В/ГГц), для случая прямой модуляции тока лазера.

Такой способ позволил измерять центр резонанса с точностью ~ 10 Гц за время накопления сигнала 1 секунда. Поставлены эксперименты по наблюдению светового сдвига субдоплеровского резонанса в многочастотном поле DBR лазера и проанализировано его поведение при разных оптических мощностях и температуре ячейки с парами ¹³³Cs. Целью этих исследований является поиск экстремумов в наблюдаемых зависимостях, т.е. точек (параметров поля при заданной температуре ячейки), где сдвиг обращается в ноль. Такой режим наблюдения резонанса является перспективными для получения долговременной нестабильности.



Рисунок 4.21. Итоговый сдвиг центра резонанса при прямой модуляции тока лазера. Т_с – температура ячейки, Т_f – температура отростка ячейки.



Рисунок 4.22. Итоговый сдвиг центра резонанса при фазовой модуляции излучения лазера ЭОМом. Т_с – температура ячейки, Т_f – температура отростка ячейки.

На графиках (рис 4.21 и рис 4.22) представлены зависимости сдвига центра резонанса при различных оптических мощностях в ячейке и разных температурах,

отмеченных в легенде. Первая температура Т_с – это температура нагреватели с двух сторон ячейки вблизи окон, вторая температура T_f – это температура отростка которая поддерживается меньше на 10 градусов, чем температура окон для предотвращения конденсации металла на окнах ячейки, т.е. в луче лазера. Видно, что при прямой модуляции при всех исследованных температурах в зависимости сдвига от оптической мощности присутствует экстремум. Это объясняется наличием в спектре излучения 0 и +-2 боковых компонент, обуславливающих сдвиг частоты резонанса. Эти компоненты нерезонансны переходу и дают сдвиг согласно зависимости, показанной на рис. 4.18. В то же время присутствует сдвиг от мощности резонансных +-1 компонент (рис.4.17). При используемом индексе модуляции суммарный световой сдвиг частоты резонанса обладает экстремумом в диапазоне мощностей 0.5-2 мВт. Таким образом можно подобрать параметры оптимального режима (оптическая мощность и температура), в котором световой сдвиг нечувствителен к малым флуктуациям мощности излучения. Работая в таком оптимальном существенно долговременную режиме, можно повысить стабильность стабилизированного наблюдаемым частоты лазера, ПО субдоплеровским резонансам.

При возбуждении многочастотного излучения с помощью ЭОМа такой экстремум присутствует только в режиме с высокой температурой ячейки, т.е. её большой оптической плотности, но экстремум присутствует в области очень маленьких значений оптической мощности, и при работе в таком режиме не удастся получить лучших результатов по кратковременной нестабильности частоты.

Разницу в поведении кривых на графиках с прямой модуляцией тока и фазовой модуляцией излучения ЭОМом можно объяснить различным спектральным составом излучения и вкладом нерезонансных компонент, дающих дополнительный штарковский сдвиг. Эти компоненты практически равны нулю при модуляции ЭОМом и составляют существенную долю (>50%) в оптической мощности при модуляции током.

113

4.5. Выводы главы 4.

Реализация предложенного метода прямой модуляции DBR лазера даёт возможность создать миниатюрный оптический стандарт частоты с улучшенными параметрами точности и долговременной стабильности, относительно стандартной схемы с резонансами насыщенного поглощения.

Также особое внимание уделено анализу дальнейших перспектив исследуемого многочастотного метода для приложений, в частности, к созданию полностью миниатюрного оптического стандарта частоты. В этой связи выполнен рассчёт нестабильности и девиации Аллана опытного образца оптического стандарта за 1 с усреднения для оптической частоты лазера, которая может быть достигнута с использованием реперных субдоплеровских резонансов в нашей схеме наблюдения, а в дальнейшем и миниатюрного оптического стандарта.

Оценивая шумы сигнала ошибки на выходе синхронного детектора, получена расчётная кратковременная нестабильность. Сделан теоретический расчёт девиации Аллана.

В пределе дробового шума (shot noise limit) формула для девиации Аллана такая:

$$\sigma(1s) \approx \frac{1}{v \cdot Q} = \frac{\lambda}{c \cdot Q} \tag{4.8}$$

Знак «≈» означает, что может быть использован ещё некоторый числовой коэффициент порядка 1, зависящий от формы линии резонанса. Им пренебрегаем.

Из экспериментов для дифференциального+ режима регистрации:

 $Q \approx 3.10^7 \, 1/\Gamma\Gamma \mu = 3.10^{-2} \, 1/\Gamma \mu$ (4.9)

Подставляя (4.9) в (4.8) при λ = 895 нм, находим:

 $\sigma(1s) \approx 1.10^{-13}$

Ожидаемый полученный результат находится на уровне развития мировой науке и пока не достигнут.

Если работать в оптимальном режиме, где флуктуации излучения не приводят к сдвигу резонанса, то девиация Аллана, как ожидается, будет спадать до 10^4 с. Поэтому рассчитанную девиацию Аллана за 1 с нужно разделить на $(10^4)^{1/2}=100$, и мы получим оценку для долговременной стабильности частоты $\sigma(100 \text{ c})=1\cdot10^{-15}$.

Расчётные нестабильности можно сравнить с нестабильностями передовых вариантов миниатюрных микроволновых КПН-часов, так и со стабильностью миниатюрных оптических часов на основе двухфотонных переходов в атомах рубидия, которые были созданы в NIST [68]. Из этого можно сделать общий вывод, что предложенная техника спектроскопии имеет большие перспективы для создания миниатюрных стандартов частоты оптического диапазона, на базе которых можно создать и миниатюрные оптические часы (с использованием микрорезонаторов, как сделали в NIST), а это уже открывает путь для внедрения разработки в системы навигации нового поколения и другие технологии, где востребованы миниатюрные стандарты частоты оптического диапазона и миниатюрные атомные часы (в частности, для многочисленных исследований в космосе).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были выполнены экспериментальные исследования, направленные на развитие методов лазерной спектроскопии атомов щелочных металлов с целью их последующего применения к созданию малогабаритных квантовых стандартов частоты в микроволновом и оптическом диапазонах. Во Введении к работе была обоснована актуальность предложенных исследований и отмечены достижения других исследовательских групп. В целом, ежегодно в обозначенном направлении публикуется множество теоретических и экспериментальных работ, что означает большой интерес к этой области исследований.

По итогам проделанной работы можно сделать следующие выводы:

- 1. B Главе 2 была описана разработка миниатюрного (≈ 60 cm^3) микроволнового КСЧ на основе резонансов КПН. При этом удалось высоких метрологических характеристик: 9×10^{-12} 3a 1 c добиться усреднения, 3×10⁻¹³ за 1000 с и 1.5×10⁻¹² за 24 ч. Эти значения превосходят один-два порядка некоторые коммерческие аналоги. Высокой на кратковременной стабильности удалось добиться, в частности, за счет использования аналога метода Паунда-Древера-Холла при стабилизации частоты микроволнового генератора по реперным резонансам. Этот метод предполагает, что для формирования сигнала ошибки частота сканирования резонанса КПН значительно превышает ширину этого резонанса. Это, с одной стороны, позволяет повысить быстродействие системы стабилизации, а с другой – повысить отношение сигнал/шум. В подавляющем большинстве работ других авторов такой метод стабилизации не используется.
- 2. Высокая долговременная стабильность была достигнута применением некоторых новых как технических, так и физических решений. Например, для уменьшения влияния нагревательных элементов ячейки на положение резонанса (за счет паразитных магнитных полей) была испытана

конструкция, в которой нагревательные элементы расположены 3a магнитным экраном. В части новых физических подходов была исследована долговременная стабильность частоты при разных выборах рабочей мощности сигнала СВЧ модуляции. Так, зачастую мощность (индекс) СВЧ модуляции выбирается так, чтобы частота часового («0–0») перехода была малочувствительна к вариациям полной оптической мощности излучения, которые так или иначе происходят при работе лазерной системы. В нашей работе было показано, что долговременная стабильность КСЧ повышается при выборе другого оптимального индекса, при котором положение реперного резонанса малочувствительно к вариациям мощности СВЧ сигнала, которые также имеют место быть из-за флуктуаций температуры генератора и других причин. Кроме того, при таком оптимальном индексе модуляции сдвиг частоты резонанса КПН от изменений полной оптической мощности также оказывается относительно небольшим, так что положение частоты часового перехода оказывается менее подвержено как изменению в мощности сигнала СВЧ, так и к изменению в оптической мощности.

3. В третьей главе был исследован еще один способ уменьшения влияния световых сдвигов на частоту часового перехода. Он заключается в использовании СВЧ модуляции на частоте, равной полной частоте сверхтонкого расщепления в основном состоянии атома (≈ 6.8 ГГц для ⁸⁷Rb). Этот способ возбуждения КПН-резонансов крайне слабо исследовался ранее применительно к миниатюрным атомным часам. При этом резонансы КПН возбуждаются не двумя боковыми полосами первого порядка, как в традиционном способе, реализуемом в атомных КПН-часах, а компонентой поля с несущей частотой и одной из боковых полос первого порядка (−1 или +1). Нами было показано, что в таком случае световой сдвиг часового перехода значительно меньше, чем в традиционной схеме, что в будущем может быть использовано для повышения долговременной стабильности атомных часов.

Вторая часть диссертационной работы была посвящена исследованиям в области миниатюрных оптических КСЧ. Это направление является достаточно молодым, активно развивающимся лишь в последние 5 лет. До этого миниатюрные КСЧ и атомные часы на их основе разрабатывались лишь для микроволнового диапазона. Было это связано не столько с проблемой миниатюризации всех оптических и оптомеханических элементов схемы, сколько с выбором правильного метода атомной спектроскопии, который позволил бы получить приемлемое отношение сигнал/шум при использовании миниатюрной газовой ячейки. Здесь следует отметить, что одним из первых методов лазерной спектроскопии, который стал активно развиваться с самого появления лазеров как таковых, является метод резонансов насыщенного поглощения (РНП) в поле встречных пучков. Традиционно для этих целей использовались одночастотные лазерные пучки, резонансные какому-либо оптическому дипольному переходу в молекуле или атоме. Этот метод спектроскопии сыграл большую роль для развития оптической спектроскопии в целом, как и других разделов квантовой физики. Со временем РНП также стали активно использоваться для создания транспортируемых и даже компактных версий оптических КСЧ. Среди наиболее успешных таких разработок - это транспортируемый Nd:YAG-лазер, стабилизированный по йодной ячейке [59], а также диодный лазер, стабилизированный по РНП в парах рубидия [65]. Однако, применение метода одночастотных РНП в миниатюрных ячейках не привели к желаемым результатам, т.е. к приемлемой стабильности оптической частоты излучения (здесь можно указать одну из первых работ [64], которая так и не получила продолжения для развития КСЧ в оптическом диапазоне).

В настоящей работе был развит новый метод атомной спектроскопии, напоминающий традиционный метод РНП с одночастотными пучками. Ключевой особенностью является то, что в новом методе используются двухчастотные лазерные пучки с особой геометрией поля: линейно поляризованные встречные пучки с взаимным углом между поляризациями, равным 90 градусов. Перспективность данного метода для разработки миниатюрного КСЧ в оптическом диапазоне уже была продемонстрирована ранее [69]. Однако оставалась проблема в миниатюризации физического блока, связанная с необходимостью использования внешнего ЭОМ. В этой части были достигнуты следующие результаты:

- Была продемонстрирована возможность исключения ЭОМ из оптической схемы для наблюдения субдоплеровских резонансов с помощью прямой СВЧ модуляции тока накачки DBR-лазера.
- 2. Для повышения контраста резонансов и улучшения отношения сигнал/шум была исследована поляриметрическая техника регистрации нелинейных резонансов по углу поворота линейной поляризации, происходящему из-за сильного линейного дихроизма, наведенного в среде лазерным полем. Отметим, что такой метод регистрации, активно используемый в настоящее время в создании высокочувствительных атомных магнитометров, редко используется в оптической спектроскопии при разработке КСЧ. В нашем же случае этот метод показал хорошие перспективы для этой цели и, в частности, измерения отношения сигнал/шум показывают, что может быть достигнута кратковременная нестабильность на уровне 10⁻¹³ за 1 с усреднения.
- Проведено исследование и измерение характеристик основного сдвига субдоплеровского резонанса от интенсивности многочастотного поля накачки для оптического стандарта. Найдены режимы наблюдения субдоплеровского резонанса с нулевой чувствительностью к малым флуктуациям мощности излучения.

Проведенные исследования и полученные результаты имеют вполне ясную практическую значимость. Действительно, развитие миниатюрных КСЧ в микроволновом диапазоне важно для таких применений, например, как спутниковая навигация, мониторинг ионосферы Земли, широкополосные коммуникации, высокозащищенная связь и прочие. КСЧ оптического диапазона в миниатюрном исполнении, с одной стороны, могут прийти на смену аналогичным КСЧ микроволнового диапазона, поскольку уже сейчас они демонстрируют на порядок более высокую относительную нестабильность частоты, а с другой – могут

быть использованы как высокостабильные лазерные источники в транспортируемых атомно-интерферометрических гравиметрах и гироскопах, которые также активно развиваются в настоящее время для решения важных задач из области прикладной и фундаментальной физики.

По итогам проделанной работы было опубликовано 7 статей в научных рецензируемых изданиях из списка ВАК и международных баз индексирования, а также оформлено два патента РФ на полезные модели и патент РФ на изобретение. Кроме того, результаты обсуждались с коллегами в ходе международных конференций: всего было выполнено 14 докладов по теме работы.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

нелинейные интерференционные эффекты (НИЭФ) когерентное пленение населенностей (КПН) электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) электромагнитно-индуцированная абсорбция (ЭИА) квантовый стандарт частоты (КСЧ) двойной радиооптический резонанс (ДРОР) лазер с вертикальным резонатором (ЛВР) сверхвысокая частота (СВЧ) электрооптический модулятор (ЭОМ) резонанс насыщенного поглощения (РНП) твердотельный лазер на кристалле иттрий-алюминиевого граната, активированного неодимом (Nd:YAG) распределенная обратная связь (DFB) распределенный брэгговский отражатель (DBR) двухчастотная субдоплеровская спектроскопия (ДСС) полная ширина на полувысоте (FWHM) лазер непрерывной генерации (СW-лазер) лазер с вертикальным резонатором (ЛВР) высокая частота (ВЧ) фазовая автоподстройкой (ФАП)

```
генератор, управляемый напряжением (ГУН)
генератор сверхвысокой частоты (СВЧ генератора)
negative temperature coefficient резистор (NTC резистора)
термокомпенсированный кварцевый осциллятор (ТСХО)
фотоприёмник(ФП)
фотодиод(ФД)
полная ширина на полувысоте (FWHM – full width at half maximum)
фильтр низких частот (ФНЧ)
магнитная система (МС)
источник тока ЛВР (ИТЛВР)
источник тока МС (ИТМС)
ядро системы управления (ЯСУ)
микроконтроллер (МК)
цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП)
аналогово-цифровой преобразователь (АЦП)
трансимпедансный усилитель (ТИУ)
преобразователи питания (ПП)
источник опорного напряжения (ИОН)
вычисления с плавающей точкой (FPU)
термокомпенсированный ГУН (ТКГУН)
термоэлектрический охладитель (ТЭО)
```

СПИСОК ЛИТЕРАТУРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

[1] Дубнищева Т. Я. и др. Нелинейные интерференционные эффекты в спектрах испускания, поглощения и генерации / Дубнищева, Т. Я., Попов, А. К., Раутиан, С. Г., Соколовский, Р. И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1969. – Т. 57. – №. 3. – С. 850-863.

[2] Раутиан С.Г. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул / С.Г. Раутиан, Г.И. Смирнов, А.М. Шалагин. – Новосибирск: Наука, 1979. – 311 с.

[3] Кочаровская О.А. Когерентное усиление ультракороткого импульса в трехуровневой среде без инверсии населенностей / О.А. Кочаровская, Я.И. Ханин // Письма в ЖЭТФ. – 1988. – Т. 48. – № 1. – С. 581-584.

[4] Zibrov A.S. Experimental demonstration of laser oscillation without population inversion via quantum interference in Rb / A.S. Zibrov, M.D. Lukin, D.E. Nikonov [et al.] // Physical Review Letters. – 1995. – V. 75. – P. 1499-1502.

[5] Hau L.V. Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas /
L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi // Nature. – 1999. – V. 397. – P. 594598.

[6] Yudin V.I. Propagation of the phase pulses of bichromatic radiation under the electromagnetically induced transparency conditions / V.I. Yudin, M.Yu. Basalaev, A.V. Taichenachev [et al.] // Laser Physics Letters. $-2014. - V. 11. - N_{2} 8. - P. 085402.$

[7] Arimondo E. Coherent population trapping in laser spectroscopy / Ennio Arimondo //
 Progress in Optics. – 1996. – V. 35. – P. 257-354.

[8] Fleischhauer M. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media
 / M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos // Reviews of Modern Physics. – 2005. –
 V. 77. – P. 633-673.

[9] Aspect A. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping / Aspect, A., Arimondo, E., Kaiser, R. E. A., Vansteenkiste, N., Cohen-Tannoudji, C. // Physical Review Letters. – 1988. – V. 61. – P. 826-829. [10] Тайченачев А.В. Квантовая теория охлаждения атомов ниже однофотонной энергии отдачи импульсным полем / А.В. Тайченачев, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т. 65. – № 10. – С. 744-749.

[11] Vanier J. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review / Jacques
 Vanier // Applied Physics B. – 2005. – V. 81. – P. 421-442.

[12] Kitching J. Chip-scale atomic devices / John Kitching // Applied Physics Reviews.
 - 2018. - V. 5. - P. 031302.

[13] Arimondo E. Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping / E. Arimondo, G. Orriols // Lettere al Nuovo Cimento. -1976. - V. 17. - N 10. - P. 333-338.

[14] Gray H.R. Coherent trapping of atomic populations / H.R. Gray, R.M. Whitley, C.R. Stroud, Jr. // Optics Letters. – 1978. – V. $3. - N_{2} 6. - P. 218-220.$

[15] Harris S. E. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency / S.E. Harris, J.E. Field, A. Imamoğlu // Physical Review Letters. – 1990. – V. 64. – No. 10. – P. 1107-1110.

[16] Akulshin, A. M. Electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasidegenerate levels in Rb vapor / Akulshin, A. M., S. Barreiro, and A. Lezama // Physical Review – 1998 – A 57.4 – P. 2996.

[17] Смирнов В.С. Стационарные когерентные состояния атомов при резонансном взаимодействии с эллиптически поляризованным светом. Когерентное пленение населенностей (общая теория) / В.С. Смирнов, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1989. – Т. 96. – № 11. – С. 1613-1628.

[18] Stähler M. Picotesla magnetometry with coherent dark states / M. Stähler, S. Knappe,
C. Affolderbach, W. Kemp, R. Wynands // Europhysics Letters. – 2001. – V. 53. – № 3.
– P. 323-328.

[19] Cox K. Measurements of the magnetic field vector using multiple electromagnetically induced transparency resonances in Rb vapor / K. Cox, V.I. Yudin, A.V. Taichenachev [et al.] // Physical Review A. $-2011. - V. 83. - N_{\odot}. 1. - P. 015801.$

[20] Andryushkov V. Vector magnetometer based on the effect of coherent population trapping / V. Andryushkov, D. Radnatarov, S. Kobtsev // Applied Optics. -2022. - V.61. $- N_{2}$ 13. - P. 3604-3608.

[21] Marlow B.L.S. A review of commercial and emerging atomic frequency standards / B.L.S. Marlow, D.R. Scherer // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. $-2021. - V. 68. - N_{\odot}. 6. - P. 2007-2022.$

[22] Zhang H. ULPAC: A miniaturized ultralow-power atomic clock / H. Zhang, H. Herdian, A.T. Narayanan [et al.] // IEEE Journal of Solid-State Circuits. – 2019. – V. 54. – N_{2} 11. – P. 3135-3148.

[23] Скворцов М.Н. Миниатюрный квантовый стандарт частоты на основе явления когерентного пленения населённостей в парах атомов⁸⁷Rb / М.Н. Скворцов, С.М. Игнатович, В.И. Вишняков, Н.Л. Квашнин, И.С. Месензова [и др.] // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50. – № 6. – С. 576-580.

[24] Александров Е.Б. Современные радиооптические методы квантовой магнитометрии / Е.Б. Александров, А.К. Вершовский // Успехи физических наук. – 2009. – Т. 179. – № 6. – С. 605-637.

[25] Almat N. Long-term stability analysis towards $< 10^{-14}$ level for a highly compact POP Rb cell atomic clock // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. – 2020. – V. 67. – No 1. – P. 207-216.

[26] Токийский инстиут технологий (Tokyo Institute of Technology): официальный сайт. – Токио. – URL: https://www.titech.ac.jp/english/news/2019/043524 (дата обращения: 08.06.2022). – Текст: электронный.

[27] Batista A. Constellation design of a Lunar global positioning system using cubesats and chip-scale atomic clocks / A. Batista, E. Gomez, H. Qiao, K.E. Schubert //

Proceedings of The World Congress in Computer Science, Computer Engineering, and Applied Computing (WorldComp12), July 16-19, 2012, Las Vegas, USA.

[28] Prokopyev V.Yu. NORBY CubeSat nanosatellite: design challenges and the first flight data / V.Yu. Prokopyev, S.S. Bakanov, V.K. Bodrov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – V. 1867. – P. 012038.

[29] Makarov A.O. Investigation of commercial 894.6 nm vertical-cavity surfaceemitting lasers for applications in quantum metrology / A.O. Makarov, Ignatovich S. M., Vishnyakov, V. I., Mesenzova I. S., Brazhnikov D. V., Kvashnin N. L., Skvortsov M. N.
// AIP Conference Proceedings. – 2019. – V. 2098. – P. 020010.

[30] Yudin V.I. Generalized autobalanced Ramsey spectroscopy of clock transitions / V.I.
Yudin, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaev [et al.] // Physical Review Applied. – 2018.
– V. 9. – P. 054034.

[31] Shuker M. Ramsey spectroscopy with displaced frequency jumps / M. Shuker, J.W.
Pollock, R. Boudot, Yudin, V. I., Taichenachev, A. V., Kitching, J., Donley, E. A. //
Physical Review Letters. – 2019. – V. 122. – № 11. – P. 113601.

[32] Vanier J. On the use of intensity optical pumping and coherent population trapping techniques in the implementation of atomic frequency standards / J. Vanier, M.W. Levine, D. Janssen, M.J. Delaney // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. – $2003. - V. 52. - N_{2} 3. - P. 822-831.$

[33] Radnatarov D. Suppression of light-field shift of CPT resonances in optically dense media / D. Radnatarov, S. Kobtsev, V. Andryushkov, T. Steschenko // Proceedings of SPIE. – 2021. – V. 11817. – P. 1181700.

[34] Gerginov V. Optical frequency measurements of 6s ${}^{2}S_{1/2} - 6p {}^{2}P_{1/2}(D 1)$ transitions in ${}^{133}Cs$ and their impact on the fine-structure constant / Gerginov V., Calkins K., Tanner C. E., McFerran J. J., Diddams S., Bartels A., Hollberg L. // Physical Review A. – 2006. – T. 73. – No. 3. – P. 032504. [35] Vaskovskaya M. I. Effect of the buffer gases on the light shift suppression possibility
/ Vaskovskaya M. I., Tsygankov E. A., Chuchelov D. S., Zibrov S. A., Vassiliev V. V.,
Velichansky V. L. // Optics Express. – 2019. – T. 27. – №. 24. – C. 35856-35864.

[36] Ushijima I. Cryogenic optical lattice clocks / I. Ushijima, M. Takamoto, M. Das [et al.] // Nature Photonics. – 2015. – V. 9. – №. 3. – P. 185-189.

[37] Margolis H. S. Trapped ion optical clocks // The European Physical Journal Special Topics. – 2009. – V. 172. – P. 97-107.

[38] Leibrandt D. R. Prospects of a thousand-ion Sn²⁺ Coulomb-crystal clock with sub-10⁻¹⁹ inaccuracy / D. R. Leibrandt, S. G. Porsev, C. Cheung, M. S. Safronova // electronic preprint arXiv:2205.15484. – 2022.

[39] Campbell C. J. Single-ion nuclear clock for metrology at the 19th decimal place /
C. J. Campbell, A. G. Radnaev, A. Kuzmich // Physical Review Letters. – 2012. – V. 108.
– P. 120802.

[40] Yudin V. I. Magnetic-dipole transitions in highly-charged ions as a basis of ultraprecise optical clocks / V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, A. Derevianko // Physical Review Letters. – 2014. – V. 113. – P. 233003.

[41] Гончаров А. Н. Источник излучения на длине волны 457 нм на основе полупроводникового лазера для прецизионной спектроскопии атомов магния / А. Н. Гончаров, В. И. Барауля, А. Э. Бонерт, М. А. Тропников // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50. – №. 3. – С. 272-276.

[42] Чепуров С. В. Оптический стандарт частоты на одиночном ионе иттербия-171
/ С. В. Чепуров, Н. А. Павлов, А. А. Луговой [и др.] // Квантовая электроника. –
2021. – Т. 51. – № 6. – С. 473-478.

[43] Тайченачев А.В. Сверхточные оптические стандарты частоты на ультрахолодных атомах: состояния и перспективы / А.В. Тайченачев, В.И. Юдин, С.Н. Багаев // УФН. – 2016. – Т. 186. – № 2. – С. 193-205. [44] Campbell S. L. A Fermi-degenerate three-dimensional optical lattice clock /
S. L. Campbell, R. B. Hutson, G. E. Marti [et al.] // Science. – 2017. – V. 358. – №. 6359.
– P. 90-94.

[45] Brewer S. M. ²⁷Al⁺ quantum-logic clock with a systematic uncertainty below 10^{-18} / S. M. Brewer, J.-S. Chen, A. M. Hankin [et al.] // Physical review letters. – 2019. – V. 123. – No. 3. – P. 033201.

[46] Grotti J. Geodesy and metrology with a transportable optical clock / Grotti J., Koller S., Vogt S., Häfner S., Sterr U., Lisdat C., Calonico D. // Nature Physics. – 2018. – V. 14. – No. 5. – P. 437-441.

[47] Takamoto M. A perspective on the future of transportable optical lattice clocks / M.
Takamoto, Y. Tanaka, H. Katori // Applied Physics Letters. – 2022. – V. 120. – P. 140502.

[48] Hollberg L. Atomic clocks for GNSS // Position, Navigation, and Timing Technologies in the 21st Century: Integrated Satellite Navigation, Sensor Systems, and Civil Applications. -2020. - V. 2. - P. 1497-1519.

[49] Hafele J. C. Around-the-world atomic clocks: Observed relativistic time gains /
J. C. Hafele, R. E. Keating // Science. – 1972. – V. 177. – №. 4044. – P. 168-170.

[50] Takamoto M. Test of general relativity by a pair of transportable optical lattice clocks
/ M. Takamoto, Ushijima I., Ohmae N., Yahagi T., Kokado K., Shinkai H., Katori H. //
Nature Photonics. – 2020. – V. 14. – №. 7. – P. 411-415.

[51] Koller S. B. Transportable optical lattice clock with 7×10^{-17} uncertainty / S. B. Koller, J. Grotti, Al-Masoudi A., Dörscher S., Häfner S., Sterr U., Lisdat C. // Physical Review Letters. – 2017. – V. 118. – No. 7. – P. 073601.

[52] Ohmae N. et al. Transportable strontium optical lattice clocks operated outside laboratory at the level of 10– 18 uncertainty //Advanced Quantum Technologies. – 2021. – T. 4. – No. 8. – C. 2100015.

[53] Cao J. A compact, transportable single-ion optical clock with $7.8 \times 10-17$ systematic uncertainty/ Cao J., Zhang P., Shang J., Cui K., Yuan J., Chao S., Huang X. //Applied Physics B. -2017. - T. 123. - C. 1-9.

[54] Delehaye M. Single-ion, transportable optical atomic clocks / M. Delehaye,
C. Lacroûte // Journal of Modern Optics. - 2018. - V. 65. - №. 5-6. - P. 622-639.

[55] Delva P. Clocks in space for tests of fundamental physics / P. Delva, A. Hees,
P. Wolf // Space Science Reviews. - 2017. - V. 212. - №. 3. - P. 1385-1421.

[56] Tennstedt B. Dedicated calculation strategy for atom interferometry sensors in inertial navigation / B. Tennstedt, S. Schön // 2020 IEEE/ION Position, Location and Navigation Symposium. – IEEE Xplore. – 2020. – P. 755-764.

[57] Tino G. M. SAGE: A proposal for a space atomic gravity explorer / G. M. Tino,
A. Bassi, G. Bianco [et al.] // The European Physical Journal D. – 2019. – V. 73. – №. 11.
– P. 1-20.

[58] Hensel T. Inertial sensing with quantum gases: a comparative performance study of condensed versus thermal sources for atom interferometry / T. Hensel, S. Loriani , C. Schubert [et al.] // The European Physical Journal D. – 2021. – V. 75. – №. 3. – P. 1-13.

[59] Schuldt T. Development of a compact optical absolute frequency reference for space with 10^{-15} instability / T. Schuldt, K. Döringshoff, E. Kovalchuk [et al.] // Applied optics. $-2017. - V.56. - N_{\odot}.4. - P. 1101-1106.$

[60] Schkolnik V. JOKARUS - design of a compact optical iodine frequency reference for a sounding rocket mission / V. Schkolnik, K. Döringshoff, F. B. Gutsch [et al.] // EPJ Quantum Technology. -2017. - V. 4. - P. 9.

[61] Becker D. Space-borne Bose–Einstein condensation for precision interferometry / D. Becker, M. D. Lachmann, S. T. Seidel [et al.] // Nature. – 2018. – V. 562. – №. 7727. – P. 391-395.

[62] Lachmann M. D. Ultracold atom interferometry in space / M. D. Lachmann, H. Ahlers, D. Becker [et al.] // Nature communications. $-2021. - V. 12. - N_{\odot}. 1. - P. 1-6.$

[63] Suemasa A. Highly frequency-stabilized laser for space gravitational wave detector DECIGO/DPF / A. Suemasa, K. Nakagawa, M. Musha // Proceedings of SPIE. – 2017. – V. 10563. – P. 105632V.

[64] Philippe C. 1.5 μ m - optical frequency standard iodine stabilized in the 10⁻¹⁵ range for space applications / C. Philippe, J. Gillot, D. Holleville [et al.] // Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS). – IEEE Xplore. – 2017. – P. 471-474.

[65] Knappe S. A. Microfabricated saturated absorption laser spectrometer / S. A. Knappe, H. G. Robinson, L. Hollberg // Optics express. – 2007. – V. 15. – №. 10. – P. 6293-6299.

[66] Affolderbach C. A compact laser head with high-frequency stability for Rb atomic clocks and optical instrumentation / C. Affolderbach, G. Mileti // Review of scientific instruments. $-2005. - V. 76. - N_{\odot}. 7. - P. 073108.$

[67] Affolderbach C. Gas-cell atomic clocks for space: new results and alternative schemes / C. Affolderbach, E. Breschi, C. Schori, G. Mileti // International Conference on Space Optics (ICSO 2006). – International Society for Optics and Photonics, 2017. – V. 10567. – P. 105672W.

[68] Maurice V. Miniaturized optical frequency reference for next-generation portable optical clocks / V. Maurice, Z. L. Newman, S. Dickerson [et al.] // Optics Express. – 2020.
– V. 28. – №. 17. – P. 24708-24720.

[69] Newman Z. L. Architecture for the photonic integration of an optical atomic clock /
Z. L. Newman, V. Maurice, T. Drake // Optica. – 2019. – V. 6. – №. 5. – P. 680-685.

[70] Brazhnikov D. Dual-frequency sub-Doppler spectroscopy: Extended theoretical model and microcell-based experiments / D. Brazhnikov, M. Petersen, G. Coget [et al.] // Physical Review A. – 2019. – V. 99. – P. 062508.

[71] Gusching A. Short-term stability of Cs microcell-stabilized lasers using dualfrequency sub-Doppler spectroscopy / Gusching A., M. Petersen, N. Passilly., Brazhnikov D., Hafiz M. A., Boudot R. // Journal of the Optical Society of America B. – 2021. – V. 38. – P. 3254.

[72] Abdel Hafiz M. High-contrast sub-Doppler absorption spikes in a hot atomic vapor cell exposed to a dual-frequency laser field / M. Abdel Hafiz, D. Brazhnikov, G. Coget [et al.] // New Journal of Physics. – 2017. – V. 19. – P. 073028.

[73] Михайлов А.М. Форма линии субдоплеровских резонансов в газе атомов щелочных металлов в поле встречных бихроматических лазерных пучков / А.М. Михайлов, Р. Будо, Д.В. Бражников // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2021. – Т. 160. – №. 6. – С. 818-834.

[74] Martin K. W. Compact optical atomic clock based on a two-photon transition in rubidium / K. W. Martin, G. Phelps, N. D. Lemke [et al.] // Physical Review Applied. – 2018. – V. 9. – P. 014019.

[75] Mesenzova I. S. Towards a miniature optical frequency standard: Current status and new approaches in sub-Doppler spectroscopy of Cs vapors / I.S. Mesenzova, S. M. Ignatovich, A.M. Mikhailov [et al.] // The International Conference "Laser Physics 2021", 21-24 September 2021, Ashtarak, Armenia.

[76] Knappe S. Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references / S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching [et al.] // Journal of the Optical Society of America B. $-2001. - V. 18. - N_{2} 11. - P. 1545-1553.$

[77] Radnatarov D. Properties of Rb CPT atomic clock at subharmonic microwave modulation frequencies / D. Radnatarov, S. Kobtsev, V. Andryushkov [et al.] // IEEE Photonics Journal. – 2019. – V. 11. – N_{2} 4. – P. 5502111.

[78] Deng K. Full hyperfine frequency modulation in the implementation of coherent population trapping atomic clocks / K. Deng, T. Guo, J. Su [et al.] // Physics Letters A. – 2009. – V. 373. – N_{2} 12-13. – P. 1130-1132.

[79] Drever R.W.P. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator / R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski [et al.] // Applied Physics B. – 1983. – V. 31. – P. 97-105.

[80] Yudin V.I. Dynamic regime of coherent population trapping and optimization of frequency modulation parameters in atomic clocks / V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.Y. Basalaev, D.V. Kovalenko // Optics Express. – 2017. – V. 25. – № 3. – P. 2742-2751.

[81] Chuchelov D. S. Modulation spectroscopy of coherent population trapping resonance and light shifts / D.S. Chuchelov, V.V. Vassiliev, M.I. Vaskovskaya [et al.] // Physica Scripta. $-2018. - V. 93. - N_{2} 11. - P. 114002.$

[82] Kobtsev S. Atomic clock stability under dynamic excitation of coherent population trapping resonance in cells without buffer gas / S. Kobtsev, D. Radnatarov, S. Khripunov [et al.] // Proceedings of SPIE. – 2018. – V. 10548. – P. 1054820.

[83] Kobtsev S. Stability properties of an Rb CPT atomic clock with buffer-gas-free cells under dynamic excitation / S. Kobtsev, D. Radnatarov, S. Khripunov [et al.] // Journal of the Optical Society of America B. – 2019. – V. 36. – N_{2} 10. – P. 2700-2704.

[84] Abdel Hafiz M. Doppler-free spectroscopy on the Cs D₁ line with a dual-frequency laser / M. Abdel Hafiz, G. Coget, E. De Clercq, R. Boudot // Optics Letters. – 2016. – V. 41. – P. 2982-2985.

[85] Бражников Д.В. Двухчастотная субдоплеровская спектроскопия D₁-линии атомов цезия в различных конфигурациях встречных лазерных пучков / Д.В. Бражников, С.М. Игнатович, И.С. Месензова [и др.] // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50. – № 11. – С. 1015-1022.

[86] Budker D. Nonlinear magneto-optic effects with ultranarrow widths / D. Budker, V.
Yashchuk, M. Zolotorev // Physical Review Letters. – 1998. – V. 81. – № 26. – P. 5788-5791. [87]Alzetta G. et al. An experimental method for the observation of rf transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour //Il Nuovo Cimento B (1971-1996). – 1976. – V. $36. - N_{\odot}$. 1. – P. 5-20.

[88] Vanier J. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review //Applied Physics B. $-2005. - V. 81. - N_{\odot}. 4. - P. 421-442.$

[89] Kitching J. Chip-scale atomic devices //Applied Physics Reviews. – 2018. – V. 5. –
№. 3. – P. 031302.

[90] Brandt S. Buffer-gas-induced linewidth reduction of coherent dark resonances to below 50 Hz / Brandt S., Nagel A., Wynands R., Meschede D. //Physical Review A. – 1997. – V. 56. – No. 2. – P. R1063.

[91] Vanier J. Coherent population trapping in cesium: Dark lines and coherent microwave emission / Vanier J., Godone A., Levi F. //Physical review A. – 1998. – V. $58. - N_{\odot}$. 3. - P. 2345.

[92] Klein M. Slow light in paraffin-coated Rb vapour cells / Klein M., Novikova I.,
Phillips D.F., Walsworth R.L. //Journal of Modern Optics. – 2006. – V. 53. – №. 16-17.
– P. 2583-2591.

[93] Nasyrov K. Antirelaxation coatings in coherent spectroscopy: Theoretical investigation and experimental test / Nasyrov K., Gozzini S., Lucchesini A., Marinelli C., Gateva S., Cartaleva S. //Physical Review A. – 2015. – V. 92. – №. 4. – P. 043803.

[94] G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, I. Mazets. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.40, 3851 (2007)

[95] G. Kazakov, A. Litvinov, B. Matisov, V. Romanenko, et.al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 43, 1-9 (2010)

[96] K.A. Barantsev, S.V. Bozhokin, A.S. Kuraptsev, A.N. Litvinov, I.M. Sokolov // JOSA B, V.38, no.5 (2021)

[97] А.Н. Литвинов, И.М. Соколов // Письма в ЖЭТФ 113, 791 (2021)

[98] К.А. Баранцев, Г.В. Волошин, А.С. Курапцев, А.Н. Литвинов, И.М. Соколов // ЖЭТФ, Т.163, вып.2, стр. 162-171 (2023)

[99] de Lignie, M. C., & Eliel, E. R. Coherence effects in light-induced drift //Optics communications. – 1989. – V. 72. – No. 3-4. – P. 205-208.

[100] Orriols G. Nonabsorption resonances by nonlinear coherent effects in a three-level system //II Nuovo Cimento B (1971-1996). – 1979. – V. 53. – №. 1. – P. 1-24.

[101] Hioe F. T., Carroll C. E. Coherent population trapping in N-level quantum systems
//Physical Review A. – 1988. – V. 37. – №. 8. – P. 3000.

[102] Radmore P. M., Knight P. L. Population trapping and dispersion in a three-level system //Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics (1968-1987). – 1982. – V. $15. - N_{\odot}. 4. - P. 561.$

[103] Agarwal G. S. Coherent population trapping states of a system interacting with quantized fields and the production of the photon statistics matched fields //Physical review letters. – 1993. – V. 71. – No. 9. – P. 1351.

[104] Kastler A. Optical methods of atomic orientation and of magnetic resonance //JOSA. – 1957. – V. 47. – No. 6. – P. 460-465.

[105] A. Kastler, Preprint les Prix Nobel en 1966 (Nobel Foundation, Stockholm, 1967)

[106] Jyotsna I. V., Agarwal G. S. Coherent population trapping at low light levels //Physical Review A. – 1995. – V. 52. – N_{2} . 4. – P. 3147.

[107] Avery, S. Fate of caesium in the environment: Distribution between the abiotic and biotic components of aquatic and terrestrial ecosystems. J. Environ. Radioact. – 1996 – V. 30 (2). P. 139–171

[108] Dubchak S. Influence of arbuscular mycorrhizal fungi on caesium uptake by plants.– Ph. D. Thesis, Jagiellonian University, Krakow, Poland, 2013.

[109] Avery, S. Interactions of cyanobacteria and microalgae with caesium / Avery, S., Godd, G., Gadd, G. // In: Vernet, J.-P. (Ed.), Impact of heavy metals on the environment. Amsterdam – 1992. – P. 133–182. [110] Komarov E., Bennett B. G. Selected radionuclides //World Health Organization, Geneva. – 1983. – V. 491

[111] Coughtrey, P.J. Radionuclide Distribution and Transport in Terrestrial and Aquatic Ecosystems A Critical Review of Data. / Coughtrey, P.J., Thorne, M.C. // Balkema, Rotterdam – 1983

[112] Audi, G. The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties / Audi, G.,
Wapstra, A. H., Thibault, C., Blachot J., Bersillon, O. // Nuclear Physics – 2003 – 729,
3–128.

[113] Weeks M. E. The discovery of the elements. XIII. Some spectroscopic discoveries //Journal of Chemical Education. $-1932. - V. 9. - N_{\odot}. 8. - P. 1413.$

[114] Wagner F. S. Rubidium and rubidium compounds //Kirk-Othmer Encyclopedia of Chemical Technology. – 2000. – P. 1-11.

[115] D. A. Steck. Alkali D Line Data // 23 January 1998 version 2.1.4 http://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf, – 2010.

[116] T. Udem. Absolute optical frequency measurement of the cesium D2 line / T.
Udem, J. Reichert, t. W. Hansch and M. Kourogi // Physical Review A. – 2000 – V 62. –
P. 031801-4.

[117] J. Vanier. The quantum physics of atomic frequency standards / J. Vanier, C. Audoin // Adam Hilger, Bristol, UK – 1989.

[118] Happer W. Optical pumping // Reviews of Modern Physics. – 1972. – V. 44. – №. 2.
 – P. 169.

[119] J. Vanier. On hyperfine frequency shifts caused by buffer gases: application to the optically pumped passive rubidium frequency standard / J. Vanier, R. Kunski, N. Cyr, J. Savard, M. Tetu // J. Appl. Phys. – 1982. – V. 53. – №. 8. – P. 5387-5391.

[120] J. Camparo. Frequency equilibration in the vapor-cell atomic clock / J. Camparo,
C. M. Klimcak, S. J. Herbulock // IEEE trans. Instrum. Meas. – 2005. – V.54. – №5. –
P.1873-1880.

[121] M. Arditi. Pressure, light, and temperature shifts in optical detection of 0-0 hyperfine resonance of alkali metals / M. Arditi, T. R. Carver // Phys. Rev. – 1961. V. $124 - N_{2} 3. - P. 800-809.$

[122] R. Straessle. Low-temperature indium-bonded alkali vapor cells for chip-scale atomic clocks / R. Straessle, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Petremand, D. Briand, G. Mileti, N. F. De Rooij // J. Appl. Phys. – 2013. – V. 113 – P. 064501-8.

[123] W. J. Riley, The physics of the environmental sensitivity of rubidium gas cell atomic frequency standards, IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. – 1992. – V. 39. – N_{2} 2. – P. 441-452.

[124] Rabi I. I. Space quantization in a gyrating magnetic field //Physical Review. – 1937.
- V. 51. - №. 8. - P. 652.

[125] Rabi, I. I., Zacharias, J. R., Millman, S., & Kusch, P. (1938). A new method of measuring nuclear magnetic moment //Physical review. – 1938. – V. 53. – №. 4. – P. 318.

[126] Ramsey N F 1956, 1984 Molecular Beams (Oxford: Oxford University Press) 11-50.

[127] Ramsey N. F. History of atomic clocks //Journal of research of the National Bureau of Standards. – 1983. – V. 88. – №. 5. – P. 301.

[128] Hellwig H., Evenson K. M., Wineland D. J. Time, frequency and physical measurement //Phys. Today. – 1978. – V. 31. – №. 12. – P. 23-30.

[129] Kitching J. Chip-scale atomic devices //Applied Physics Reviews. – 2018. – V. 5.
– №. 3. – P. 031302.

[130] Brandt S. et al. Buffer-gas-induced linewidth reduction of coherent dark resonances to below 50 Hz //Physical Review A. – 1997. – V. 56. – №. 2. – P. R1063.

[131]Klein M. et al. Slow light in paraffin-coated Rb vapour cells //Journal of Modern Optics. – 2006. – V. 53. – №. 16-17. – P. 2583-2591. [132] Nasyrov K. et al. Antirelaxation coatings in coherent spectroscopy: Theoretical investigation and experimental test //Physical Review A. -2015. - V. 92. - No. 4. - P. 043803.

[133] Stähler M. et al. Coherent population trapping resonances in thermal 85 Rb vapor:
D 1 versus D 2 line excitation //Optics Letters. - 2002. - V. 27. - №. 16. - P. 1472-1474.

[134] AccuBeat Ltd., Nano Atomic Clock 1, https://www.accubeat.com

[135] Microsemi Corp., Miniature Atomic Clock SA.3Xm, https://www.microsemi.com

[136] Breit G., Rabi I. I. Measurement of nuclear spin //Physical Review. – 1931. – V.
38. – №. 11. – P. 2082.

[137] Bender P. L., Beaty E. C., Chi A. R. Optical detection of narrow Rb 87 hyperfine absorption lines // Physical Review Letters. – 1958. – V. 1. – №. 9. – P. 311.

[138] Robinson L. B. Frequency shifts in the hyperfine spectra of alkalis caused by foreign gases //Physical Review. $-1960. - V. 117. - N_{\odot}. 5. - P. 1275.$

[139] Bean B. L., Lambert R. H. Temperature dependence of hyperfine density shifts. IV. Na 23, K 39, and Rb 85 in He, Ne, Ar, and N 2 at low temperatures // Physical Review A. – 1976. – V. 13. – No. 1. – P. 492.

[140] Levi F., Godone A., Vanier J. The light shift effect in the coherent population trapping cesium maser // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. $-2000. - V. 47. - N_{\odot}. 2. - P. 466-470.$

[141] Gruet F., Al-Samaneh A., Kroemer E., Bimboes L., Miletic D., Affolderbach C., Wahl D., Boudot R., Mileti G., Michalzik R. Metrological characterization of customdesigned 894.6 nm VCSELs for miniature atomic clocks //Optics express. – 2013. – V. $21. - N_{\odot}. 5. - P. 5781-5792.$

[142] Васьковская М.И., Васильев В.В., Зибров С.А., Яковлев В.П., Величанский В.Л. Спектрально-модуляционные характеристики лазеров с вертикальным резонатором //Письма в Журнал технической физики. – 2018. – Т. 44. – №. 1. – С. 51-58.

[143] S. Knappe. Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references / S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, H.G. Robinson, L. Hollberg // J. Opt. Soc. Am. B (JOSA B.). – 2001. – V. 18. – №. 11. – P. 1545-1553.

[144] Knappe. A microfabricated atomic clock / Knappe, V. Shah, P.D.D. Schwindt, L.
Hollberg, J. Kitching //Applied Physics Letters. – 2004. – V. 85. – №. 9. – P. 1460-1462.

[145] R. Lutwak. The chip-scale atomic clock — coherent population trapping vs. conventional interrogation / R. Lutwak, D. Emmons, W. Riley, R.M. Garvey // Proceedings of the 34th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Applications Meeting, Reston, VA. – 2002. – P. 539-550.

[146] C. Affolderbach. Nonlinear spectroscopy with a vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) / C. Affolderbach, A. Nagel, S. Knappe, C. Jung, D. Wiedenmann, R. Wynands //Applied Physics B. – 2000. – V. 70. – №. 3. – P. 407-413.

[147] K. Deng. Effect of buffer gas ratios on the relationship between cell temperature and frequency shifts of the coherent population trapping resonance / K. Deng, T. Guo, D.W. He, X.Y. Liu, D.Z. Guo, X.Z. Chen, Z. Wang // Applied Physics Letters. – 2008. – V. 92. – N_{\odot} . 21. – P. 211104.

[148] J. Vanier, C. Audoin, The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards, Adam Hilter, Bristol, UK. – 1989.

[149] M. Merimaa, T. Lindvall, I. Tittonen, E. Ikonen. All-optical atomic clock based on coherent population trapping in 85 Rb // JOSA B. – 2003. – V. 20. – №. 2. – P. 273-279.

[150] V. Shah. Continuous light-shift correction in modulated coherent population trapping clocks / V. Shah, V. Gerginov, P.D.D. Schwindt, S. Knappe, L. Hollberg, J. Kitching // Applied Physics Letters. – 2006. – V. 89. – №. 15. – P. 151124.

[151] M. Zhu, L.S. Theoretical and experimental study of light shift in a CPT based Rb vapor cell frequency standard / M. Zhu, L.S. Cutler // 32nd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting, Reston, VA. – 2000. – P. 311.

[152] S. Knappe. Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references / Knappe, S., Wynands, R., Kitching, J., Robinson, H. G., Hollberg, L. // JOSA B. $-2001. - V. 18. - N_{\odot}.11. - P. 1545-1553.$

[153] V. S. Letokhov and V. P. Chebotayev. Nonlinear laser spectroscopy // Springer, Berlin – 1977. – V. 4.

[154] J. Kitching. Chip-scale atomic devices // Applied Physics Review. – 2018 – №5. –
P. 031302 –031302-38.

[155] S. Knappe. A chip-scale atomic clock based on 87Rb with improved frequency stability / Knappe, S., Schwindt, P. D. D., Shah, V., Hollberg, L., Kitching, J., Liew, L., & Moreland, J. // Optics Express. – 2005. – V. 13 – № 4. – P. 1249-1253.

[156] S. Knappe. A microfabricated atomic clock / Knappe, S., Shah, V., Schwindt, P.
D., Hollberg, L., Kitching, J., Liew, L. A., Moreland, J. // Applied Physics Letters. – 2004.
– V. 85. – №. 9. – P. 1460-1462.

[157] R. Michalzik "VCSEL fundamentals", VCSELs, Springer, Berlin, Heidelberg. –2013. – P. 19-75.

[158] Goka S. Low power 85 Rb CPT atomic clock / Goka, S., Okura, T., Moroyama, M.,
Watanabe, Y. //2008 IEEE International Frequency Control Symposium. – IEEE, 2008.
– P. 103-106.

[159] Deng K. Full hyperfine frequency modulation in the implementation of coherent population trapping atomic clocks / Deng, K., Guo, T., Su, J., Guo, D., Liu, X., Liu, L., ...
X. Chen, Wang, Z. //Physics Letters A. – 2009. – V. 373. – №. 12-13. – P. 1130-1132.

[160] Swain S. Conditions for population trapping in a three-level system //Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics (1968-1987). – 1982. – V. 15. – №. 19. – P. 3405.

[161] Dalton B. J. Liouville space theory of sequential quantum processes. II. Application to a system with an internal reservoir //Journal of Physics A: Mathematical and General. $-1982. - V. 15. - N_{\odot}. 7. - P. 2177.$

[162] Fleischhauer M., Manka A. S. Propagation of laser pulses and coherent population transfer in dissipative three-level systems: An adiabatic dressed-state picture //Physical Review A. – 1996. – V. 54. – N_{2} . 1. – P. 794.

[163] D. Miletic. Light-shift and temperature-shift studies in atomic clocks based on coherent population trapping // Université de Neuchâtel. – 2013.

[164] Игнатович С.М. Сравнение полевых сдвигов в атомных часах на основе эффекта когерентного пленения населенностей в атомах ⁸⁷Rb при модуляции тока накачки лазера на частотах 3.4 и 6.8 ГГц / С.М. Игнатович, М.Н. Скворцов, И.С. Месензова, Квашнин, Н. Л., Вишняков, В. И., Бражников, Д. В., Багаев, С. Н. // Квантовая электроника. – 2022. – Т. 52. – № 4. – С. 386-390.

[165] Zhao M. Laser frequency stabilization via bichromatic Doppler-free spectroscopy of an ⁸⁷Rb D₁ line / M. Zhao, X. Jiang, R. Fang // Applied Optics. $-2021. - V. 60. - N_{\odot}$ 17. - P. 5203-5207.

[166] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Динамический штарковский сдвиг атомных уровней //Успехи физических наук. – 1999. – Т. 169. – №. 7. – С. 753-772.