

На правах рукописи

Парёхин

Парёхин Данил Александрович

Методы стабилизации параметров квантового дискриминатора стандарта частоты
на основе эффекта когерентного пленения населённостей

2.2.10 – Метрология и метрологическое обеспечение

Диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук,

Пальчиков Виталий Геннадьевич

Содержание

Глава 1. Применение КПН эффекта в квантовых стандартах частоты	11
1.1 Анализ литературы.....	16
1.2 Функциональная схема КСЧ.....	24
1.3 Факторы, оказывающие влияние на сдвиг КПН - резонанса	25
1.4 Конструкция ячеек с парами щелочных атомов в КСЧ КПН.....	28
1.5 Структурная схема работы КСЧ КПН	34
1.6 Наблюдение КПН - резонанса.....	36
1.7 Анализ структурной схемы КСЧ КПН.....	40
1.8 Выводы	46
Глава 2. Исследования влияния рабочих параметров на метрологические характеристики КСЧ КПН.....	47
2.1 Влияние температуры ячейки на сдвиг частоты КПН - резонанса	49
2.2 Влияние мощности СВЧ-генератора на параметры КПН - резонанса	51
2.3 Влияние интенсивности лазера на сдвиг частоты КПН - резонанса	54
2.4 Влияние магнитного поля на сдвиг частоты КПН - резонанса	54
2.5 Выводы	58
Глава 3. Методы стабилизации КПН - резонанса	59
3.1 Воспроизводимость частоты от включения к включению	59
3.2 Метод стабилизации длины волны лазера по линии поглощения ^{87}Rb	70
3.3 Метод настройки системы стабилизации длины волны лазера	72
3.4 Выводы	74
Глава 4. Анализ результатов исследований.....	75
Заключение	85
Список сокращений.....	87

Библиография	93
ПРИЛОЖЕНИЕ А	108

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Промышленно выпускаемые малогабаритные (менее 250 см³) квантовые стандарты частоты на основе атомов рубидия обладают высокими метрологическими характеристиками (малое отклонение действительного значения частоты (ДЗЧ) от номинального значения, типичные значения относительного отклонения частоты менее нескольких единиц 10^{-10} , низкая нестабильность частоты, определяемая значением среднего квадратичного относительного двухвыборочного отклонения частоты (СКДО), типичные значения СКДО составляют несколько единиц $10^{-11}/\sqrt{\tau}$ на интервале времени измерения 1000 с), что позволяет применять их в таких областях науки и техники, как радионавигация, геодезия, метрология, радиоастрономия, связь. В зависимости от области применения квантовых стандартов частоты предъявляются различные требования к их метрологическим характеристикам (нестабильность частоты, отклонение действительного значения частоты, фазовый шум), эксплуатационным характеристикам (потребляемая мощность, габаритные размеры, время выхода на рабочий режим) и непосредственно к условиям их эксплуатации. Следует отметить, что активно развивающееся направление, создания квантовых стандартов частоты (КСЧ), которые могут быть интегрированы в качестве опорных генераторов частоты в различные технические устройства и системы: навигационные модули с использованием сигналов космических навигационных систем и инерциальных датчиков; системы защищённой связи с переключением частоты; системы дистанционного зондирования Земли; беспилотные летательные аппараты; системы сбора и передачи данных и т.д. Правительством РФ, в рамках федеральной целевой программы «Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС» (2012-2020 гг.), были поставлены научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы по разработке малогабаритных КСЧ с характеристиками необходимыми для применения в перспективных технических устройствах и

системах: СКДО - не хуже нескольких единиц $10^{-11}/\sqrt{\tau}$, где τ – интервал времени измерения, габариты – менее нескольких десятков кубический сантиметров, энергопотребление – менее нескольких десятых долей Ватт и малое время выхода на рабочий режим – несколько сотен секунд.

Наиболее перспективным вариантом малогабаритных высокостабильных КСЧ являются стандарты частоты, работающие на основе эффекта когерентного пленения населённости (КПН). Основным преимуществом стандарта на основе КПН эффекта по сравнению с малогабаритными рубидиевыми стандартами частоты является отсутствие необходимости использования сверхвысокочастотного (СВЧ) резонатора и спектральной лампы, заполненной парами щелочного металла (цезия, рубидия), имеющей высокое энергопотребление (порядка 0,5 Вт). Это даёт возможность при сохранении высоких метрологических характеристик существенно уменьшить габаритные размеры устройства, энергопотребление и время выхода на рабочий режим.

Однако создание стандарта частоты на основе КПН эффекта связано с необходимостью решения сложных технологических и научных задач:

- необходимо разработать миниатюрные конструктивные элементы, лежащие в основе физической части квантового дискриминатора частоты. Такими элементами являются поверхностно-излучающий лазер с вертикальным резонатором и миниатюрная ячейка, заполненная буферными газами и парами щелочного металла;
- поиск схемотехнических решений с целью уменьшения габаритных размеров устройства, сокращения потребляемой мощности и минимизации собственных шумов КСЧ;
- создание алгоритмов и программного решения, обеспечивающих управление всеми узлами устройства, стабилизацию и точную регулировку температуры ячейки (относительная погрешность установки температуры ячейки не более 0,1 °С), длины волны лазера, частоты СВЧ-генератора (абсолютная погрешность установки частоты не более 0,14 Гц), а также выход устройства на

рабочий режим за время, не превышающее 180 с при потребляемой мощности менее 300 мВт.

В настоящее время в ряде научно-исследовательских институтов РФ ведутся разработки экспериментальных образцов стандартов частоты, основанных на применении КПН - эффекта, однако эти разработки находятся на стадии лабораторных исследований и не доведены до уровня готовых к серийному производству изделий. В связи с этим становится актуальной и востребованной научно-техническая задача создания отечественного готового к серийному производству стандарта частоты подобного типа с характеристиками, не уступающими лучшим зарубежным аналогам.

Решение данной задачи требует проведения комплексных исследований, включающих в себя анализ различных научно-технических задач. Необходимо также разработать алгоритмы и программное обеспечение для управления всеми узлами устройства, обеспечения высокоточной стабилизации и регулировки температуры ячейки, длины волны лазера и частоты СВЧ - генератора, а также оптимизацию времени выхода устройства на рабочий режим при минимальной потребляемой мощности. Успешная реализация этой научно-технической задачи позволит не только создать новый отечественный стандарт частоты, готовый к серийному производству, но и заложить основу для его дальнейшего массового внедрения в РФ. Именно на решение этих прикладных научно-технических задач, имеющих большое значение для развития квантовой метрологии, повышения точности измерений времени и частоты, а также импортозамещения в области высокоточных измерений времени и частоты, направлена данная диссертационная работа, что предопределяет её высокую актуальность и значительную практическую ценность.

Диссертационная работа посвящена решению вопросов разработки и исследованию методов, обеспечивающих новые (лучшие) метрологические характеристики квантового стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости в парах рубидия (КСЧ КПН).

Цель работы – Улучшение метрологических и эксплуатационных характеристик стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости на основе новых методов стабилизации параметров квантового дискриминатора частоты.

Основная научная задача – Разработка новых методов стабилизации параметров квантового дискриминатора, обеспечивающих работу стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости с заданными метрологическими и эксплуатационными характеристиками.

Частные научные задачи:

1. Исследовать влияние интенсивности излучения лазера, температуры ячейки с парами щелочного металла, мощности СВЧ - генератора, на сдвиг частоты регистрируемого сверхтонкого перехода атома рубидия, наблюдаемого посредством эффекта КПН.

2. Исследовать контраст КПН - резонанса в зависимости от выходной мощности и девиации частоты СВЧ - генератора, а также от интенсивности излучения лазера.

3. Исследовать влияние эффекта Зеемана на сдвиг частоты КПН - резонанса, обусловленное взаимодействием атомов ^{87}Rb с магнитными полями создаваемыми катушками подмагничивания.

4. Провести анализ нестабильности КСЧ КПН в зависимости от выходной мощности и девиации частоты СВЧ - генератора, а также от интенсивности излучения лазера.

Объектом исследований являются квантовые стандарты частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости в парах атома рубидия.

Предмет исследований: процессы и физические явления в квантовом дискриминаторе, влияющие на метрологические и эксплуатационные характеристики КСЧ на основе эффекта когерентного пленения населённости.

Положения, выносимые на защиту:

1. Разработанный метод стабилизации КПН - резонанса, основанный на изменении выходной мощности СВЧ - генератора и тока лазера, обеспечивает

воспроизводимость частоты выходного сигнала от включения к включению в пределах $\pm 4,0 \times 10^{-11}$ при времени выхода на рабочий режим менее 180 с.

2. Предложенный и реализованный метод настройки КСЧ КПН, основанный на определении экстремумов зависимостей частоты от интенсивности лазера, выходной мощности СВЧ - генератора и температуры ячейки, обеспечивает нестабильность частоты КСЧ КПН меньше $3,0 \times 10^{-11}$ на интервале времени измерения 1 с.

3. Разработанный метод стабилизации длины волны лазера по линии поглощения рубидия, основанный на регулировании мощности нагрева лазера, обеспечивает нестабильность частоты меньше $3,0 \times 10^{-12}$ на интервале времени измерения 100 с.

4. Разработанный метод калибровки системы стабилизации длины волны лазера, основанный на измерении асимметрии пика поглощения в ячейке, обеспечивает нестабильность частоты меньше $1,0 \times 10^{-12}$ на интервале времени измерения 1000 с.

Научно-техническая новизна заключается в следующем:

1. Впервые в России создан КСЧ КПН с нестабильностью частоты менее $5,0 \times 10^{-13}$ на интервале времени измерений 1000 секунд при энергопотреблении менее 300 мВт.

2. Разработаны методы и алгоритмы, позволяющие обеспечить воспроизводимость частоты от включения к включению КСЧ КПН в пределах $\pm 4,0 \times 10^{-11}$ при времени выхода на рабочий режим менее 180 секунд.

3. Впервые разработан метод стабилизации температуры поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости по сигналу детектирования пика поглощения в ячейке.

Методы исследований. В диссертации применены теоретические и экспериментальные методы исследований. Теоретические исследования проведены на основе теории автоматического регулирования, теории чисел, математического анализа, математической статистики, численных методов в

приложении к обработке цифровых сигналов. Экспериментальные исследования проведены на основе научно-технической базы ФГУП «ВНИИФТРИ» с применением калиброванного и сертифицированного оборудования.

Достоверность результатов. Достоверность результатов подтверждена применением аттестованных высокоточных средств измерений утверждённого типа, используемых в лаборатории ФГУП «ВНИИФТРИ», а также при проведении апробации разработанных алгоритмов и программного обеспечения. Проведён сопоставительный анализ метрологических характеристик, полученных в диссертации, с опубликованными в литературе данными, полученными в результате применения других альтернативных подходов.

Практическая значимость. Разработанные алгоритмы и методы КСЧ внедрены в метрологически значимое программное обеспечение КСЧ КПН в составе серийного выпускаемого изделия «Квантовый стандарт частоты МГФК.408484.026 НАП-КПН». Кроме того, разработанные автором методы используются при выполнении других НИОКР ФГУП «ВНИИФТРИ».

Личный вклад автора. Все экспериментальные результаты, диссертационной работы, получены автором лично, либо при решающем его участии. Автор принимал активное участие в разработке и исследовании КСЧ КПН и лично разработал алгоритмы, методы и программное обеспечение для работы КСЧ КПН. Принимал участие в проведении всего цикла испытаний КСЧ КПН, а также в наземных (транспорт) и лётных (вертолёт) испытаниях.

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались на Международных конференциях «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз (2019, 2020, 2021 НИЯУ МИФИ г. Москва), Европейский форум по частоте и времени IEEE EFTF-IFCS (2021), на научной практической конференции молодых учёных, аспирантов и специалистов «Метрология в XXI веке» (2020, 2021, п. Менделеево), на двух Всероссийских конференциях «Радиотехнические технологии в приборостроении» (Туапсе-2022, Белокуриха-2022). Материалы диссертации были представлены на конкурсе на соискание

премии им. С.А. Христиановича, проводимой среди молодых учёных ФГУП «ВНИИФТРИ» в 2021 году.

Содержание работы опубликовано в рецензируемых журналах. Результаты диссертационного исследования содержатся в 14 публикациях, среди которых 7 публикаций входят в список рецензируемых журналов, рекомендованных ВАК. В ходе исследований по теме диссертации было получено два патента на полезную модель (RU197054U1 26.03.2020 и RU195880U1 07.02.2020) и два свидетельства о регистрации программы для ЭВМ (RU2019667330 23.12.2019 и RU2019667332 23.12.2019).

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы. Общий объем диссертации составляет **111** страниц, включая список цитированной литературы. Диссертация содержит **45** рисунков, **6** таблиц и **142** ссылки на литературные источники.

Глава 1. Применение КПН эффекта в квантовых стандартах частоты

Задающие генераторы частоты являются широко применяемыми компонентами подавляющего большинства современных электронных устройств. В зависимости от аппаратуры, в которой применяется задающий генератор, к нему могут предъявляться различные метрологические требования, конкурирующие с техническими требованиями. Достижение компромисса между метрологическими характеристиками задающего генератора частоты, а именно: погрешность частоты и уровень её нестабильности, устанавливаемыми в заданном интервале дестабилизирующих факторов, с техническими характеристиками, такие как массогабаритные показатели и энергопотребление, что требует непрерывного научно-технического совершенствования стандартов.

Наиболее простыми и одновременно самыми широко используемыми задающими генераторами частоты на сегодняшний день являются кварцевые генераторы или кварцевые резонаторы. Такого рода задающие генераторы применяются в технических системах, к которым не предъявляется жёстких требований, таких как низкая долговременная нестабильность, малая погрешность частоты, широкий диапазон рабочих температур.

С ужесточением требований, предъявляемых к разрабатываемым устройствам, повышаются соответственно и требования к задающим генераторам частоты и тогда могут применяться термостатированные кварцевые генераторы, имеющие малые масса-габаритные характеристики (объем малолитражных кварцевых генераторов составляет менее 65 см³) высокую устойчивость к ударам и вибрациям, а так же обладающие высокими метрологическими характеристиками в части низких фазовых шумов при отстройке от несущей 10 кГц (-160 дБ/Гц), низкой нестабильностью частоты на коротких интервалах времени измерения (СКДО $2,0 \times 10^{-11}$ на интервале времени измерения 1 с). Однако термостатированные кварцевые генераторы не обеспечивают все требования, предъявляемые к задающим генераторам частоты при разработке аппаратуры в части метрологических характеристик, такие как, погрешность частоты,

температурный коэффициент частоты, дрейф частоты на больших временных интервалах (1 день и более).

В ходе развития техники и роста требований к задающим генераторам возник отдельный класс малогабаритных рубидиевых стандартов частоты (РСЧ), предназначенных для использования в качестве источника высокостабильного сигнала частотой 10 МГц в различных частотно-измерительных приборах и системах, системах навигации, радиотелеметрии, связи, тактовой сетевой синхронизации. Уменьшение габаритных размеров существующих рубидиевых стандартов частоты позволило применять их в мобильных системах и комплексах. РСЧ различных производителей отличаются между собой конструктивным исполнением, техническими и схемными решениями, технологией изготовления и составом наполнения оптических элементов, различными опциями, введёнными для удобства потребителя. Все это, в свою очередь, сказывается на метрологических и эксплуатационных характеристиках данных изделий и их стоимости, поэтому при разработке РСЧ различной модификации подбирается компромисс между погрешностью и нестабильностью частоты выходного сигнала с одной стороны, и массогабаритными размерами, энергопотреблением и стоимостью изделия, – с другой. Однако рубидиевые стандарты частоты имеют фундаментальные ограничения на габаритные размеры, связанные с необходимостью применения СВЧ резонатора.

Таблица 1. Сравнение малогабаритных задающих генераторов частоты

Тип	Кварц	РСЧ	КСЧ КПН
Габаритные размеры, см (см ³)	5,1×5,1×2,5 (65)	3,7×7,7×7,6 (216,5)	5,0×5,0×2,4 (60)
Энергопотребление, мВт	500	8 000	300
СКДО на интервале времени измерения 1 с, <u>отн.</u> ед.	$2,0 \times 10^{-11}$	$1,4 \times 10^{-11}$	$3,0 \times 10^{-11}$
Дрейф частоты на интервале 1 год, <u>отн.</u> ед.	$5,0 \times 10^{-8}$	$2,0 \times 10^{-10}$	$2,0 \times 10^{-10}$
Относительный температурный коэффициент частоты, 1/°С	$1,2 \times 10^{-10}$	$1,0 \times 10^{-11}$	$8,0 \times 10^{-12}$
Время выхода на рабочий режим	180 с	2 ч	180 с

Перспективным вариантом малогабаритных КСЧ являются стандарты частоты, работающие на основе эффекта когерентного пленения населённости (КПН). Они обладают преимуществами как термостатированных кварцевых генераторов, такими как масса-габаритные характеристики и низкое энергопотребление, так и преимуществами малогабаритных рубидиевых стандартов частоты, такими как нестабильность частоты, дрейф частоты на интервале 1 год и температурный коэффициент частоты (Таблица 1).

Преимущества квантовых стандартов частоты на основе эффекта КПН позволяют их интегрировать в качестве задающих генераторов частоты в различные технические устройства и системы. Рассмотрим подробнее области применения таких стандартов:

1. Системы глобального позиционирования (ГНСС):

Квантовые стандарты частоты могут значительно улучшить характеристики приёмников сигналов космических аппаратов ГНСС. Наличие собственных атомных часов в навигаторе ускоряет процедуру временной синхронизации и уменьшает время набора данных от спутников (до нескольких секунд и долей

секунды), что повышает точность навигации и помехоустойчивость. Быстрое определение координат особенно важно для движущихся объектов. При использовании собственных атомных часов можно ограничиться сигналами от трёх навигационных спутников. В работах [1,2] показано, что применение КСЧ КПН позволяет увеличить интервал эффективного использования сигналов трёх навигационных космических аппаратов по сравнению с применением кварцевого генератора при определении координат, высоты и компонент вектора скорости.

2. Телекоммуникационное оборудование:

С развитием рынка телекоммуникационных и навигационных услуг и оборудования постоянно повышаются требования к характеристикам встроенных в радиоэлектронные устройства задающих генераторов частоты. Рост производительности вычислительных систем и скорости связи приводит к ужесточению требований к долговременной стабильности частоты. Это актуально для вычислительных комплексов и компьютерных серверов (системы управления сетевым оборудованием и его контроля), оборудования транспортных сетей. Современное развитие протоколов передачи данных, распределённого вычисления («облачные» сети) и интеллектуальных «сенсорных» сетей требует наличия задающего генератора частоты в локальных серверах и маршрутизаторах с нестабильностью не хуже 10^{-10} на интервале времени измерения 1 сутки. Прогнозируя дальнейшее развитие систем передачи данных, можно предположить, что требования к стабильности только повысятся.

3. Инерциальные системы навигации и спутниковые навигационные системы в сложных условиях:

Инерциальные системы навигации (навигация без спутников) и спутниковые навигационные системы в сложных условиях (например, в условиях городских застроек) невозможно использовать без бортовой меры частоты. Для использования в малогабаритной аппаратуре (навигационные устройства потребителя, беспилотные летательные и подводные аппараты и др.) важно сочетание высокой долговременной стабильности стандарта (более 1000 секунд) с низким энергопотреблением и малыми габаритно - весовыми параметрами. В

инерциальных системах для точности навигации порядка десятков сантиметров требуется стандарт времени с долговременной нестабильностью не хуже 10^{-11} на интервале времени измерения 1 час. Квантовые стандарты частоты на основе эффекта КПН удовлетворяют этим требованиям и могут быть успешно интегрированы в такие системы.

4. Широкополосные системы связи:

Квантовые стандарты частоты позволяют реализовать широкополосные системы связи с быстрым переключением несущей и спектральным уплотнением каналов. Это обеспечивает повышение помехозащищённости аппаратуры и создание устойчивых беспроводных каналов передачи данных. Высокая стабильность частоты, обеспечиваемая квантовыми стандартами, позволяет увеличить скорость передачи данных и эффективно использовать частотный спектр.

5. Измерительное портативное оборудование:

Квантовые стандарты частоты находят применение в измерительном портативном оборудовании, таком как локаторы и сонары высокого разрешения. Высокая стабильность частоты позволяет повысить точность и разрешающую способность таких устройств. Кроме того, квантовые стандарты частоты могут быть использованы в сенсорных сетях для геологоразведки, дистанционного зондирования и мониторинга Земли и различных объектов. Малые габариты и низкое энергопотребление квантовых стандартов частоты на основе эффекта КПН делают их идеальными кандидатами для интеграции в портативное измерительное оборудование.

Таким образом, квантовые стандарты частоты на основе эффекта КПН находят широкое применение в различных областях, где требуется высокая стабильность частоты, малые габариты и низкое энергопотребление. Их уникальные характеристики позволяют улучшить производительность и точность систем глобального позиционирования, телекоммуникационного оборудования, инерциальных и спутниковых навигационных систем, широкополосных систем связи и измерительного портативного оборудования. С дальнейшим развитием

технологий и повышением требований к характеристикам задающих генераторов частоты, роль квантовых стандартов частоты будет только возрастать.

1.1 Анализ литературы

Принцип работы квантового стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей (КПН) заключается в измерении разности частот двух световых волн, при которой атомная система переходит в суперпозиционное состояние, не взаимодействующее с данными оптическими полями [3]. Для достижения эффекта КПН обычно используется двухчастотное световое поле. Частоты компонент этого поля, ω_1 и ω_2 , близки к частотам переходов между двумя долгоживущими энергетическими уровнями атомной системы и общим для этих уровней возбуждённым состоянием (см. Рисунок 1). При определённой разности частот ($\omega_1 - \omega_2$) атомная система переходит в суперпозиционное состояние между двумя долгоживущими уровнями, при этом атомная система прекращает взаимодействовать с резонансными световыми полями. Это приводит к увеличению прозрачности среды для обеих компонент двухчастотного светового поля и наблюдается КПН-резонанс.

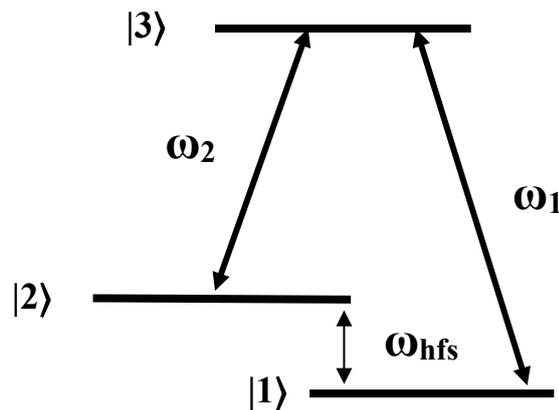


Рисунок 1 - Схема энергетических уровней трёхуровневой квантовой системы (Λ -система) $|1\rangle$ и $|2\rangle$ долгоживущие состояния с меньшей энергии, $|3\rangle$ - короткоживущее возбуждённое состояние, ω_1 , ω_2 – частоты возбуждающих волн, ω_{hfs} – частота сверхтонкого расщепления основного состояния атома

Эффект КПН обнаружен в 1976 году группой итальянских учёных при исследовании взаимодействия атомов натрия с излучением лазера на красителе [4]. Одновременно с этим было получено теоретическое объяснение эффекта как для каскадной системы уровней [5], так и для Λ -систем [6]. С тех пор эффект КПН и связанное с ним явление электромагнитно-индуцированной прозрачности [7,8,9,10] были предложены для использования в большом количестве приложений, таких как получение оптической бистабильности [11], лазерное охлаждение атомов и ионов [12,13], а так же лазеры без инверсии населённостей [14,15]. Использование узкой ширины КПН-резонанса стало привлекательным для метрологических приложений [16,17], так как высокое разрешение лазерной спектроскопии может быть применено к атомным часам [18] и магнитометрам [19,20]. Хотя атомы щелочных металлов имеют сложную структуру энергетических уровней, расчёты в приближении простой трёхуровневой системы, показывают хорошее соответствие с измерениями [21].

В России теория КПН-эффекта получила значительное развитие в работах Юдина В.И. и Тайченачева А.В. с соавторами. В этих работах приведено описание общей теории КПН - эффекта и свойств КПН - резонансов [22-29], предложены новые схемы формирования высококонтрастных КПН - резонансов для атомных часов [31-33], продемонстрирована возможность создания чистых суперпозиционных состояний атомов с помощью эллиптически поляризованного бихроматического излучения [34-36], исследованы переходные процессы при динамическом возбуждении резонанса когерентного пленения населённостей [37-39] и резонансы Рэмси для различных конфигураций встречных лазерных полей [40-41], запатентованы способы формирования опорного КПН-резонанса на сверхтонких переходах основного состояния атома щелочного металла [42].

В России первые экспериментальные исследования КПН - эффекта были проведены в ФИАНе в группе «Высококогерентные полупроводниковые лазеры» в составе лаборатории стандартов частоты, основанной Басовым Н.Г. в 1990 г. (руководитель группы Величанский В.Л.). В первой публикации этой группы [43] представлены результаты наблюдений КПН-эффекта на D1 - линии атома рубидия

на основе использования двух отстроенных по частоте диодных лазеров с внешним резонатором. В последующих публикациях этой группы представлялись следующие результаты исследований КПН - эффекта: свойства КПН - резонансов и характеристик стандартов частоты, созданных на их основе [44-47], создание сверхминиатюрных ячеек с парами щелочных атомов с буферным газом и с антирелаксационным покрытием [48-54], исследования свойств миниатюрных лазеров с вертикальным резонатором, используемых в КПН - стандартах [55-57].

Миниатюрные атомные часы на основе КПН были предложены более 20 лет назад [58,59], но отсутствие надежных, с низким уровнем шума, простых в использовании диодных лазеров, у которых длина волны излучения соответствовала атомному переходу, не позволило добиться внедрения КСЧ КПН в качестве коммерческих часов. Существенным прогрессом в этом направлении стало появление одномодового лазера с вертикальным резонатором (ЛВР), излучающего фотоны соответствующие D_2 линии цезия (852 нм), а так же обладающего большой полосой модуляции (9,2 ГГц) [60]. В работе [61] была показана практичность ЛВР для спектроскопии когерентного пленения населенности (КПН) Вскоре после этого был продемонстрирован первый прототип миниатюрных КПН - часов [62,63].

Дальнейшие исследования эффекта КПН в атомах щелочных металлов проводятся с целью создания миниатюрных атомных часов и других устройств. Такие исследования активно продолжаются в лабораториях разных стран мира, включая Россию, США, Францию, Китай, Израиль Швейцарию, и другие. Практическое применение КПН эффекта для КСЧ, было продемонстрировано в 2000 году [65]. Применение миниатюрных лазеров ЛВР позволяет существенно уменьшить габариты и энергопотребление атомных часов. Эти лазеры работают в одномодовом режиме и могут быть легко перенастроены на необходимую линию поглощения, что позволяет точно настроить лазер на нужную длину волны. Уже в 2001 году в США был продемонстрирован первый прототип миниатюрного квантового стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости [66].

В работе [67] была предложена идея совмещения в атомных часах КПН - спектроскопии с технологическими методами, разработанными для производства микроэлектромеханических систем (МЭМС). Показано, что методы изготовления МЭМС позволят достичь небольших размеров КСЧ и низкого энергопотребления.

В современных разработках миниатюрных квантовых стандартов частоты преимущественно применяются схемы, основанные на эффекте когерентного пленения населенностей (КПН). Особую популярность приобрели конфигурации, в которых для создания КПН-резонансов задействован единственный лазерный источник. Для генерации необходимого бихроматического поля прибегают к модуляции излучения одночастотного лазера. Частота модуляции при этом обычно выбирается равной половине частотного интервала между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния используемого атома. При этом используются различные виды модуляции: амплитудная [68], частотная (фазовая) [69] и поляризационная [70].

Экспериментальные исследования, описанные в работах [71,72], были посвящены изучению влияния ключевых параметров возбуждения резонанса КПН на стабильность квантовых стандартов частоты (КСЧ). Авторы данных работ сконцентрировали свое внимание на анализе эффектов, обусловленных частотой и девиацией двухфотонной отстройки при возбуждении резонанса в ячейках, содержащих буферный газ. Полученные результаты позволили установить наличие оптимального соотношения между частотой возбуждения и девиацией двухфотонной отстройки при формировании резонанса КПН. Было выявлено, что соблюдение этого специфического соотношения обеспечивает достижение максимальной стабильности квантового стандарта частоты.

В работе [73] исследовалась возможность использования фазовой модуляции СВЧ сигнала для сканирования резонанса вместо частотной модуляции. Было показано, что при переходе к более высокочастотной модуляции реализуется аналог режима Паунда–Древера–Холла для двухфотонного резонанса. Режим Паунда–Древера–Холла хорошо изучен для случая

возбуждения резонанса в двухуровневой квантовой системе или оптических резонаторах [74,75]. При этом известно, что в данном режиме оптимальное отношение ширины диапазона сканирования к частоте опроса КПН-резонанса, при котором достигается наилучшая точность, равна 1.08 [76].

В работах [77-79] проведено оригинальное экспериментальное исследование резонансов КПН в атомах ^{87}Rb с помощью нового лазерного источника на базе фемтосекундной гребенки, использовавшейся ранее, в основном, для абсолютных измерений оптической частоты, для сравнения нескольких оптических частот, для преобразования оптической частоты в радиочастоту без потери точности и стабильности и т.д. Использование фемтосекундной гребенки в качестве стабилизирующего элемента в лазерном источнике бихроматического поля, в применении к резонансам КПН в исследуемой Λ -схеме переходов в атомах ^{87}Rb , позволило стабилизировать разность двух частот источника с точностью до нескольких герц.

Одним из направлений исследования является поиск средств сужения линии КПН - резонансов. Для этого необходимо повышать время когерентного взаимодействия атомов с электромагнитным полем накачки. Основной причиной декогерентности состояния атома с возбуждающими полями является его деполяризация при столкновении со стенкой ячейки. Для увеличения времени когерентного состояния атома ячейку покрывают антирелаксационным стеночным покрытием [80] или вводят буферный газ [81]. С другой стороны, большое время когерентного взаимодействия атома с полем приводит к световому уширению нелинейных резонансов. Для решения проблемы сужения линии нелинейных резонансов сформировалась целая область, направленная на исследование возбуждения атомов с помощью импульсной накачки, так называемая Рамсеевская схема опроса [82,83].

Альтернативным методом возбуждения резонанса КПН является модуляция интенсивности оптического излучения. Особый научный интерес представляют режимы возбуждения, в которых мощность излучения коррелирует с частотой двухфотонной отстройки. Один из таких инновационных подходов был

представлен в исследовании [84]. Авторы разработали систему с дополнительным контуром обратной связи, регулирующим мощность оптического излучения для поддержания постоянной интенсивности люминесценции атомов рубидия. Применение данного метода приводит к характерному распределению мощности накачки: она достигает максимума при нулевой двухфотонной отстройке и снижается по мере увеличения отстройки. Такое распределение способствует значительному усилению контрастности наблюдаемого резонанса. Этот режим возбуждения открывает новые возможности для оптимизации параметров КПН-резонанса и, как следствие, может способствовать улучшению характеристик квантовых стандартов частоты.

Для наблюдения КПН эффекта используется СВЧ модуляция с частотой, равной половине частоты сверхтонкого перехода [85,86,87]; для такой модуляции в работе [88] показано, что можно подобрать такую амплитуду СВЧ сигнала, что суммарный световой сдвиг резонанса, создаваемый спектральными компонентами излучения, будет равен нулю. Этот факт очень значим с точки зрения достижения высокой долговременной стабильности КСЧ, поскольку флуктуация мощности излучения при неподавленном световом сдвиге может значительно ухудшить стабильность КСЧ. В то же время в работе [89] показывается, что при определённом давлении буферных газов в ячейке с парами щелочного металла может существовать два различных значения амплитуды СВЧ сигнала, при которых световой сдвиг резонанса связанный со спектральными компонентами излучения равен нулю. При более высоких значениях давления в буферных газах в ячейке такое значение амплитуды СВЧ сигнала может полностью отсутствовать. С практической точки зрения важным является разработка методов, которые бы позволяли стабилизировать амплитуду модулирующего сигнала при условии подавления светового сдвига резонанса.

Применение эффекта когерентного пленения населенностей (КПН) в разработке стандартов частоты, использующих ячейки с парами щелочных металлов, накладывает специфические ограничения на структуру сверхтонких уровней атомов. Ключевым требованием является достаточно широкое

сверхтонкое расщепление как в основном, так и в возбужденных состояниях атома. Это условие продиктовано необходимостью минимизации влияния теплового доплеровского сдвига на работу устройства. При недостаточном расщеплении уровней тепловое движение атомов может привести к нежелательному взаимодействию с дополнительными подуровнями, что усложняет анализ и потенциально снижает точность стандарта частоты. Таким образом, оптимальный выбор атомной системы с подходящей структурой сверхтонких уровней играет критическую роль в обеспечении эффективности и надежности КСЧ КПН. На рисунке 2 приведена схема сверхтонкой структуры основного и возбужденных уровней атома ^{87}Rb (спин ядра $I=3/2$).

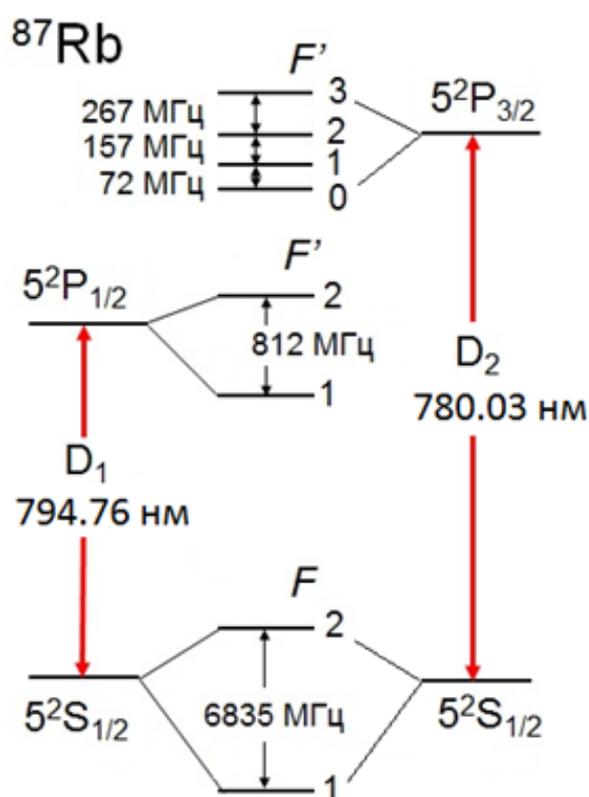


Рисунок 2 - Сверхтонкая структура уровней атома ^{87}Rb

Обширные исследования позволили выявить преимущества и недостатки КПН по сравнению с микроволновым подходом [90,91]. Несмотря на многие сходства, есть существенные различия между свойствами КПН и оптической накачкой микроволновых резонансов. Во-первых, в часах с оптической накачкой, дисбаланс населённостей должен быть создан между уровнями сверхтонкой

структуры. Он обычно создаётся одним световым полем в резонансе с одним из переходов, что не требует фазовой когерентности, но делает систему более восприимчивой к сдвигу частоты из-за динамического эффекта Штарка [92-95]. В то же время резонансы КПН, как правило, имеют более низкий контраст, чем микроволновый резонанс, потому что часто присутствуют фоновые световые поля и может существовать деструктивная интерференция между множеством возбуждённых состояний.

В работах [96-105] на основе применения формализма матрицы плотности проведён теоретический анализ для характеристик КПН - резонансов при учёте различных нелинейно-оптических эффектов в парах щелочных металлов в ячейках, в частности, оптической плотности. Основными результатами этих работ являются формулировка подхода для подавления световых сдвигов в КСЧ КПН при учёте эффектов оптической плотности, предложен новый механизм сужения КПН - резонанса за счёт зонной накачки, а также описание алгоритма управления режимом работы КСЧ КПН, при котором реализуется минимальное значение СКДО для малых интервалов времени измерения. Следует отметить, что модельные ограничения в работах [96-105] на состав буферных газов (азот) и длину ячейки (2 см) приводят к весьма существенному сужению области применения научных результатов в реалиях современного эксперимента.

В последние годы идёт активное исследование КПН - эффекта для улучшения характеристик миниатюрных квантовых стандартов частоты. Так, в работе [106] предложен метод импульсного опроса КПН резонанса, позволяющий получить нестабильность на уровне 2×10^{-12} при интервале времени измерения 10^5 с. В работе [107] авторами предложен способ улучшения метрологических характеристик миниатюрного стандарта частоты в части нестабильности для интервала времени измерения 1 секунда с помощью увеличения частоты модуляции тока лазера в два раза с 3,4 ГГц до 6,8 ГГц. Показано, что увеличение частоты позволяет получить результаты нестабильности на уровне 3×10^{-12} на интервале времени измерения 1 с.

В целом, теоретические и экспериментальные исследования КПН - эффекта достигнуто глубокое понимание его природы. Однако в проведённых до настоящего времени исследованиях не изучен вопрос улучшения метрологических характеристик КСЧ КПН путём совершенствования методов управления и режимов работы составных частей КСЧ, а также изучения их взаимного влияния для достижения максимальной точности измерений.

1.2 Функциональная схема КСЧ

Для наблюдения эффекта когерентного пленения населённостей в атомах рубидия требуется двухчастотное оптическое поле, спектральные составляющие которого разнесены на частоту сверхтонкого расщепления основного состояния атома рубидия $6,834\ 682\ 610\ 904\ 29(9)$ ГГц. Для компактных систем используется модуляция тока лазера на сверхвысокой частоте (СВЧ). Эта частота модуляции выбирается равной половине частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ($\sim 3,417$ ГГц). Модуляция создаёт боковые полосы на оптической несущей частоте, отстроенные от несущей на частоту модуляции. Данные боковые полосы первого порядка образуют оптическую Лямбда конфигурацию (см. Рисунок 1), необходимую для возбуждения КПН резонанса.

Основными элементами физического блока являются последовательно расположенные в оптической схеме такие элементы, как лазер с вертикальным резонатором (далее ЛВР), оптическая система, газовая ячейка и фотодиод. ЛВР работает на длине волны 795 нм, соответствующей D_1 линии ^{87}Rb (см. Рисунок 3). В случае с атомами щелочных металлов, у которых имеется только один электрон на внешней оболочке, предпочтительнее использовать D_1 линию для наблюдения резонансов КПН, поскольку в этом случае их контраст значительно выше, чем при использовании D_2 линии [108]. Выходное излучение ЛВР линейно поляризовано и проходит через оптическую систему, включающую линзу, фазовую четвертьволновую пластинку и нейтральный оптический фильтр. Оптическая система предназначена для формирования круговой поляризации и получения оптимального уровня мощности излучения при отсутствии обратных

отражений в ЛВР. После этого излучение пропускается через газовую ячейку с парами рубидия и буферным газом и регистрируется фотодиодом.

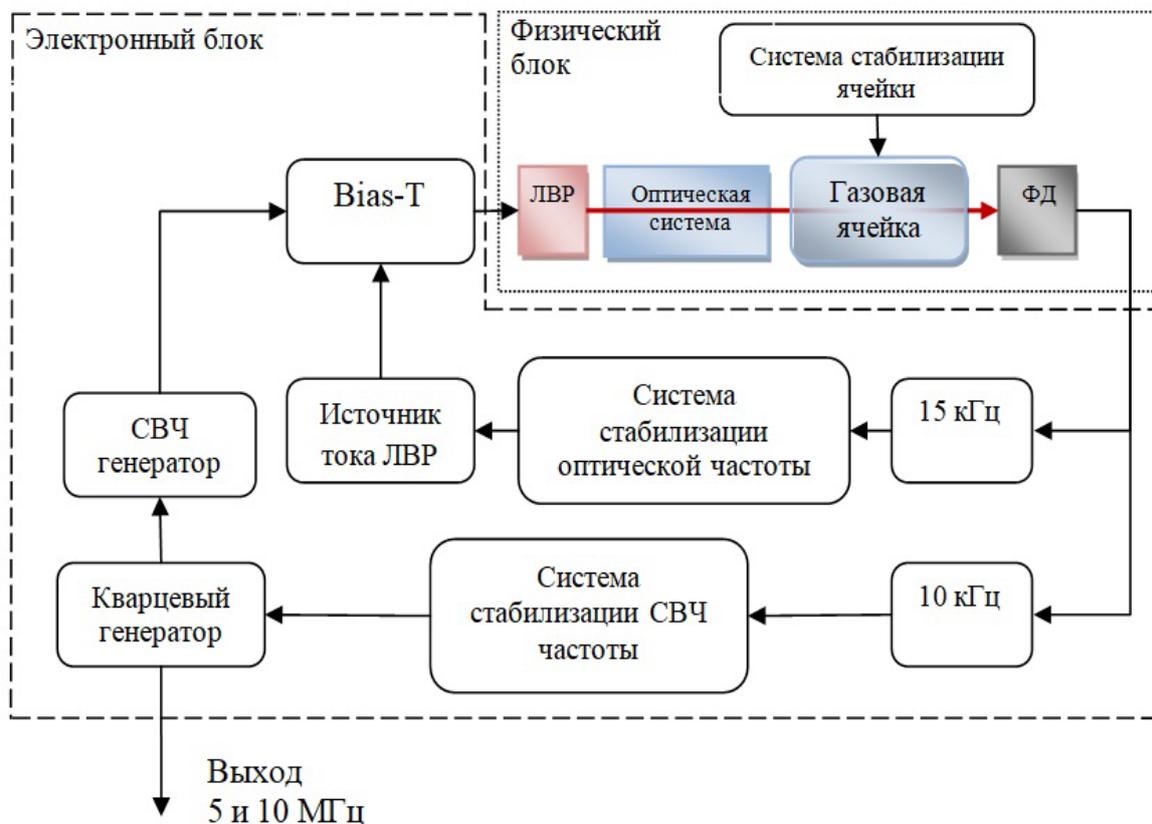


Рисунок 3 - Функциональная схема КСЧ на основе эффекта КПН

Когда разница частот между боковыми полосами модуляции равна частоте сверхтонкого перехода атома, атом не возбуждается в верхнее состояние $|3\rangle$ и, следовательно, не может поглощать или испускать резонансные фотоны, что приводит к просветлению среды и увеличению тока фотодиода.

1.3 Факторы, оказывающие влияние на сдвиг КПН - резонанса

Преобладающим физическим механизмом сдвига линии при изменении интенсивности излучения является динамический эффект Штарка. Этот эффект проявляется на однофотонных переходах $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. В результате действия эффекта Штарка происходит сдвиг энергетических уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ относительно уровня $|3\rangle$. Штарковские сдвиги уровней для основных и низколежащих атомных состояний, обусловленные воздействием внешнего монохроматического поля, детально описаны в литературе [109-113]. При рассмотрении резонансного случая

для тёмного резонанса ожидаемый сдвиг линии будет равен разности сдвигов уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ [114]:

$$\delta\nu_i(\nu_L, I_L) \sim \frac{1}{4} I_L \frac{\nu_L - \nu_0}{(\nu_L - \nu_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (1)$$

Сдвиг линии зависит от интенсивности $I_L \sim |\Omega|^2$, где Ω – оптическая частота Раби, ν_L – частота лазера, ν_0 – резонансная частота и Γ – ширина оптического перехода в возбуждённое состояние.

Сдвиг энергетических уровней, вызванный эффектом Штарка, зависит как от частоты, так и от интенсивности света. Этот Штарковский сдвиг является важным источником погрешностей во многих системах, использующих оптическую накачку. Эффект Штарка создает значительные трудности при реализации квантовых стандартов частоты с использованием лазерных диодов. Он ограничивает производительность таких стандартов, поскольку колебания частоты и интенсивности света накачки преобразуются в дрейф и нестабильность выходной частоты. Таким образом, эффект Штарка является одной из ключевых причин, осложняющих создание высокоточных квантовых стандартов частоты на основе лазерных диодов.

Эффект Зеемана, возникающий под действием магнитного поля, позволяет разделить КПН - резонансы на две группы: чувствительные к вариациям магнитного поля и нечувствительные. Это разделение дает возможность выделить рабочий КПН - резонанс, который не имеет линейной чувствительности к изменениям магнитного поля. Гамильтониан [115], описывающий атомную сверхтонкую структуру и взаимодействие атома с внешним магнитным полем \mathbf{B} , имеет следующий вид:

$$H_{hfs} = \frac{\hbar * \nu_{hfs}}{2 * \left(I + \frac{1}{2}\right)} \mathbf{I}\mathbf{J} + \frac{g_j \mu_B}{\hbar} \mathbf{J}\mathbf{B} + \frac{g_i \mu_B}{\hbar} \mathbf{I}, \quad (2)$$

где \mathbf{I} – вектор момента (спина) ядра атома, \mathbf{J} – вектор суммарного момента импульса электронов оболочки атома (I и J – соответствующие квантовые числа).

В случае атомов щелочных металлов $J=1/2$, расщепление магнитных подуровней основного состояния определяется по формуле Брейта - Раби [116]:

$$\nu_{m_F} = -\frac{\nu_{hfs}}{2\left(2I + \frac{1}{2}\right)} + \frac{g_I m_F \mu_B}{h} B \pm \frac{\nu_{hfs}}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{4m_F}{2I + 1} x\right) + x^2}, \quad (3)$$

где $x = \left(\frac{\mu_B}{h\nu_{hfs}}\right) B(g_J - g_I)$, B – модуль вектора индукции магнитного поля, ν_{hfs} – частота сверхтонкого расщепления основного состояния, g_J и g_I – электронный и ядерный факторы Ланде, μ_B – магнетон Бора. Для подуровней с магнитным квантовым числом $m_F = 0$ линейный сдвиг частоты обращается в нуль.

Для ячеек с буферной газовой смесью собственная частота эталонного перехода может быть сдвинута на несколько сотен герц/торр (в зависимости от состава газовой смеси). Этот сдвиг, зависящий от давления, появляется из-за комбинации физических взаимодействий. Результирующий сдвиг частоты зависит как от количества столкновений в единицу времени, так и от скорости сталкивающихся частиц (кинетической энергии, пропорциональной температуре газа).

Таким образом, полный сдвиг частоты из-за столкновений рабочих атомов с атомами буферного газа (газов) есть функция давления и температуры. Функция сдвига частоты часового перехода в атоме щелочного металла может быть представлена в виде [117]:

$$\Delta f(T) = P_0 \left[\frac{\gamma_1 + r\gamma_2}{1+r} (T - T_0)^2 + \frac{\delta_1 + r\delta_2}{1+r} (T - T_0) + \frac{\beta_1 + r\beta_2}{1+r} \right], \quad (4)$$

где β_i – коэффициент, отвечающий за сдвиг частоты в зависимости от парциального давления i -го компонента буферного газа; δ_i , γ_i – коэффициенты, отвечающие за сдвиг частоты в зависимости от температуры i -го компонента буферного газа (соответственно линейный и квадратичный); P_0 – полное давление буферного газа при нормальных условиях; r – отношение давления газов (P_2/P_1) при нормальных условиях; T_0 – рабочая температура.

Для буферной смеси ячейки с щелочным металлом обычно применяется инертный газ, а также возможно присутствие молекулярного буферного газа – азота (N_2). Комбинацией состава смеси буферных газов можно добиться минимизации сдвига часового резонанса из-за температуры ячейки. Важным обстоятельством, отмеченным в работе [117], ограничивающим точность определения точки оптимума по температуре, является то, что сами коэффициенты β_i , δ_i и γ_i измеряются с конечной точностью и могут отличаться на 10% в работах разных авторов.

1.4 Конструкция ячеек с парами щелочных атомов в КСЧ КПН

Газовая ячейка с парами щелочных атомов является важнейшей составной частью конструкции квантового дискриминатора стандарта частоты на КПН - эффекте, осуществляющая формирование опорного резонанса. Метрологические характеристики КПН - стандарта в значительной степени определяются конструкцией газовой ячейки и качеством её изготовления. Эти аспекты напрямую влияют на ключевые параметры устройства, такие как нестабильность частоты выходного сигнала, его дрейф, время выхода на рабочий режим и диапазон рабочих температур. Таким образом, тщательное проектирование и высокое качество производства газовой ячейки являются критически важными для обеспечения оптимальной работы КПН-стандарта частоты. В этой связи важно отметить, что на российском и мировом рынке отсутствуют коммерческие образцы миниатюрных рубидиевых ячеек. Разработки таких ячеек ведутся несколькими организациями в мире (CSEM [119], Microsemi [120], CASIC [121], Spectratime [122], FrequencyElectronics [123], AccuBeat [124], FEMTO-ST [125]), однако на рынок эти ячейки поступают, как правило, в составе более сложных изделий (систем синхронизации навигационной аппаратуры, стандартов времени и частоты, магнитометров и т.д.) и не поставляются отдельно. Технологии изготовления миниатюрных ячеек с парами щелочных атомов, базирующиеся на учёте новейших достижениях науки, техники

и технологий, находятся в состоянии непрерывного развития, поскольку уровень требований к этим ячейкам по размерам, стабильности параметров, устойчивости к внешним воздействиям постоянно растёт.

Технологичность конструкции газовой ячейки достигается благодаря созданию необходимых условий для их производства, в которых поддерживается максимально допустимые концентрации химических паров, пыли, микроорганизмов, различных аэрозольных частиц, контролируются параметры влажности, давления, температуры и т.д. («чистые» помещения). Технологии изготовления поглощающих ячеек должны использовать вакуумно-измерительное оборудование высокой точности, обладающее погрешностью измерения менее 0,01%, применяемыми чистыми газами, с содержанием примесей менее 10^{-5} % для высокой надёжности и воспроизводимости метрологических характеристик квантовых стандартов частоты и времени.

Конструкции газовых ячеек можно условно разделить по следующим основным критериям: 1) число камер – одна или две; 2) материал сердцевины ячейки – стекло или кремний; 3) геометрия (параллелепипед, сфера или цилиндр); 4) наполнение – буферным газом, с антирелаксационным покрытием стенок или их комбинированный вариант.

Двухкамерный вариант (см. Рисунок 4) реализации ячейки, изготовленный на основе МЭМС технологий, является предпочтительным в случае, когда используется диспенсер – вещество, содержащее рабочие атомы. Этот вариант газовых ячеек, например, широко используется в массовом производстве сверхминиатюрных стандартов частоты на КПН - эффекте в США [119-121]. Применение диспенсера существенно облегчает работу с такими высоко активными с химической точки зрения щелочными атомами: когда атомы находятся в составе диспенсера, то он «связывает» их активность, но при нагревании диспенсера (в частности, сфокусированным пучком от мощного CO₂-лазера) щелочные атомы высвобождаются и наполняют рабочую камеру (без диспенсера). Отдельная камера для диспенсера необходима для того, чтобы он не оказывал отрицательное влияние на спектроскопические характеристики ячейки.

Кроме того, двухкамерная конструкция позволяет исключить деполяризацию атомов, которая происходит при столкновении с щелочным металлом в твёрдой фазе.

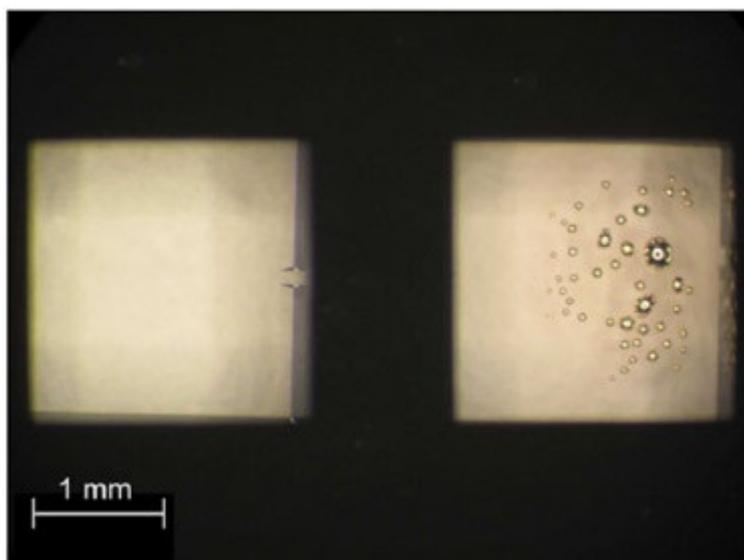


Рисунок 4 - Фотография двухкамерной рубидиевой ячейки [126]. Левая камера покрыта антирелаксационным покрытием (октадецилтрихлоросиланом), в правой камере видны капли Rb после активации диспенсера

Настоящее диссертационное исследование проводилось при использовании однокамерного варианта рубидиевой ячейки с утолщёнными стенками, изготовленной по масштабированной технологии МЭМС в ООО «Техноскан», г. Новосибирск (см. Рисунок 5).

В этой конструкции торцевые стенки ячейки изготавливались из стекла, а не из кремния, что позволило увеличить объём рабочей полости по сравнению с традиционными МЭМС-ячейками. Сращивание конструктивных элементов ячейки осуществлялось методом оптического контакта. Важным преимуществом этого метода является то, что для реализации его технологии не нужен высокотемпературный нагрев. Соединение элементов производится при комнатной температуре, и нагрев может использоваться только для упрочнения оптического контакта, при этом температура нагрева не должна превышать 250°C . Это условие является важным, поскольку при более высокой температуре, реализуемой, например, в технологии анодного сращивания, внутренние

поверхности ячейки могут выделять кислород, с которым может реагировать рубидий и окисляться в процессе этого взаимодействия.

МЭМС-ячейки с парами рубидия
и буферным газом

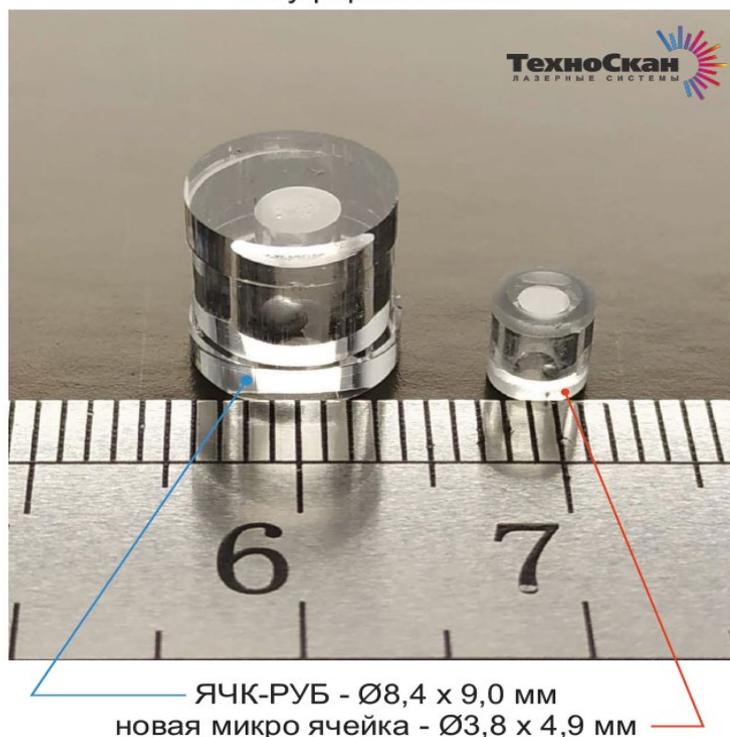


Рисунок 5 - Однокамерная ячейка, изготовленная по масштабируемой МЭМС технологии ООО «Техноскан», г.Новосибирск

В результате метрологических исследований стандарта частоты на основе КПН - эффекта с применением однокамерных ячеек, изготовленных по МЭМС - технологии с применением оптического контакта, был выявлен эффект конденсации рубидия на поверхности торцевых стенок ячейки (крышек). Изначально металлический рубидий осаждался на внутренней шероховатой поверхности цилиндрической стенки (см. Рисунок 5) с помощью микроцентрифуги, однако в ходе длительной эксплуатации ячейки происходит неконтролируемое перетекание рубидия на поверхность торцевых окон. Это приводит к целому ряду побочных эффектов, ухудшающих характеристики ячейки и КПН - стандарта в целом (дрейф частоты, затруднение прохождения лазерного луча через окна и т.д.). В работе [127] была предложена модификация конструкции ячейки данного типа, устраняющая обнаруженный дефект, заключающаяся в принудительном нагреве торцевых окон ячейки с помощью

бифилярных нагревателей в виде сверхтонких спиралей из сплавов индия (см. Рисунок 6).

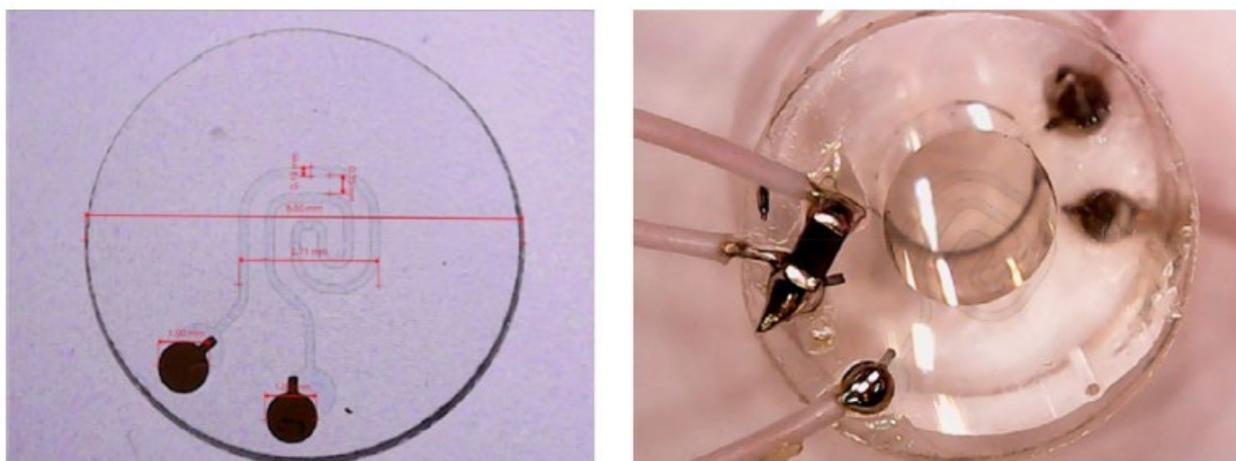


Рисунок 6 - Торцевые окна ячеек с нанесенными на их поверхность бифилярными нагревателями (в виде сверхтонких спиралей, закручивающихся в противоположных направлениях) для нагрева окон

В ходе диссертационного исследования на различных его этапах мною рассматривались также газовые ячейки с антирелаксационным покрытием и ячейки, изготовленные по классической стеклодувной технологии со смесями буферных газов.

К достоинствам ячеек с антирелаксационным покрытием следует отнести меньшую чувствительность к градиентам магнитного поля и возможность получения более узких и контрастных резонансов [128, 129]. Конструкция ячеек с антирелаксационным покрытием существенно отличается от конструкции ячеек с буферным газом. В настоящее время в качестве покрытий с антирелаксационными свойствами используются следующие материалы: алканы (парафины) [130, 131], алкены [132, 133] и органосиланы [134, 135], а также октадецилтрихлоросилан [126]. Применение этих материалов обеспечивает от 10^4 до 10^6 столкновений щелочных атомов со стенками ячейки без деполяризации. Однако такие ячейки имеют весьма ограниченную область применения в случае изготовления миниатюрных газовых ячеек. Например, при использовании методов лазерной или анодной сварки при герметизации ячейки температура

нагрева превышает $300\text{ }^{\circ}\text{C}$, что значительно превышает температуры плавления антирелаксационных покрытий. С другой стороны, возникает достаточно существенная потеря поляризованных атомов, связанная с быстрой релаксацией этих атомов на поверхности капли щелочного металла в источнике паров. Для решения этих проблем обычно размещают эту каплю в дополнительном объёме, который соединяется с ячейкой достаточно длинным и тонким капилляром диаметром порядка 1 мм. Этот капилляр играет роль буфера между атомами в ячейке и источником паров имеет длину порядка 10 мм. (см. Рисунок 7).



(a)



(б)

Рисунок 7 - Стеклодувные ячейки с антирелаксационным покрытием. а) в виде сферы, диаметр 3 мм [136]; б) в виде сферы, диаметр 6 мм [132]

Большинство результатов настоящей диссертационной работы было получено на основе использования изготовленных ООО «Рукнар» (г. Нижний Новгород) стеклодувных ячеек диаметром 5 мм (см. Рисунок 8) со смесью буферных газов неон/аргон.

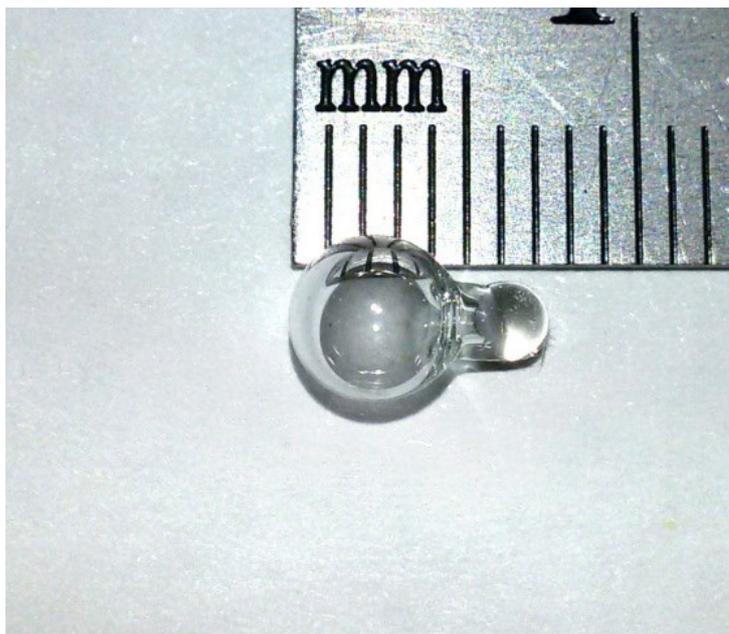


Рисунок 8 - Стеклодувная ячейка диаметром 5 мм со смесью буферных газов неон/аргон

Для варианта КПН - стандарта с энергопотреблением 300 мВт использовалась конструкция ячейки, аналогичная представленной на рисунке 8, но с укороченным на 0.6 мм отростком ячейки. Такое решение связано с особенностями конструкции квантового дискриминатора, минимизирующей влияние процесса теплообмена. Требования к оптимальному выбору буферного газа, его составу и парциальному давлению изложены в предыдущем разделе диссертации 1.3.

1.5 Структурная схема работы КСЧ КПН

Разработанный квантовый стандарт частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей (КПН) имеет структурную схему, представленную на рисунке 9. Основными компонентами схемы являются квантовый дискриминатор частоты, выполняющий роль физического блока, и система управления, включающая СВЧ электронику.

Структурная схема КСЧ на КПП резонансе ^{87}Rb на линии D_1

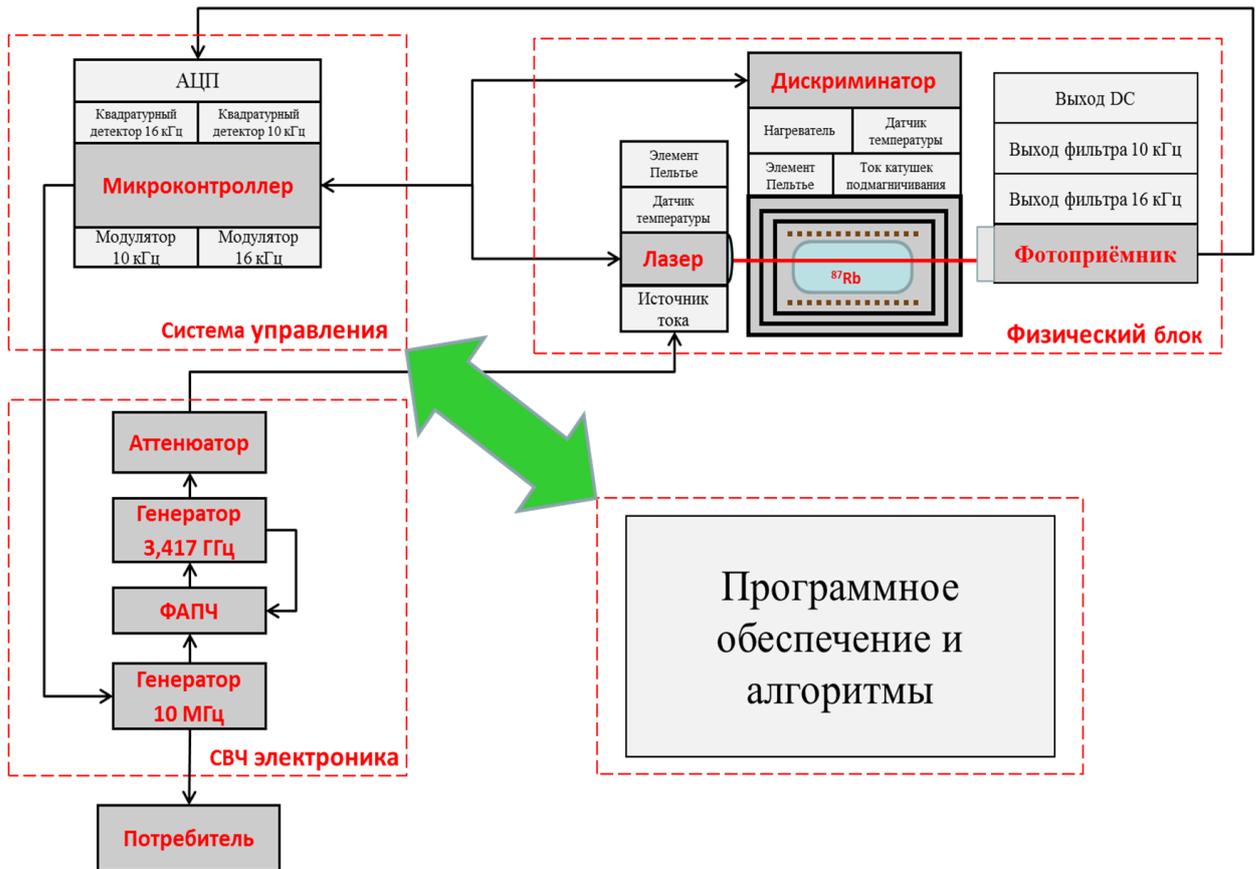


Рисунок 9 - Структурная схема работы КСЧ КПП

Ключевой особенностью данного стандарта является использование нелинейного КПП - резонанса для стабилизации частоты СВЧ-генератора. Данный резонанс возбуждается многочастотным полем излучения диодного лазера с вертикальным резонатором (ЛВР). Примененный метод возбуждения реперных сигналов является полностью оптическим, что исключает необходимость непосредственной генерации микроволнового поля и использования СВЧ - резонатора, в отличие от стандартов частоты на основе двойного радиооптического резонанса [118]. Физический блок включает в себя ЛВР, фотоприемник и дискриминатор частоты. Последний состоит из миниатюрной ячейки с парами щелочного металла и буферными газами, системы термостабилизации (нагреватель и датчик температуры), катушек Гельмгольца и системы магнитных экранов. Для обеспечения прецизионного наблюдения КПП - резонанса ячейка интегрирована в термостат с системой активной

термостабилизации. Многоуровневая система магнитных экранов защищает ячейку от внешних магнитных полей, в то время как катушки Гельмгольца создают контролируемое магнитное поле для снятия вырождения магнитоинвариантных КПН - резонансов. Достижение высокой стабильности стандарта требует прецизионного контроля выходных параметров ЛВР - мощности и частоты излучения. Это обеспечивается посредством стабилизации тока накачки и температуры лазера. Интегрированная система питания ЛВР включает источник тока накачки и систему термостабилизации на основе элемента Пельтье с обратной связью по температуре. Ток питания ЛВР модулируется СВЧ-сигналом 3,417 ГГц, амплитуда которого регулируется управляемым аттенуатором. Сигнал с фотоприемника, расположенного на выходе дискриминатора, преобразуется трансимпедансным усилителем в напряжение, которое после предварительной фильтрации оцифровывается и анализируется микроконтроллером для последующей корректировки параметров системы. Такая конфигурация обеспечивает высокоточный контроль всех критических параметров, необходимых для реализации стабильного квантового стандарта частоты на основе эффекта КПН.

1.6 Наблюдение КПН - резонанса

Для стабилизации длины волны излучения лазерного диода по пику поглощения, соответствующего переходу D_1 линии в ^{87}Rb , производилась термостабилизация ЛВР на уровне $73,0\text{ }^\circ\text{C}$ по показаниям датчика, расположенного вблизи кристалла лазера, нестабильность температуры при термостабилизации не превышала 10 мК . На рисунке 10 показан спектр поглощения ячейки, который был измерен при сканировании тока инжекции лазера и записи сигнала фотоприёмника с помощью встроенного в микроконтроллер АЦП в условиях отсутствия СВЧ - сигнала. При этом температура ячейки с парами щелочного металла стабилизировалась на уровне $60,0\text{ }^\circ\text{C}$, нестабильность температуры не превышала $0,10\text{ }^\circ\text{C}$.

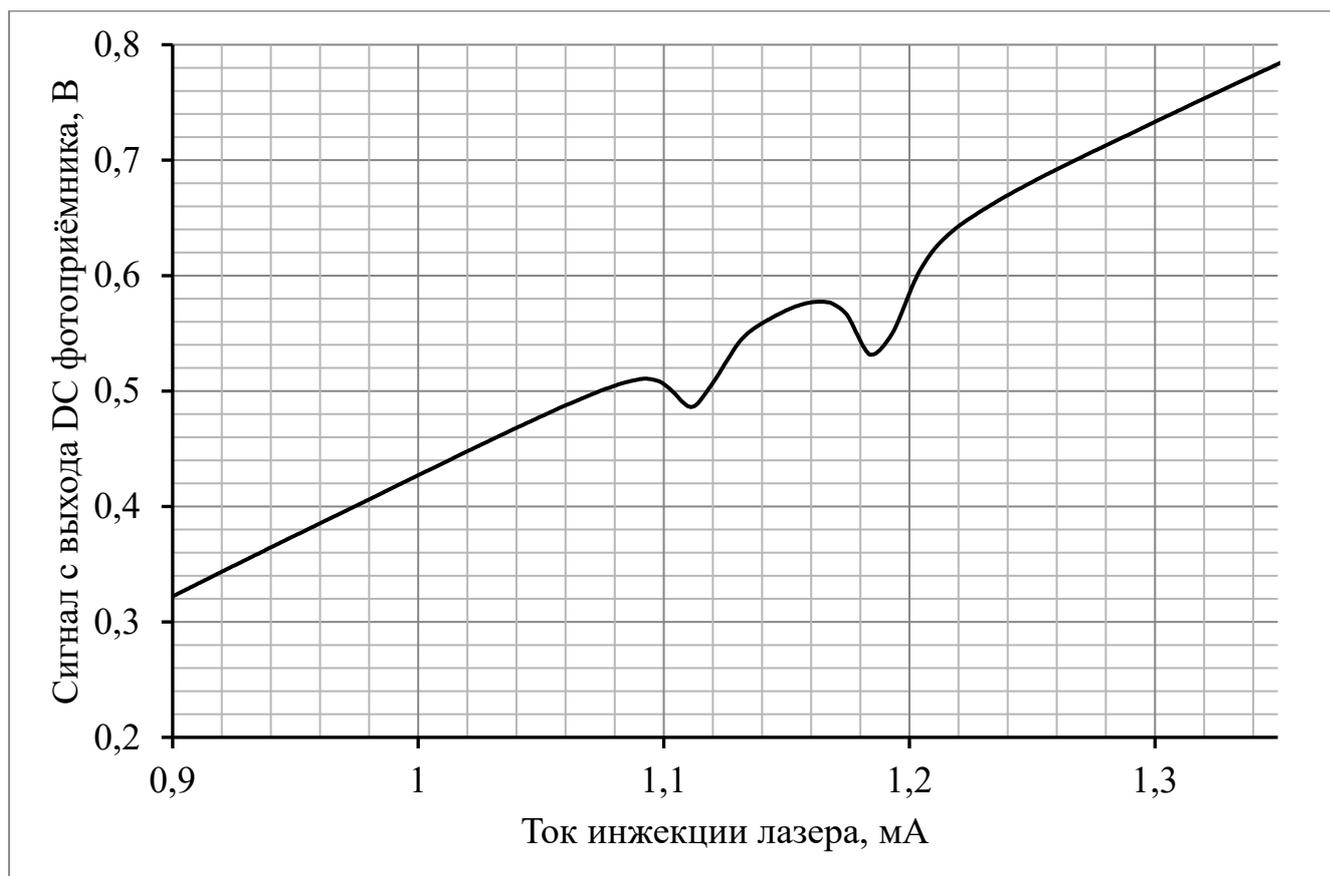


Рисунок 10 - График зависимости сигнала низкочастотного тока фотоприёмника от тока инжекции лазера при отсутствии СВЧ - сигнала

Анализ рисунка 10 показывает, что при повышении тока инжекции лазера, кроме изменения длины волны лазера, также существенно увеличивается интенсивность излучения, что приводит к возрастанию тока фотодиода. Учёт зависимости интенсивности излучения лазера от тока лазера в линейном приближении позволяет определить зависимость контраста поглощения от тока инжекции лазера (см. Рисунок 11). Наличие в ячейке буферного газа с давлением порядка 100 торр приводит к уширению спектральной линии. Это уширение настолько значительно, что переход на частоте 812 МГц не разрешается и не может быть явно определён. Кроме того, высокое давление в ячейке вызывает частичное перекрытие пиков поглощения переходов на частоте 6835 МГц. Данный факт увеличивает погрешность настройки длины волны лазера и

ограничивает максимальное давление, которое может быть использовано для сужения линии КПН - резонанса.

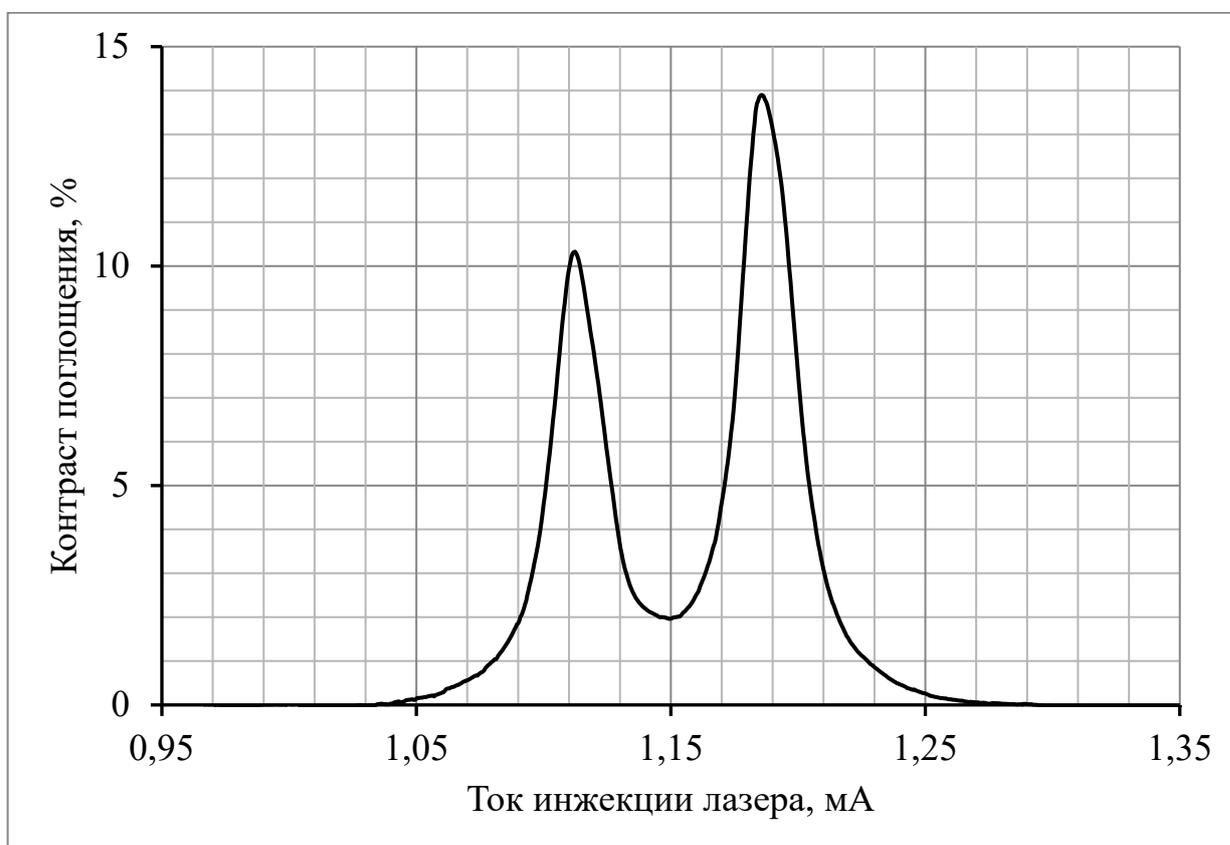


Рисунок 11 - График зависимости контраста поглощения от тока инжекции лазера при отсутствии СВЧ-сигнала

При модуляции тока инжекции лазерного диода СВЧ - сигналом с частотой 3,417 ГГц в спектре излучения лазера появляются новые спектральные компоненты. Эти компоненты отстроены от несущей частоты (377,107463 ТГц) на величину, равную частоте модулирующего СВЧ - сигнала. Боковые спектральные компоненты первого порядка (+1 и -1), разнесенные по частоте, соответствуют переходам между уровнями сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb . На рисунке 12 представлена зависимость контраста поглощения ячейки от тока инжекции лазера для трёх различных мощностей выходного сигнала СВЧ - генератора. Стоит отметить, что при определённой мощности СВЧ - сигнала, подводимой к лазеру, амплитуда рабочего (центрального) пика поглощения по отношению к соседним пикам поглощения имеет две точки

минимума: при низкой мощности СВЧ - сигнала и при высокой мощности СВЧ - сигнала. Стоит отметить, что мощность СВЧ - сигнала, при которой рабочий пик поглощения имеет максимальную амплитуду, отличается всего на 6 дБ (1 мВт) от значения выходной мощности СВЧ-генератора, для которой отсутствует возможность однозначно определить наибольший пик поглощения (соответствующий рабочему) с учётом погрешности измерения. При этом технологический разброс выходной мощности применяемого СВЧ - генератора составляет порядка 4 дБ (1 мВт). Данный факт создаёт сложность при разработке алгоритма автоматического поиска рабочего пика поглощения.

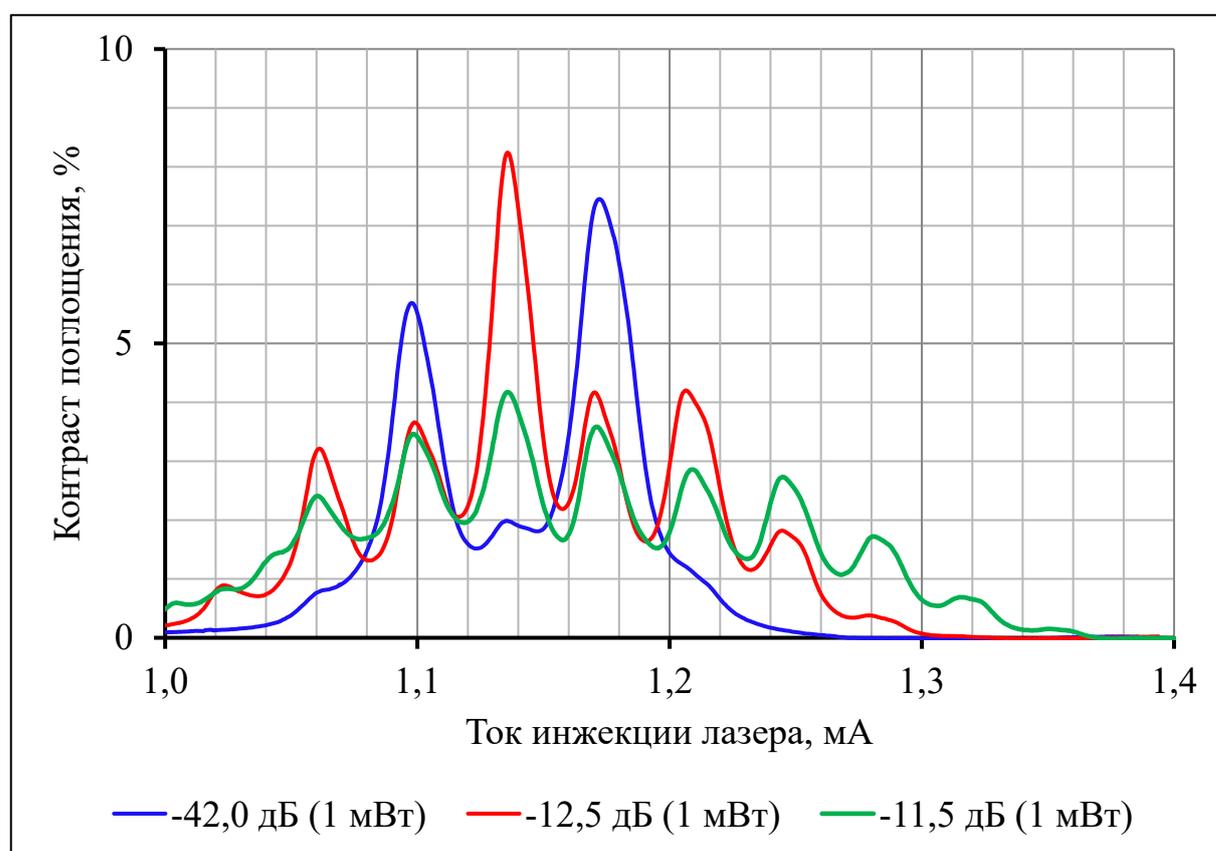


Рисунок 12 - График зависимости контраста поглощения от тока инжекции лазера при мощности СВЧ-сигнала -12 дБ (1 мВт)

Для тока лазера, соответствующего центральному пику поглощения (~ 1,17 мА) при сканировании отстройкой частоты СВЧ - генератора 3,417 ГГц, наблюдался КПН - резонанс (см. Рисунок 13), ширина на полувысоте которого составила 530 Гц для отстройки генератора 3,417 ГГц. Таким образом, реальная

ширина резонанса составила 1060 Гц, при этом контраст КПН - резонанса (максимальная разность между контрастом поглощения при отсутствии КПН - резонанса и контрастом поглощения при изменении частотной отстройки СВЧ - генератора) имеет значение порядка 1,0 %.

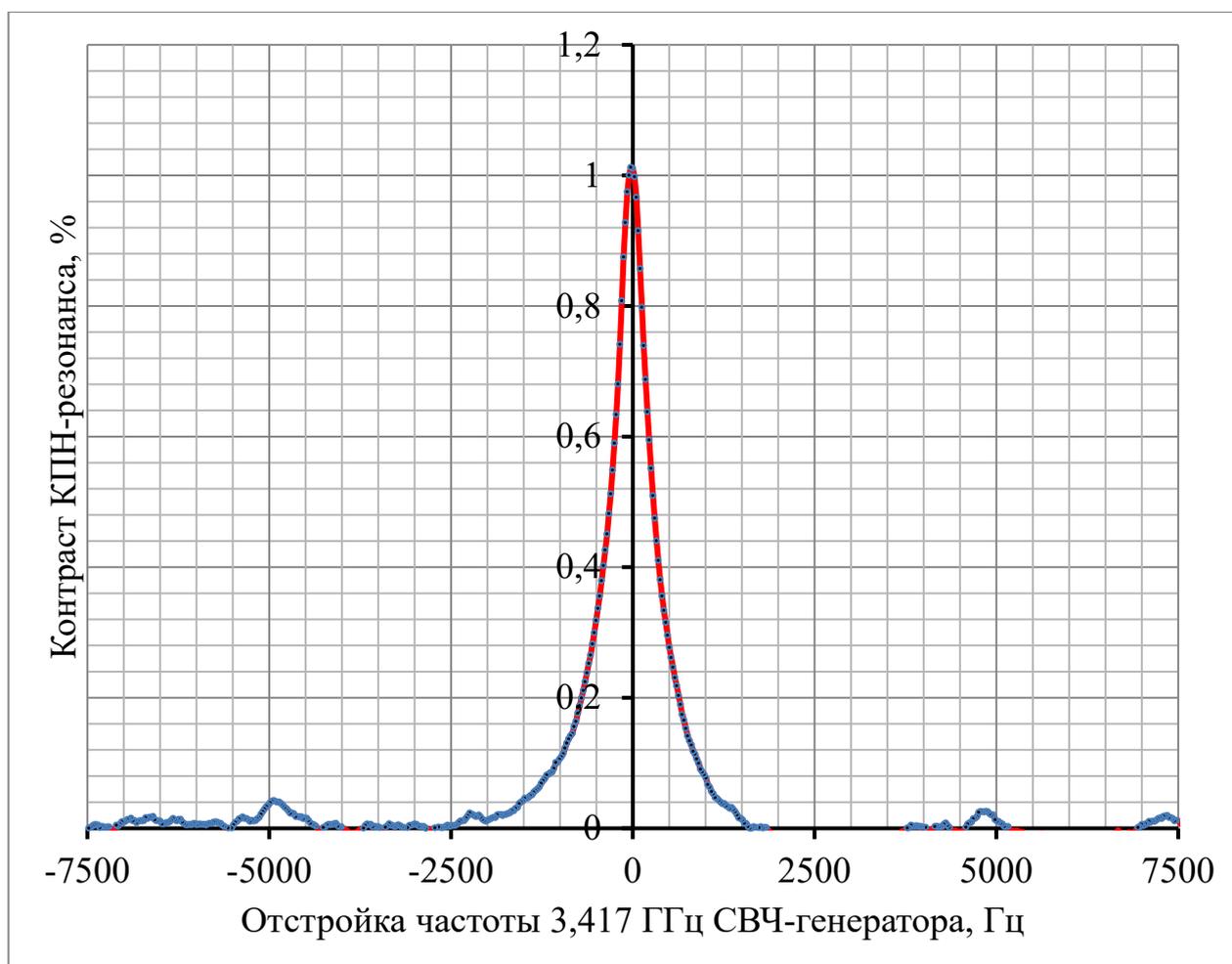


Рисунок 13 - Контраст КПН-резонанса от отстройки частоты генератора 3,417 ГГц

1.7 Анализ структурной схемы КСЧ КПН

В ходе исследований КПН - резонанса было замечено, что основными факторами, влияющими на положение КПН - резонанса и его амплитуду, являются такие факторы как, температура ячейки с парами щелочного металла, интенсивность излучения лазера, точность стабилизации длины волны лазера и текущее значение магнитного поля.

Для стабилизации длины волны лазера производится модуляция тока лазера на частоте 16 кГц, данная частота детектируется квадратурным синхронным детектором в сигнале фотоприёмника.

Сигнал модуляции тока лазера с заданной частотой и амплитудой формируется цифро-аналоговым преобразователем (ЦАП) на частоте 200 кГц. Сформированный сигнал подмешивается к току лазера, что приводит к модуляции длины волны лазера, а также его интенсивности, что приводит к изменению тока фотоприёмника. Ток фотоприёмника преобразуется в напряжение, которое затем оцифровывается на частоте 80 кГц с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП). После оцифровки выполняется цифровая обработка сигнала. Она включает в себя синхронное детектирование сигнала модуляции и вычисление сигнала управления длиной волны лазера. (см. Рисунок 14).

Для генерации сигнала ошибки длины волны сигнал модуляции тока лазера детектируется в сигнале фотоприёмника:

$$A(t) = A_m \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (5)$$

где ω циклическая частота сигнала, A_m - амплитуда сигнала, φ_0 - начальная фаза сигнала.

Оцифрованный сигнал фотоприёмника $A(t)$ умножается на два опорных колебания, сдвиг по фазе между которыми составляет 90° .

$$y_1(t) = A(t) \cos(\omega t) = \frac{A_m}{2} \cos(\varphi_0) + \frac{A_m}{2} \cos(2\omega t + \varphi_0) \quad (6)$$

и

$$y_2(t) = A(t) \sin(\omega t) = \frac{A_m}{2} \sin(\varphi_0) + \frac{A_m}{2} \sin(2\omega t + \varphi_0) \quad (7)$$

Результат умножения содержит две компоненты: низкочастотную (связанную с фазой модуляции) и высокочастотную (связанную с удвоенной частотой модуляции). Низкочастотная компонента извлекается путем фильтрации сигнала с помощью цифрового низкочастотного фильтра (среднее значение

сигнала за период модуляции). В теории и практике цифровой обработки сигналов эти отфильтрованные сигналы принято называть низкочастотными квадратурными составляющими:

$$I(t) = y'_1(t) = \frac{A_m}{2} \cos(\varphi_0) \quad (8)$$

и

$$-Q(t) = y'_2(t) = \frac{A_m}{2} \sin(\varphi_0) \quad (9)$$

Для определения амплитуды сигнала необходимо найти модуль пары сигналов $I(t)$ и $Q(t)$ и умножить результат на два:

$$|I(t) + iQ(t)| = \sqrt{I^2(t) + Q^2(t)} = \frac{A_m}{2} \quad (10)$$

Данный метод детектирования сигнала позволяет сформировать сигнал ошибки длины волны и определить исходную амплитуду сигнала модуляции.

Теоретически, когда спектр поглощения отсутствует, не должно быть процесса, способного преобразовать изменение длины волны лазера в изменение сигнала на фотоприёмнике. При этом в сигнале фотоприёмника не должны присутствовать дополнительные сигналы с частотой синхронного детектора длины волны лазера (16 кГц). В таком случае, результатом расчёта амплитуды сигнала модуляции должен быть нулевой сигнал в пределах погрешности.

Однако анализ зависимости сигнала управления длиной волны лазера от его тока (см. Рисунок 14) показывает, что в сигнале управления при отсутствии спектра поглощения имеется постоянный сигнал.

Это несоответствие может быть связано с тем, что ток фотоприёмника изменяется не только из-за резонансного поглощения лазерного излучения парами щелочного металла, но и за счёт изменения интенсивности излучения лазера. Эта интенсивность модулируется на частоте, равной частоте модуляции длины волны лазера.

Расчёт амплитуды сигнала в отсутствии спектра поглощения позволяет определить необходимую поправку к сигналу фотоприёмника для устранения дополнительной паразитной модуляции.

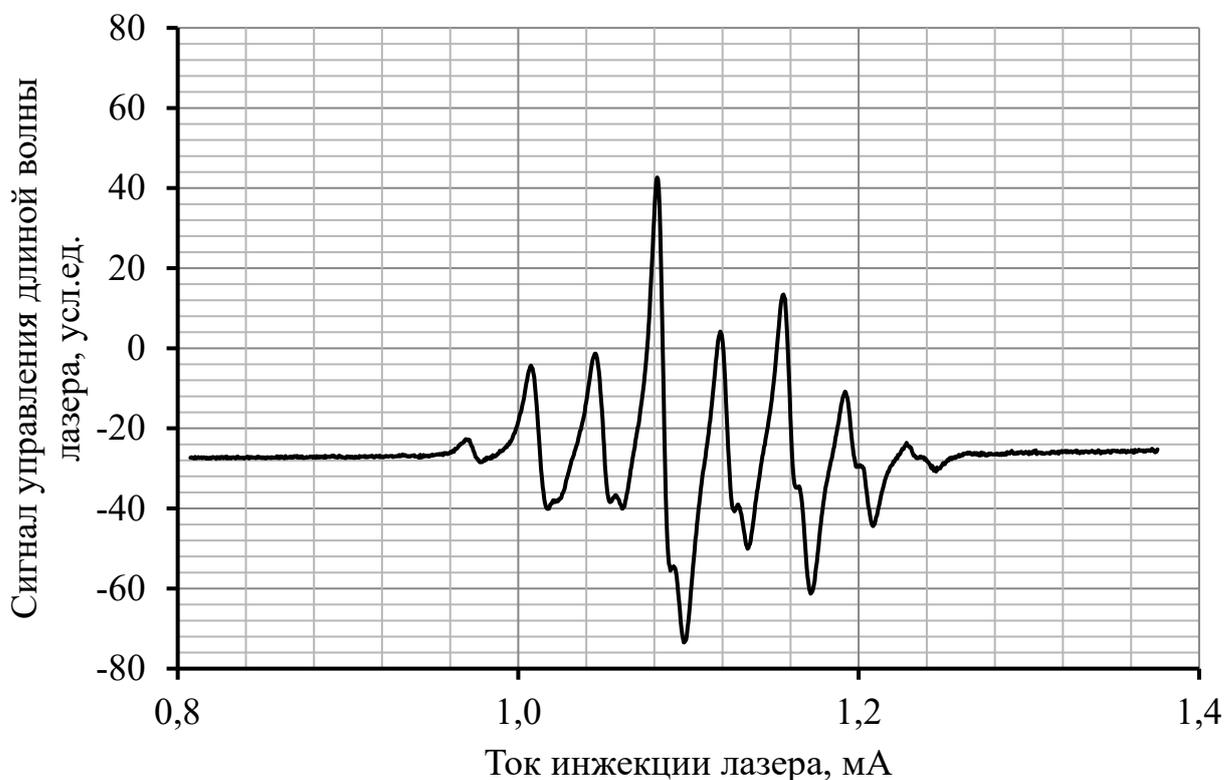


Рисунок 14 - Сигнал управления длиной волны лазера, формируемый модуляцией тока инжекции

Стабилизация частоты кварцевого генератора 10 МГц производится по сигналу ошибки, формируемой цифровым квадратурным синхронным детектором при модуляции частоты СВЧ-генератора с частотой 10 кГц. Из-за особенностей метода опроса КРН - резонанса, в котором частота и амплитуда модуляции существенно больше по сравнению с шириной исследуемого резонанса (1060 Гц). Данный метод известен как метод Паунда–Древера–Холла, в спектре сигнала ошибки частоты появляются боковые полосы, отстроенные на частоту модуляции (см. Рисунок 15). Стоит отметить, что боковые полосы, связанные с частотной модуляцией генератора 3,417 ГГц, будут отстроены на половину частоты модуляции (5 кГц) из-за особенностей создания оптических спектральных

компонентов, необходимых для наблюдения КПН - резонанса. Данный факт накладывает ограничения на минимальную величину магнитного поля, которое может быть создано катушками Гельмгольца в данной системе без существенного влияния магниточувствительных КПН - резонансов.

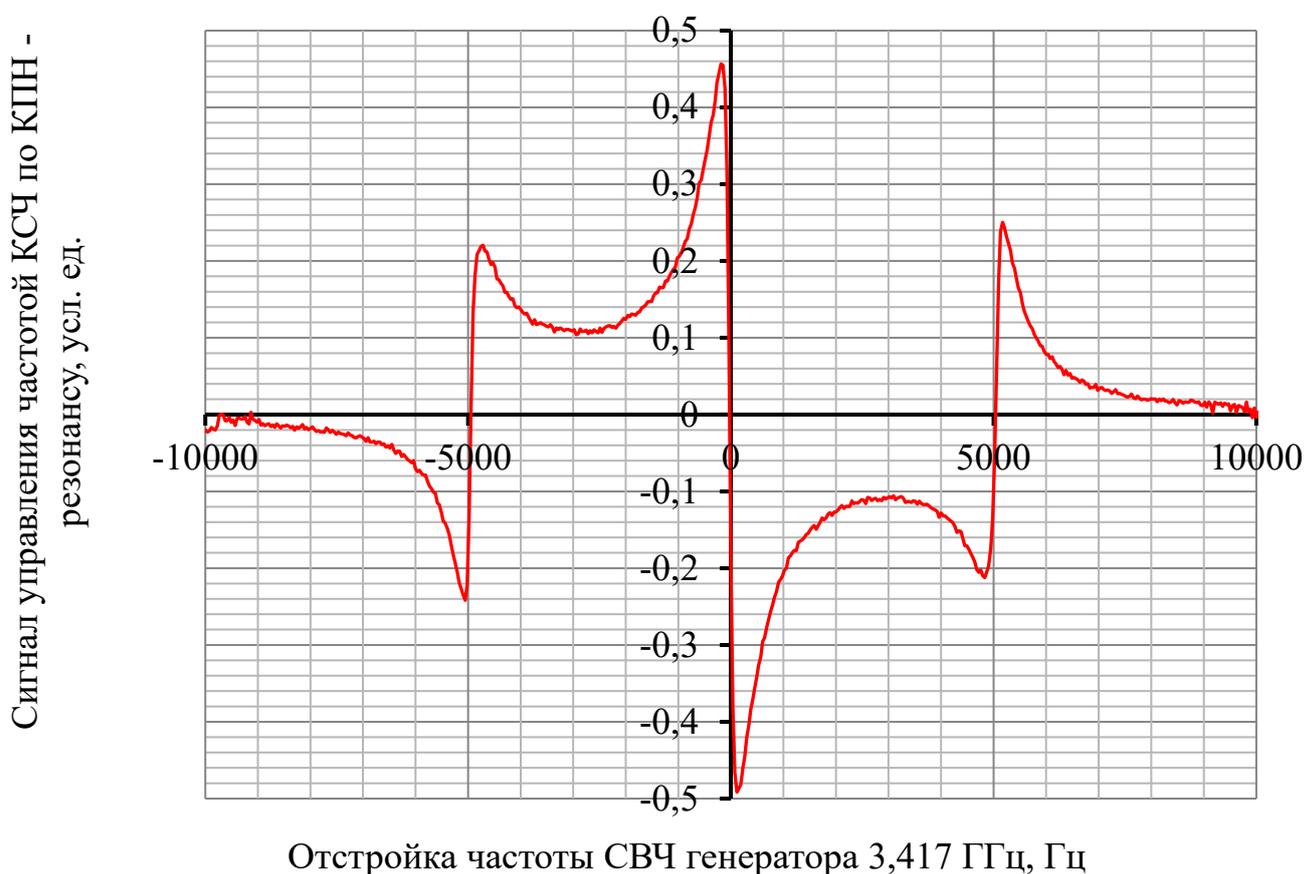


Рисунок 15 - Сигнал управления частотой СВЧ-генератора

Как показано в работах [137,138] зависимость смещения частоты КПН - резонансов в слабом внешнем магнитном поле определяется линейным и квадратичным эффектом Зеемана. Так, при включении магнитного поля КПН - резонанс расщепляется на три резонанса: магнитонезависимый (в линейном приближении) центральный резонанс с частотой ω_{hfs} и два магнитозависимых резонанса, подверженных линейному эффекту Зеемана с различным знаком.

Разложение формулы Брейта-Раби [116] в ряд Тейлора, с точностью до членов второго порядка по H , приводит к известной формуле зависимости

частоты от магнитного поля. Запись итоговых выражений для частоты «правого» (положительный сдвиг частоты), эталонного и «левого» (отрицательный сдвиг частоты) резонанса, соответственно имеет вид [137,138]:

$$\Delta f_r = \omega_{hfs} + \frac{2g_I \mu_N}{\hbar} H + \frac{3g_J^2 \mu_B^2}{8\omega_{hfs} \hbar^2} H^2 \quad (11)$$

$$\Delta f_{cl} = \omega_{hfs} + \frac{3g_J^2 \mu_B^2}{8\omega_{hfs} \hbar^2} H^2 \quad (12)$$

$$\Delta f_l = \omega_{hfs} - \frac{2g_I \mu_N}{\hbar} H + \frac{3g_J^2 \mu_B^2}{8\omega_{hfs} \hbar^2} H^2 \quad (13)$$

где ω_{hfs} – частота сверхтонкого перехода ^{87}Rb ; μ_B – магнетон Бора; μ_N – ядерный магнетон; g_I – ядерный фактор Ланде; g_J – электронный фактор Ланде; \hbar – постоянная Дирака; H – магнитное поле.

При слабых магнитных полях боковые полосы «правого» и «левого» КПН - резонансов влияют на эталонный резонанс, что приводит к сдвигу действительного значения частоты. Выбор слишком больших магнитных полей приводит к тому, что вклад в нестабильность частоты, связанный с шумами источника тока катушек Гельмгольца, становится преобладающим над остальными источниками шумов при определении нестабильности частоты КСЧ КПН. Данный факт требует определения минимального магнитного поля, при котором «левый» и «правый» КПН - резонансы не оказывают влияния на сдвиг частоты эталонного КПН - резонанса.

Для обеспечения высоких метрологических характеристик требуется так же стабилизировать температуру ячейки, соответствующую оптимальному значению [117], для которой характерно минимальное влияние на действительное значение частоты.

1.8 Выводы

Проведённый в данной главе анализ наглядно демонстрирует, что при разработке методов управления КСЧ КПН требуется рассматривать задачу комплексно, что требует проведения дополнительных экспериментальных исследований влияний режимов работы отдельных узлов КСЧ КПН на результирующие метрологические характеристики. Так, основными факторами, которые могут влиять как на положение КПН - резонанса, так и его амплитуду, являются, температура ячейки, интенсивность излучения лазера, точность стабилизации длины волны лазера, текущее значение магнитного поля. При стабилизации длины волны и КПН - резонанса необходимо учитывать ряд важных факторов. Во-первых, следует принимать во внимание особенности, возникающие при выборе сигнала опроса, так как они могут приводить к генерации дополнительных нежелательных сигналов. Во-вторых, важно учитывать взаимное влияние различных петель стабилизации. Тщательный учет этих аспектов позволяет минимизировать нежелательные эффекты и оптимизировать работу системы в целом, обеспечивая более точную и надежную стабилизацию как длины волны лазера, так и частоту выходного сигнала КСЧ по КПН - резонансу. При разработке автоматической системы нахождения рабочего пика поглощения и КПН - резонанса, необходимо учитывать технологический разброс характеристик отдельных элементов, так отличие мощности СВЧ - генератора всего на 6 дБ (1 мВт) может привести к невозможности однозначно определить рабочий пик поглощения при существующих погрешностях измерений. Данные факты требуют проведения дополнительных исследований при серийном производстве КСЧ КПН.

Глава 2. Исследования влияния рабочих параметров на метрологические характеристики КСЧ КПН

Исследования влияния режимов работы на погрешность и нестабильность частоты КСЧ КПН проводилось для следующих составных частей КСЧ КПН: ячейка, заполненная щелочным металлом, поверхностно-излучающий лазер с вертикальным резонатором, катушки подмагничивания, СВЧ - генератор с номинальной частотой 3,417 ГГц, была собрана экспериментальная установка (см. Рисунок 16). Структурная схема экспериментальной установки представлена на рисунке 17.

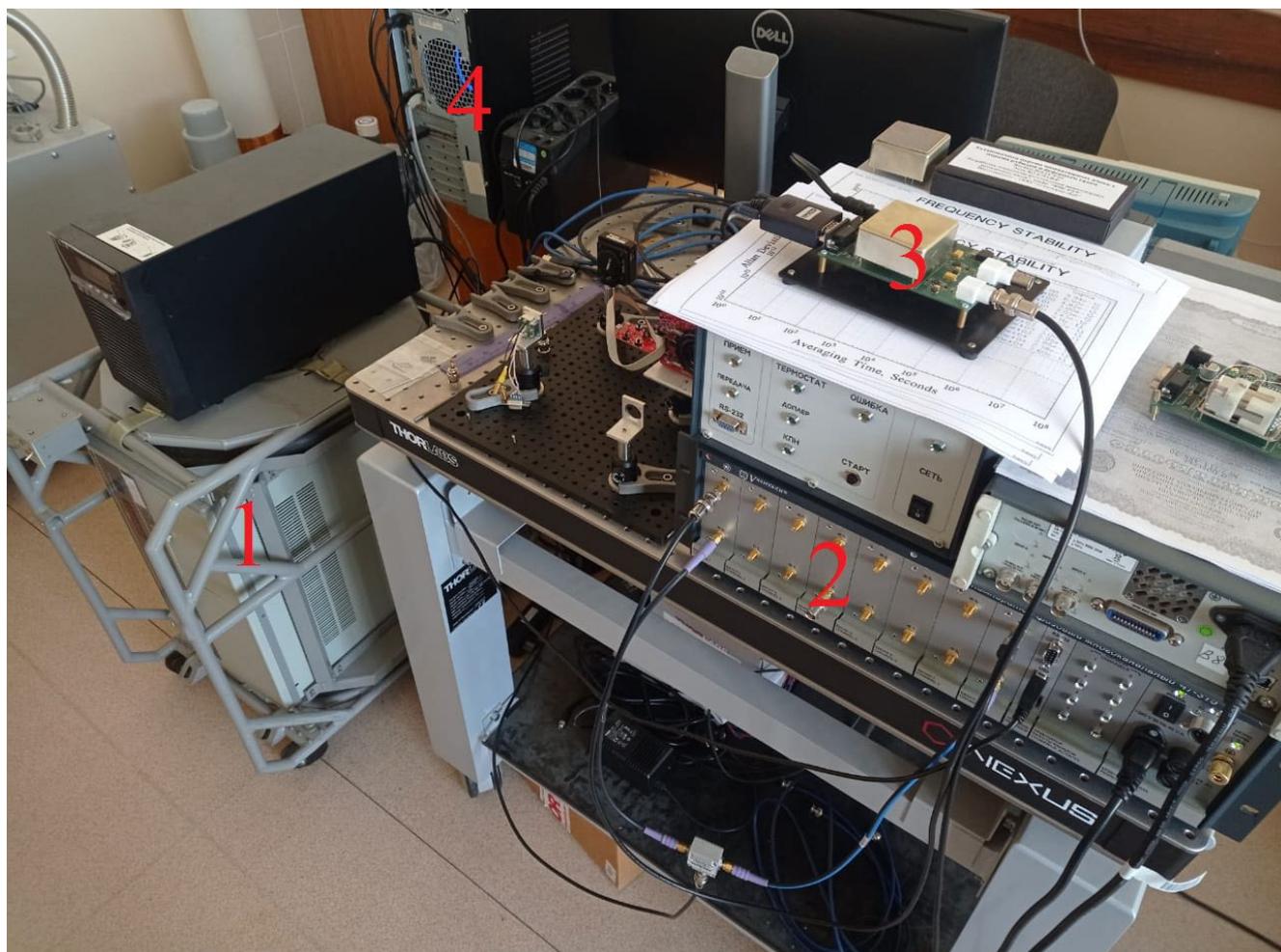


Рисунок 16 - Вид экспериментальной установки. 1 - Водородный стандарт частоты, 2 - Частотный компаратор, 3 - КСЧ КПН, 4 - ПК

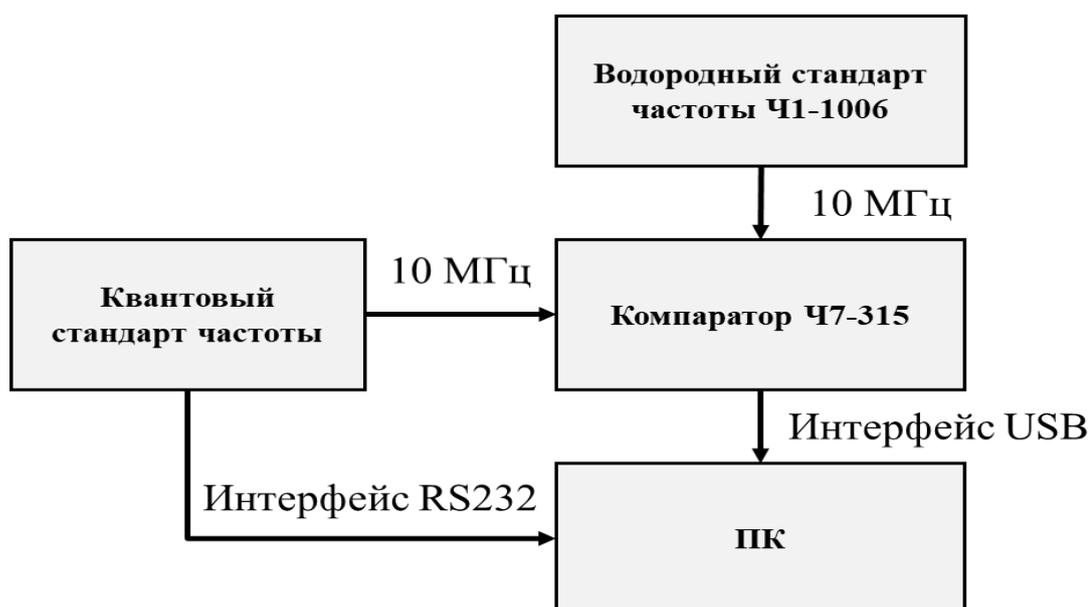


Рисунок 17 - Структурная схема экспериментальной установки

В данной установке частота выходного сигнала 10 МГц КСЧ КПН сравнивается с опорной частотой водородного стандарта частоты Ч1-1006. В таблице 2 представлены основные характеристики данного водородного стандарта частоты, которые заявляет в спецификации производитель. Характеристики опорного генератора заведомо лучше исследуемого квантового стандарта частоты.

Таблица 2 - Основные характеристики водородного стандарта частоты Ч1-1006

Частота выходного сигнала, МГц		5, 10, 100
Относительная погрешность действительного значения частоты при выпуске, не более		$\pm 3,0 \times 10^{-13}$
Нестабильность частоты выходного сигнала (СКДО), не более	1 секунда	$5,0 \times 10^{-13}$
	10 секунд	$2,0 \times 10^{-13}$
	100 секунд	$7,0 \times 10^{-14}$
	1 час	$9,0 \times 10^{-15}$
	1 сутки	$4,0 \times 10^{-15}$
Относительно изменение частоты при изменении температуры (ТКЧ), не более		$\pm 1,0 \times 10^{-14}$

Для частотных сличений сигнала использовался фазовый компаратор Ч7-315 (см. Рисунок 16 и Таблица 3). Данные измерений с периодичностью 1 секунда передавались на персональный компьютер и записывались в файл с одновременной записью текущих параметров работы КСЧ КПН, таких как абсолютное значение температуры ячейки с парами щелочного металла и буферными газами, ток инжекции лазера, выходная мощность СВЧ - генератора, девиация частоты СВЧ - генератора, магнитного поля, температура внутри корпуса.

Таблица 3 - Основные характеристики фазового компаратора Ч7-315

Номинальные значение входных сигналов, МГц	5, 10, 100	
Относительная разность частот	от $-5,0 \times 10^{-9}$ до $+5,0 \times 10^{-9}$	
Нестабильность частоты (СКДО), вносимая прибором в одноканальном режиме, не более	1 секунда	$6,0 \times 10^{-14}$
	10 секунд	$2,0 \times 10^{-14}$
	100 секунд	$3,0 \times 10^{-15}$
	1 час и более	$3,0 \times 10^{-16}$

Основным недостатком данной схемы измерений является малый диапазон измерений относительной разности частот между опорным и исследуемым сигналом, что приводит к дополнительным трудностям при измерении влияния параметров КСЧ КПН на сдвиг КПН - резонанса.

2.1 Влияние температуры ячейки на сдвиг частоты КПН - резонанса

Для исследований КСЧ КПН использовалась экспериментальная установка (см. Рисунок 17) вместе с дополнительно разработанным программным обеспечением для ПК. Программное обеспечение позволяло изменять заданное значение температуры ячейки КСЧ КПН с интервалом в 1 °С каждые 60 секунд, а также раз в секунду записывать текущие значения относительного сдвига частоты КСЧ КПН и температуры ячейки в автоматическом режиме. Данная установка

позволила экспериментально измерить зависимость относительного сдвига частоты от температуры ячейки, данная зависимость представлена на рисунке 18.

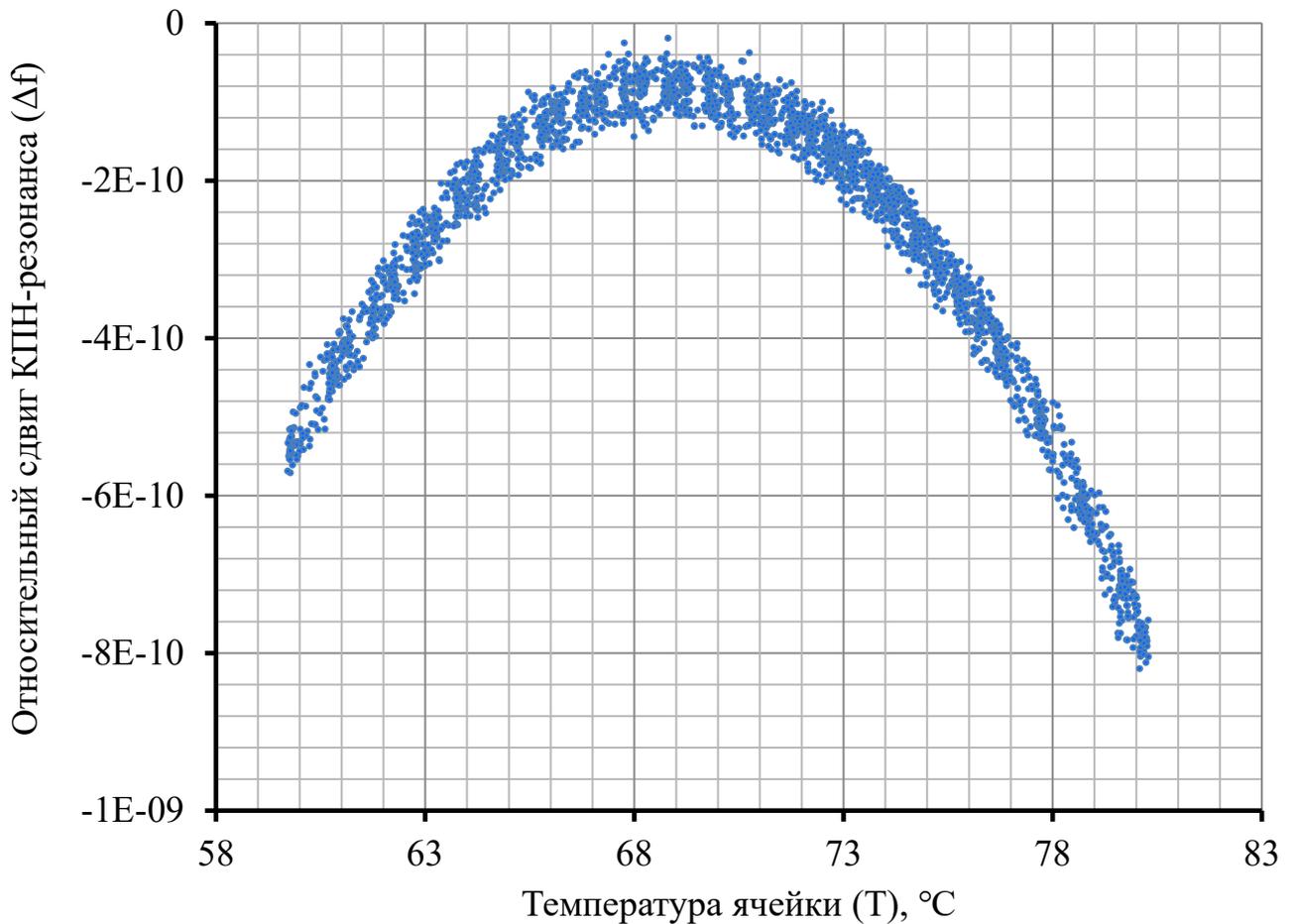


Рисунок 18 - Зависимость относительного сдвига КПН - резонанса от температуры ячейки

Полученная зависимость согласуется с результатами работ других авторов, исследующих зависимость сдвига частоты от температуры ячейки, заполненной двухкомпонентным газом, а также содержащей щелочной металл.

Аппроксимация зависимости сдвига КПН - резонанса от температуры ячейки к квадратичной зависимости (см. Рисунок 18) позволяет определить значение температуры, при которой её влияние на сдвиг частоты минимально, для исследуемой ячейки данная температура составила 68,9 °С. Стоит отметить, что характерный разброс экспериментальных значений температуры ячейки связан с переходными процессами установления нового значения температуры термостата

ячейки. Можно заметить, что для значений температуры выше 73 °С стабилизация температуры происходит за большее время, что приводит к меньшему количеству точек данных на градус Цельсия.

2.2 Влияние мощности СВЧ-генератора на параметры КПН - резонанса

Для исследования влияния мощности СВЧ - генератора было произведена модернизация программного обеспечения экспериментальной установки. Была добавлена возможность изменять текущую выходную мощность сигнала СВЧ - генератора с шагом 0,1 дБ (1 мВт) с периодом 10 секунд. Исследования показали, что в КСЧ КПН изменение выходной мощности СВЧ - генератора приводит к сдвигу КПН - резонанса, а также к изменению его контраста. При увеличении уровня СВЧ - сигнала растёт индекс модуляции, что в свою очередь приводит к уменьшению контраста КПН - резонанса, но образуется существенный выигрыш в долговременной нестабильности частоты из-за уменьшения чувствительности сдвига частоты резонанса КПН при вариации выходной мощности СВЧ - генератора (см. Рисунок 19).

Эксперименты по исследованию влияния выходной мощности СВЧ - генератора, показали, что основной вклад в нестабильность вносит не соотношение сигнал-шум, а сдвиг частоты КПН - резонанса от вариации мощности СВЧ - генератора. График зависимости сдвига КПН - резонанса от мощности СВЧ - генератора представлен на рисунке 20.

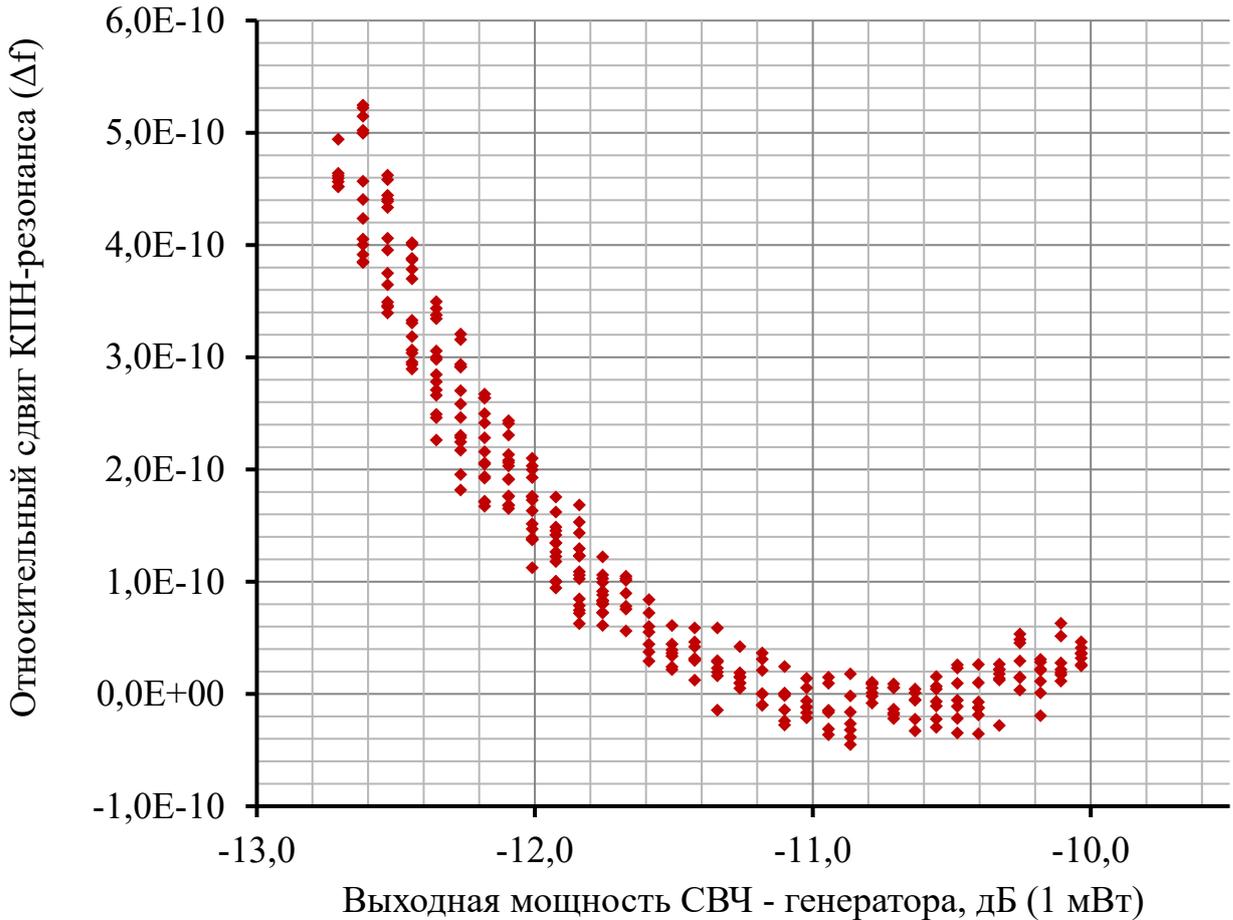


Рисунок 19 - Зависимость относительного сдвига КПН - резонанса от выходной мощности СВЧ - генератора

Анализируя рисунки 19 и 20, можно заметить, что изменение выходной мощности СВЧ - генератора от минус 11 дБ (1 мВт) до значения минус 12 дБ (1 мВт), приведёт к увеличению контраста в 1,7 раз. Но при этом погрешность частоты, связанная с флуктуацией мощности (0,1 дБ (1 мВт)) изменится с $7,8 \times 10^{-12}$ до $3,4 \times 10^{-11}$, что в 4,4 раза больше. Хотя при увеличении выходной мощности СВЧ - генератора так же увеличивается и соотношение сигнал-шум, что позволяет уменьшить погрешность стабилизации частоты кварцевого генератора по КПН - резонансу, но в тоже время приводит к увеличению влияния флуктуации мощности СВЧ - генератора на положение часового резонанса.

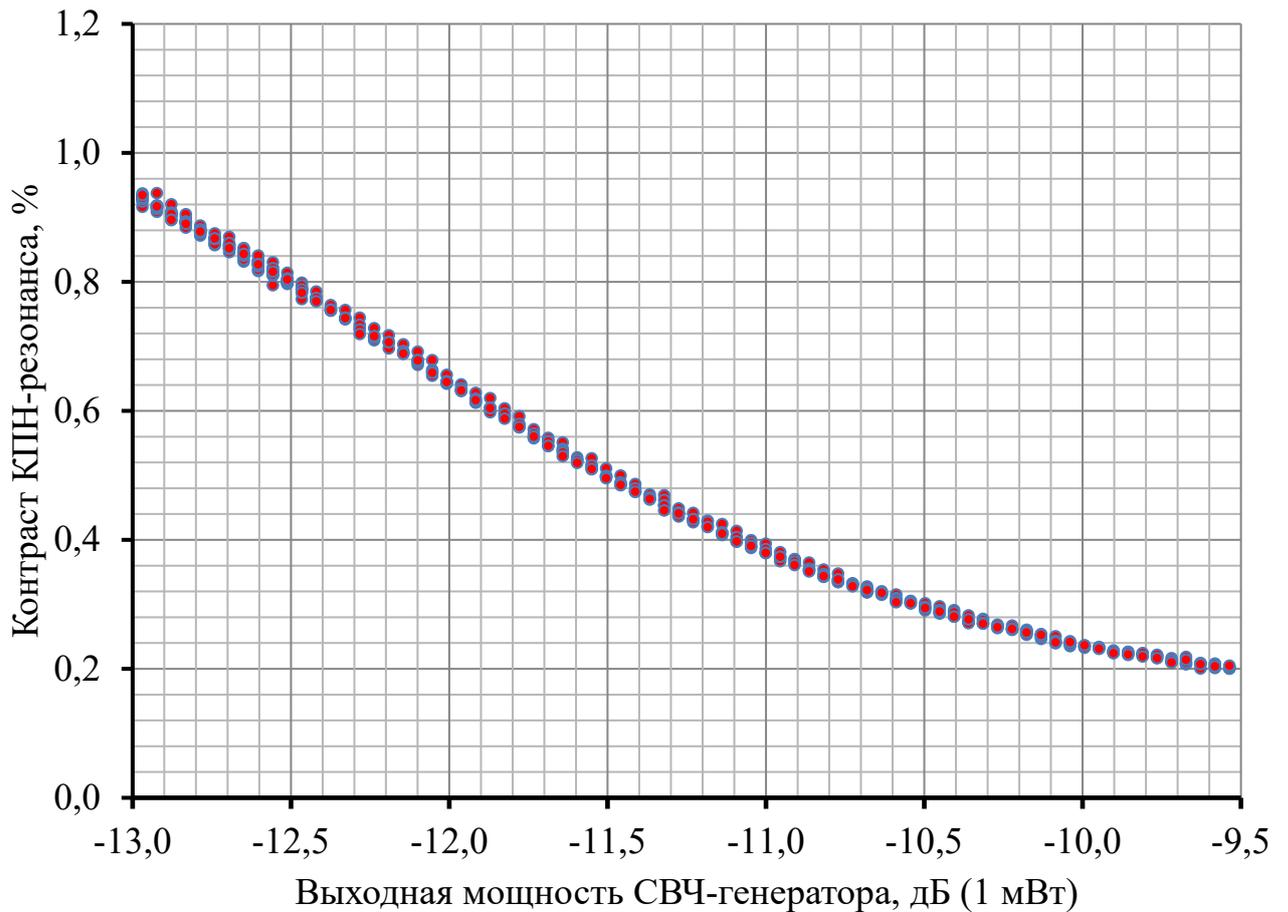


Рисунок 20 - Зависимость контраста КПН-резонанса от мощности СВЧ - генератора

При разработке малогабаритных квантовых стандартов частоты с высокими метрологическими характеристиками требуется, чтобы погрешность частоты, связанная с флуктуацией мощности, была меньше величины $1,0 \times 10^{-11}$, что соответствует флуктуации мощности СВЧ - генератора менее 0,03 дБ (1 мВт). Для малогабаритных стандартов частоты обеспечение таких значений флуктуации мощности СВЧ - генератора представляется сложной задачей, то есть, следует выбирать такое значение мощности СВЧ - генератора, при котором минимизируется влияние данного параметра на сдвиг КПН - резонанса, что позволит снизить требования к шумам выходной мощности СВЧ - генератора.

2.3 Влияние интенсивности лазера на сдвиг частоты КПН - резонанса

Аналогичным образом, как и для исследований влияния выходной мощности СВЧ - генератора, было измерено влияние интенсивности лазера на сдвиг частоты КПН резонанса.

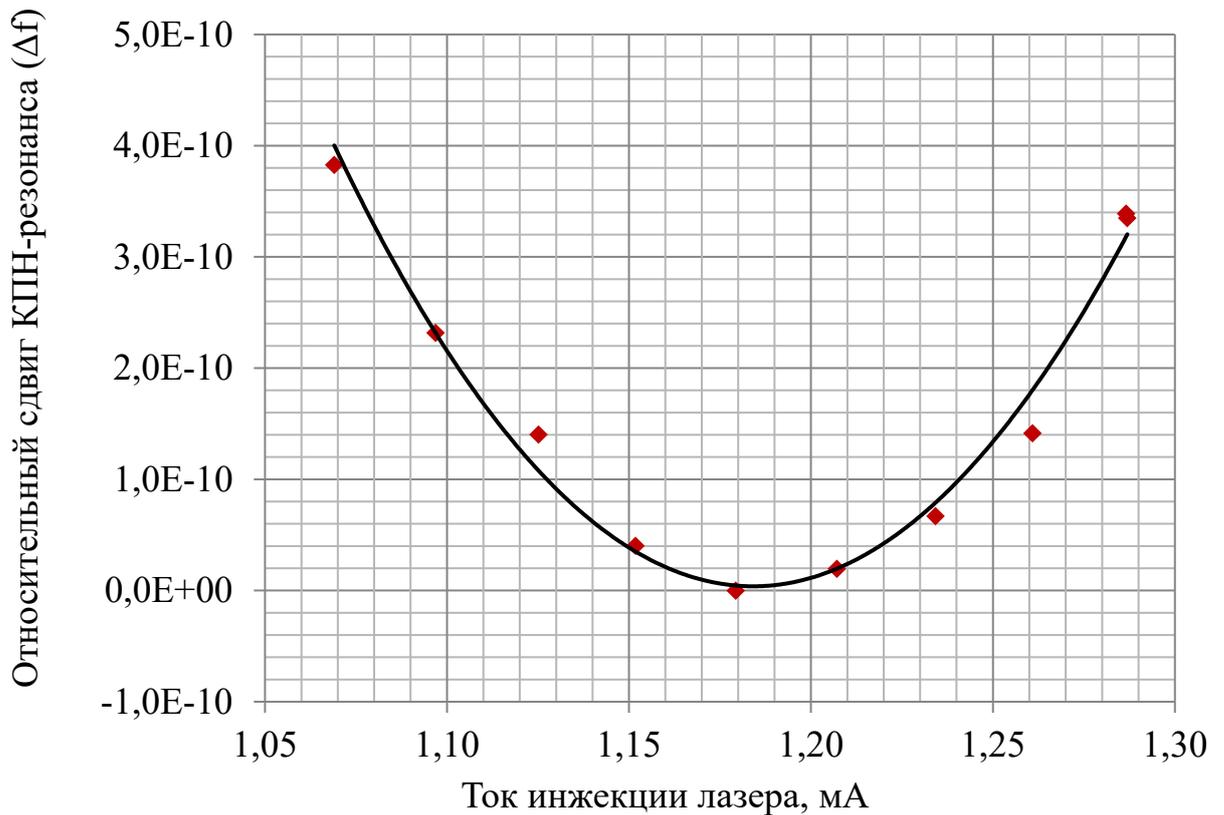


Рисунок 21 - Зависимость относительного сдвига частоты КПН - резонанса от тока инжекции лазера

Исследования влияния интенсивности лазера на сдвиг частоты показали, что можно выбрать такое значение тока инжекции, при котором минимизируется его влияние на сдвиг частоты КПН-резонанса (см. Рисунок 21).

2.4 Влияние магнитного поля на сдвиг частоты КПН - резонанса

Как было показано ранее, для наблюдения эталонного КПН - резонанса, требуется установить слабое магнитное поле с помощью катушек Гельмгольца, величина данного поля должна быть такой, чтобы боковые полосы, создаваемые при опросе резонансов «правого» и «левого», не влияли на эталонный

КПН - резонанс. Для определения величины необходимого магнитного поля на испытательной установке (см. Рисунок 17) были проведены эксперименты по измерению зависимости сдвига частоты резонансов от магнитного поля.

Для КПН - резонансов, имеющих сдвиг частоты, обусловленные линейным эффектом Зеемана, определена аналитическая зависимость сдвига среднего значения «правого» и «левого» резонансов от магнитного поля. Исходя из (11), (13) запишем:

$$(\Delta f_r + \Delta f_l) / 2 = \Delta f_{cl} \quad (14)$$

т.е. полученная аналитическая зависимость должна в пределах погрешности повторять экспериментальную зависимость сдвига частоты эталонного резонанса от магнитного поля (12). Полученные результаты представлены на рисунке 22.

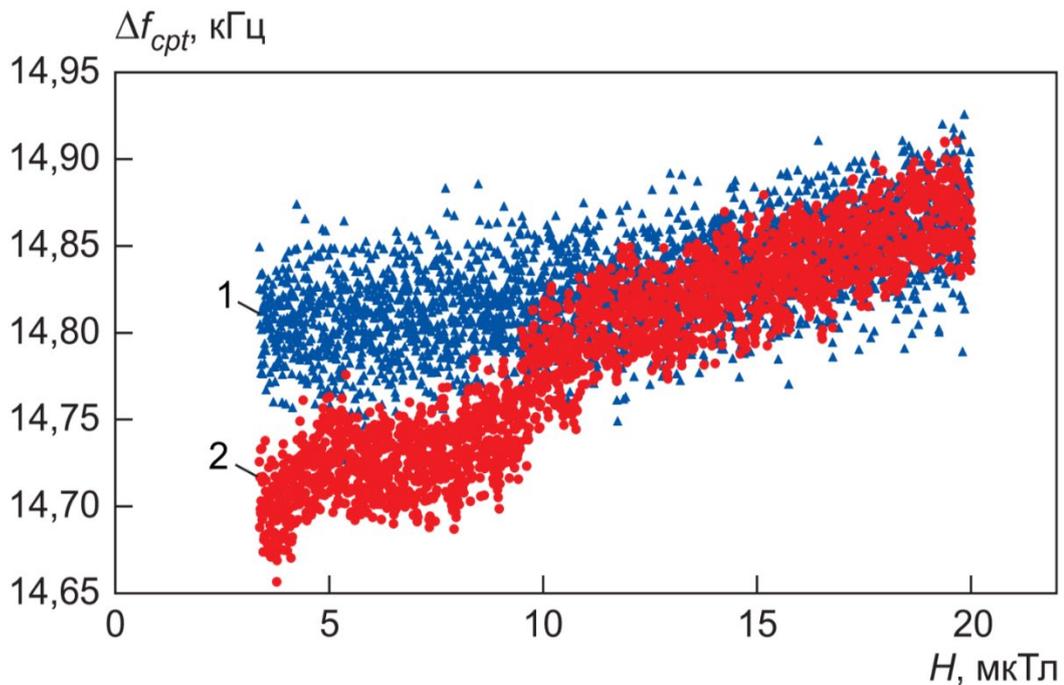


Рисунок 22 - Зависимость сдвига частоты Δf_{cpt} КПН-резонанса от магнитного поля: 1 – эталонный резонанс; 2 – аналитическая зависимость

Анализ рисунка 22 показывает, что экспериментальная зависимость сдвига частоты совпадает с аналитической зависимостью только для магнитных полей более 11 мкТл, а для магнитных полей, меньших этого значения, возникает несоответствие теоретическим формулам. Это несоответствие объясняется

влиянием магниточувствительных КПН - резонансов (11) и (13) на эталонный резонанс. Опрос КПН - резонанса методом Паунда–Древера–Холла приводит к тому, что в сигнале ошибки возникают боковые полосы, отстроенные на половину частоты опроса, как у эталонного резонанса, так и у магниточувствительных КПН - резонансов; последние, в свою очередь, продолжают влиять на сигнал ошибки эталонного резонанса при гораздо большем значении магнитного поля. Данный факт ограничивает минимальное магнитное поле, для которого отсутствует влияние магниточувствительных резонансов и при выборе значений магнитного поля требуется так же учитывать метод опроса КПН - резонанса. Наименьшее значение магнитного поля в итоге ограничено величиной, при которой отстройка магниточувствительных резонансов больше, чем удвоенное значение отстройки боковых полос в спектре сигнала ошибки частоты при опросе КПН - резонанса методом Паунда–Древера–Холла.

На рисунке 23 отображены результаты экспериментальных исследований сигнала дискриминатора частоты при увеличении амплитуды модуляции частоты СВЧ-генератора. Анализ рисунка 23 показывает, что амплитуда сигнала дискриминатора частоты растёт с увеличением амплитуды модуляции до некоторого максимального значения и дальнейшее увеличение амплитуды модуляции приводит к снижению амплитуды сигнала дискриминатора. Для более точного определения амплитуды модуляции, для которой сигнал ошибки эталонного резонанса имеет максимальное значение, определим амплитуду дискриминатора как разность максимального и минимального значения сигнала дискриминатора частоты для различной амплитуды модуляции СВЧ-генератора. Анализ результатов измерений зависимости амплитуды дискриминатора частоты от амплитуды модуляции СВЧ - генератора (см. Рисунок 24) показал, что в квадратичном приближении точка максимума амплитуды КПН - резонанса соответствует амплитуде модуляции, в отчетах 12-битного ЦАП (максимальный код 4095) значению, равной 1170 кодам. В данной работе оптимальную (максимум КПН-резонанса) амплитуду модуляции частоты СВЧ - генератора можно оценить через индекс модуляции, который составил $\sim 1,10$.

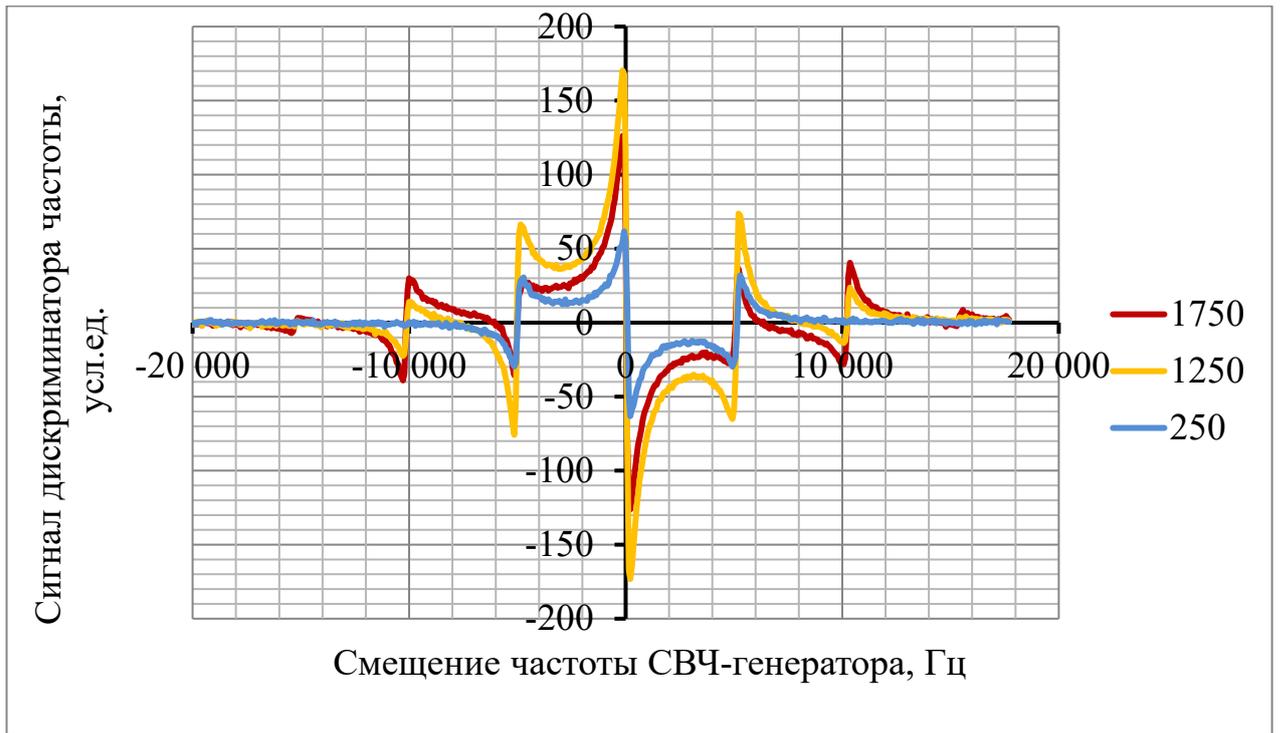


Рисунок 23 - Сигнал дискриминатора частоты в зависимости от смещения частоты СВЧ-генератора для различной амплитуды модуляции

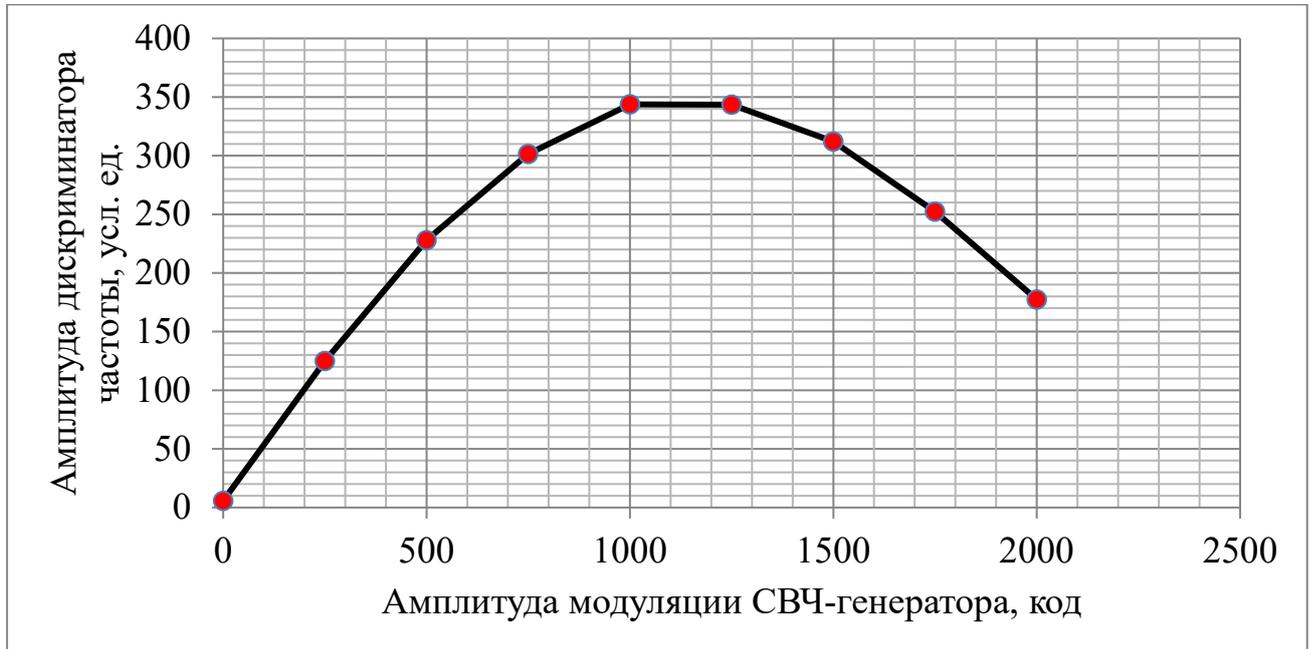


Рисунок 24 - Зависимость амплитуды дискриминатора частоты от амплитуды модуляции СВЧ-генератора

2.5 Выводы

Разработанный метод настройки рабочих параметров КСЧ КПН, основанный на измерении зависимости сдвига действительного значения частоты КСЧ КПН от значений исследуемых параметров, позволяет уменьшить влияние данных параметров на действительное значение частоты. Данные по измеренным значениям смещения частоты после настройки рабочих параметров по разработанному методу представлены в таблице 4.

Таблица 4 - Чувствительность сдвига частоты КПН - резонанса от вариации параметров работы КСЧ до настройки параметров и после

Параметр	Нестабильность значения параметра в эксперименте	Относительное смещение частоты	
		До настройки параметров	После настройки параметров
Температура ячейки	0,05 К	$2,1 \times 10^{-11}$	$2,4 \times 10^{-13}$
Ток инжекции лазера	10 мкА	$8,5 \times 10^{-11}$	$8,1 \times 10^{-13}$
Мощность СВЧ генератора	0,1 дБ (1 мВт)	$3,0 \times 10^{-11}$	$4,5 \times 10^{-13}$

Анализ таблицы 4 показывает, что метод настройки КСЧ КПН, основанный на определении экстремумов зависимостей сдвига действительного значения частоты, от интенсивности лазера, выходной мощности СВЧ - генератора и температуры ячейки, позволяет обеспечить нестабильность меньше 3×10^{-11} .

Глава 3. Методы стабилизации КПН - резонанса

3.1 Воспроизводимость частоты от включения к включению

Для обеспечения требуемых метрологических характеристик при автоматическом выходе на рабочий режим КСЧ КПН разработан метод, обеспечивающий режим работы составных частей, при котором они имеют наименьшее влияние на сдвиг частоты регистрируемого сверхтонкого перехода атома ^{87}Rb , наблюдаемый посредством КПН эффекта.

Одним из важнейших требований, предъявляемых к КСЧ, является время установления действительного значения частоты. Схемотехническое решение, разработанное для КСЧ КПН, позволяет управлять следующими параметрами составных частей КСЧ, такие как ток инжекции лазера, ток элемента Пельтье, расположенного внутри корпуса лазерного диода и внутри системы термостабилизации ячейки с буферным газом, мощность нагрева ячейки, ток катушек подмагничивания, а также изменять частоту СВЧ - генератора и его мощностью. Основными информационными каналами для определения текущего состояния всей системы являются аналогово-цифровые преобразователи, позволяющие определить как относительное сопротивление терморезисторов, расположенных в корпусе лазера и системы термостабилизации ячейки, так и провести оцифровку предварительно отфильтрованного сигнала с фотоприёмника. Для стабилизации частоты кварцевого генератора 10 МГц по КПН - резонансу, кроме физического блока дискриминатора частоты и схемотехнического решения, требуется разработать цифровые системы стабилизации, детектирования и управления отдельными частями КСЧ. Так алгоритмы, входящие в состав встраиваемого программного обеспечения, являются определяющими при обеспечении работы схемотехнического решения и физического блока дискриминатора, как единого целого. Первой из задач, которую необходимо решить прежде, чем можно будет наблюдать и проводить стабилизацию частоты кварцевого генератора 10 МГц по КПН - резонансу это настройка системы модуляции с последующей цифровой синхронной демодуляцией из оцифрованного сигнала фотоприёмника. Создание

низкочастотных модулирующих воздействий на ток инжекции лазера (16 кГц) и на частоту СВЧ - генератора (10 кГц) позволяет в дальнейшем генерировать сигнал ошибки для длины волны лазера по сигналу поглощения и КПН - резонансу. Второй задачей, является установка тока катушек подмагничивания, мощности СВЧ - генератора и его частоты на номинальное значение 3,417 ГГц. Третьей задачей, является обеспечение работы системы термостабилизации ячейки, требующая измерения текущей температуры ячейки, регулировки мощности нагревателя по законам ПИ - регулирования и дополнительным охлаждением отростка ячейки, позволяющего устранить эффект осаждения паров рубидия в местах, препятствующих прохождению луча лазера. Последней задачей, перед началом разработки системы автоматического выхода КСЧ КПН на рабочий режим, является разработка системы стабилизации длины волны учитывающая, что длина волны лазера сильно зависит, как от тока инжекции (0,6 нм/мА), так и от его температуры лазера (0,06 нм/мА); при этом относительная погрешность настройки длины волны лазера должна быть не более $\pm 0,001$ нм. Данное ограничение к погрешности установления длины волны определяется требованиями для успешного поиска пиков поглощения и дальнейшей стабилизации длины волны по обнаруженным пикам поглощения ^{87}Rb в условиях низкого контраста поглощения (менее 5%). Таким образом, система управления тока лазера и его температурой должна обладать следующими параметрами: шумы тока инжекции лазера не должна превышать 1 мкА для тока лазера порядка 1,2 мА, флуктуация температуры лазера должна быть меньше 0,02 °С при температуре лазера порядка 70 °С. В процессе инициализации и достижения номинального режима функционирования КСЧ КПН первостепенной задачей является локализация рабочего пика поглощения в спектре в условиях деградации параметров лазера. Эта деградация приводит к изменению интенсивности излучения при неизменном токе инжекции лазера, а также к флуктуациям выходной мощности СВЧ-генератора от запуска к запуску, что в значительной степени обусловлено влиянием температурных колебаний окружающей среды.

Например, изменение выходной мощности СВЧ - генератора может привести к ситуации, когда рабочий пик поглощения трудно отличим от соседних пиков поглощения (см. Рисунок 25), что может привести к стабилизации длины волны лазера по соседнему пику поглощения, что в свою очередь изменит относительное действительное значение частоты КСЧ КПН на величину порядка 10^{-9} . Однако стоит отметить, что в условиях, когда требуется максимизировать контраст КПН - резонанса, а не минимизировать влияние флуктуации мощности СВЧ - генератора, данной проблемы для определения рабочего пика не возникает (см. Рисунок 26). Но максимизация контраста КПН-резонанса за счёт настройки выходной мощности СВЧ - генератора приводит к ухудшению результатов в части нестабильности частоты КСЧ КПН для коротких интервалов времени измерения по сравнению с методом настройки мощности СВЧ - генератора, описанным в Главе 2.

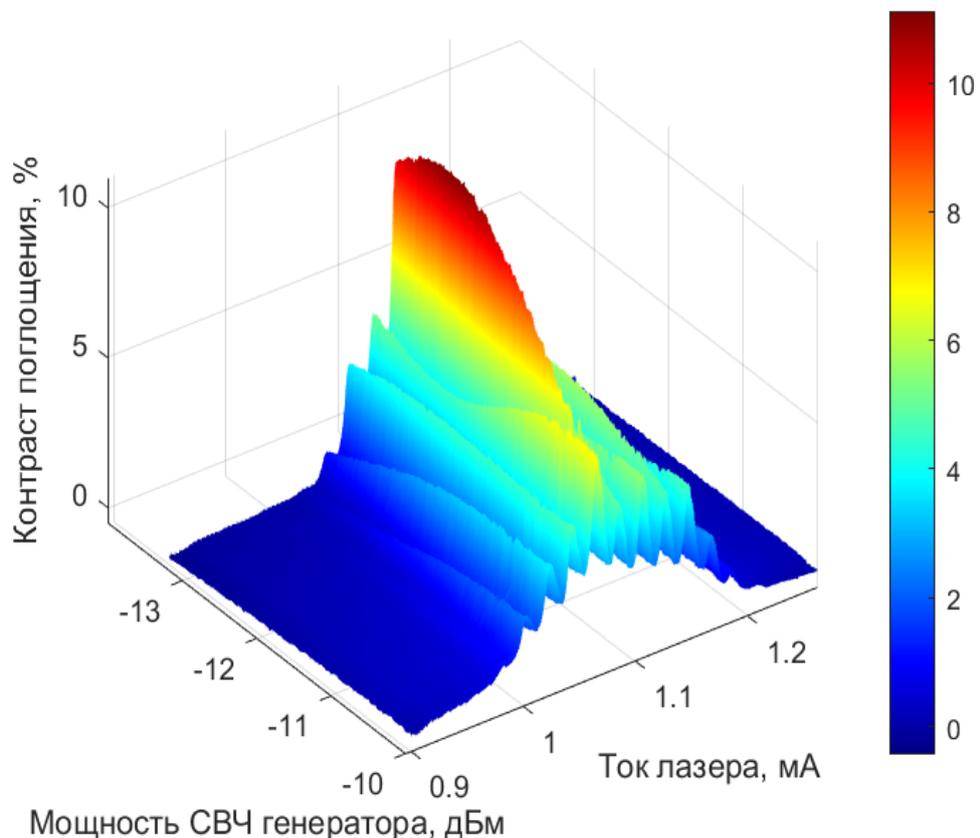


Рисунок 25 - Экспериментальные данные контраста поглощения от тока лазера и мощности СВЧ генератора

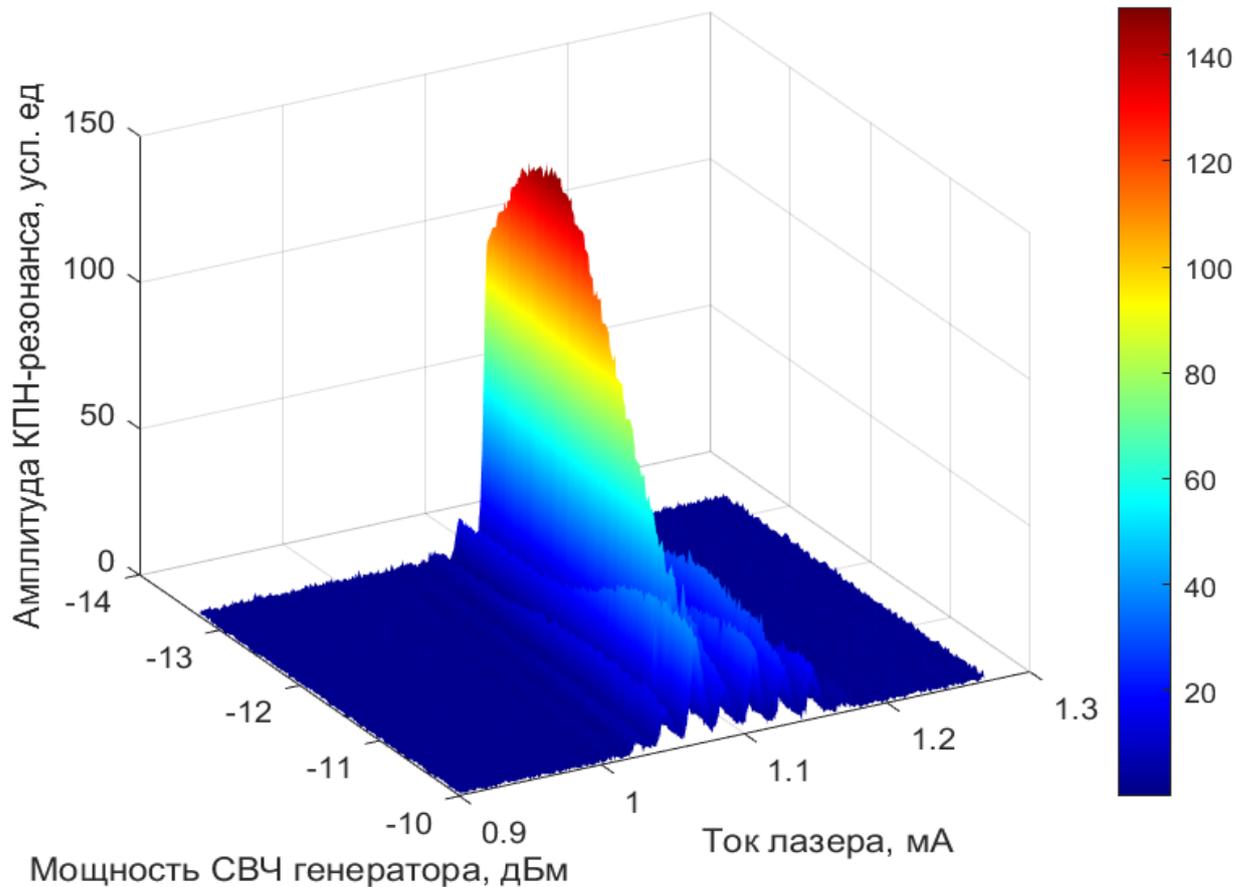


Рисунок 26 - Амплитуда КРН-резонансов от мощности СВЧ генератора и тока лазера при фиксированной температуре лазера

Анализируя рисунки 25 и 26, можно заметить, что максимизация КРН - резонанса приводит и к максимизации контраста рабочего пика поглощения, но рабочее значение мощности СВЧ - генератора находится в области, в которой рабочий пик поглощения трудно отличим от соседних пиков поглощения. Таким образом, анализ зависимости оцифрованного сигнала с фотоприёмника от тока лазера при рабочей мощности СВЧ - генератора (см. Рисунок 27) не позволяет однозначно определить местоположение рабочего пика в спектре поглощения. Для решения данной задачи предложен и реализован алгоритм, в котором устанавливается мощность СВЧ - генератора, при которой рабочий пик поглощения имеет максимальный контраст (см. Рисунок 25), что соответствует мощности СВЧ - генератора значению минус 12 дБ (1 мВт).

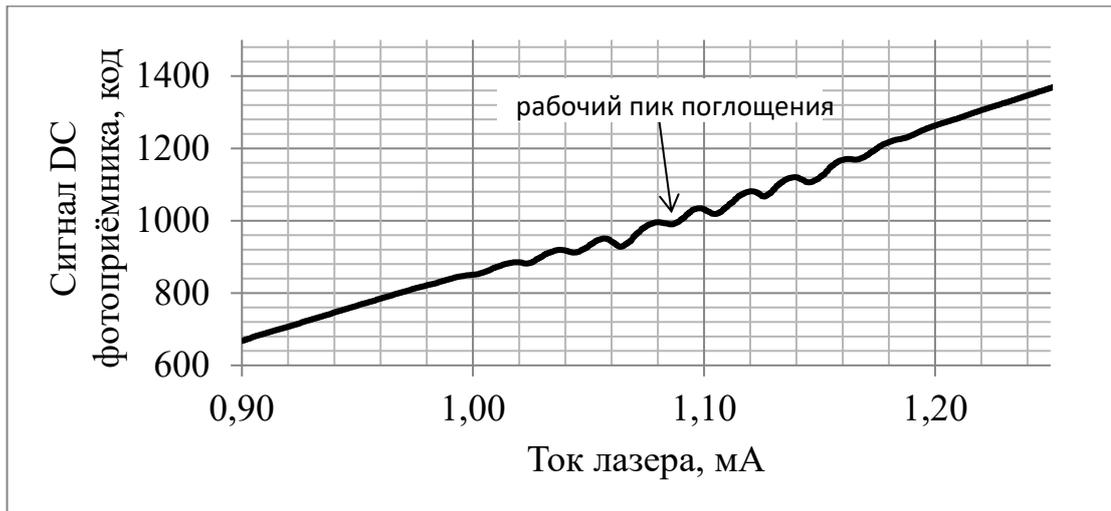


Рисунок 27 - Зависимость оцифрованного сигнала с фотоприёмника от тока лазера при рабочей мощности СВЧ - генератора

Из рисунка 28 видно, что задача поиска рабочего пика поглощения может быть сведена к задаче поиска минимального значения. При этом необходимо, чтобы из данных перед началом поиска был устранён линейный рост сигнала фотоприёмника при увеличении тока лазера. Однако для различных лазерных диодов зависимость может различаться как коэффициентом наклона (линейное приближение), так и иметь более сложную зависимость в области отсутствия поглощения, что создаёт сложность в обработке данных. Однако вычисление второй производной зависимости (см. Рисунок 28) позволяет упростить задачу, поиска рабочего пика поглощения (см. Рисунок 29).

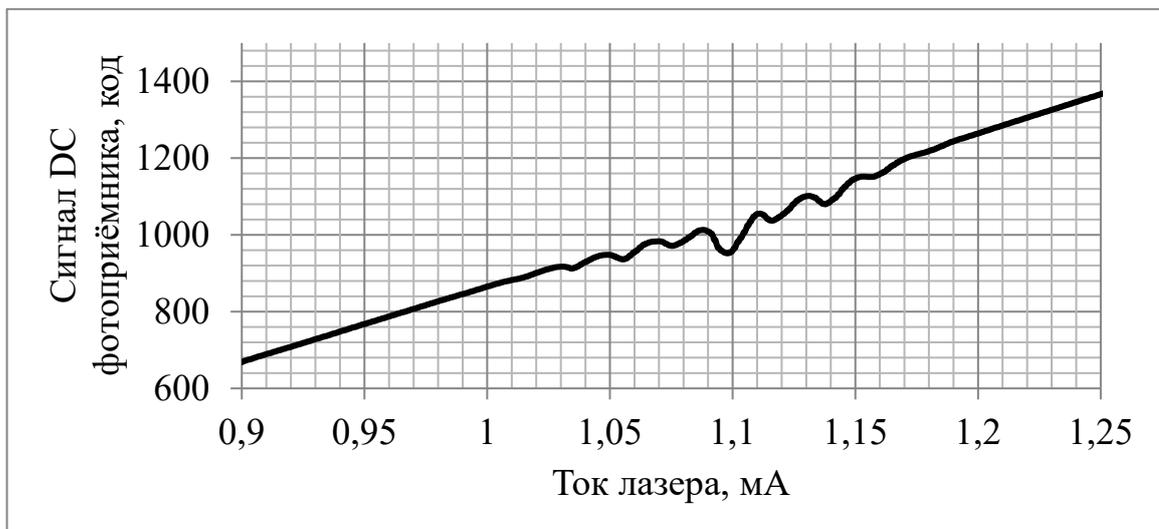


Рисунок 28 - Зависимость оцифрованного сигнала с фотоприёмника от тока лазера для СВЧ мощности, равной -12 дБ (1 мВт)

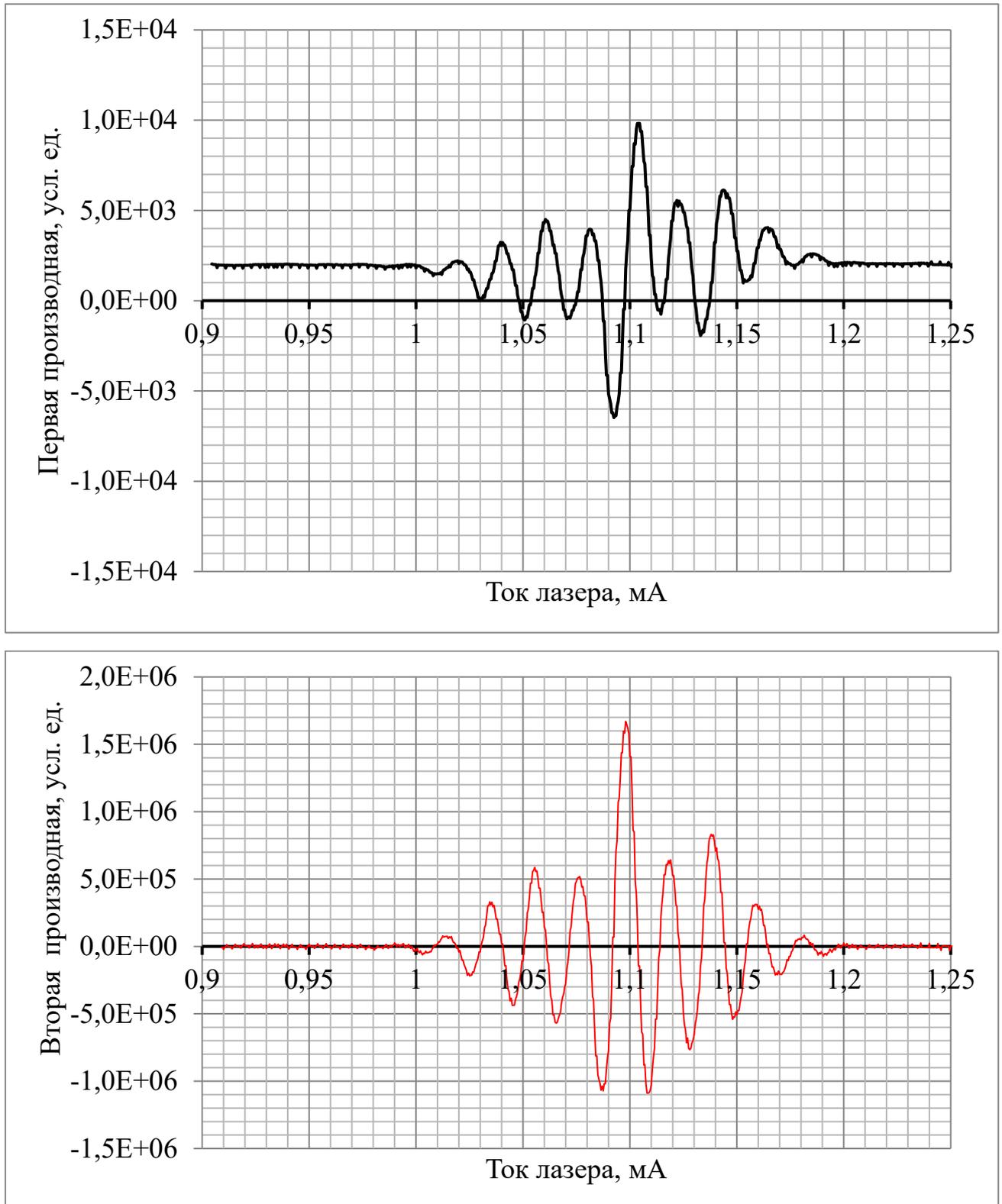


Рисунок 29 - Результат вычисления производной зависимости сигнала фотоприёмника от тока лазера для СВЧ мощности, равной -12 дБ (1 мВт)

Таким образом, задача упрощается до задачи поиска аргумента, при котором зависимость имеет глобальный максимум. С учётом выше сказанного для

решения задачи, выхода КСЧ КПН на рабочий режим, был разработан алгоритм, который позволяет после первичной настройки цифрового синхронного детектирования сигнала с фотоприёмника, а также последующей настройки системы стабилизации длины волны лазера и температуры ячейки, определить рабочий пик в спектре поглощения. Работу вышеописанного алгоритма можно описать формулой,

$$\lambda_{\max} = \arg \max \left[\frac{\partial^2 V_{\phi}(\lambda, P_{\max})}{\partial \lambda^2} \right] \quad (15)$$

при этом P_{\max} определено как,

$$P_{\max} = \arg \max \left[\frac{\partial^2 V_{\phi} \left(\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}, P_{\text{СВЧ}} \right)}{\partial \lambda^2} \right], \quad (16)$$

где λ_1 и λ_2 минимумы функций при отсутствии СВЧ мощности, $V_{\phi}(\lambda, P)$ - функция амплитуды сигнала фотоприёмника, λ - длина волны лазера при фиксированной температуре лазера, $P_{\text{СВЧ}}$ - выходная мощность СВЧ - генератора.

Стоит отметить, что значение P_{\max} определяется один раз при первичной настройке прибора; данный факт связан с тем, что после выполнения операции запайки внешнего корпуса КСЧ отсутствует возможность определить ток и температуру лазера при отключенном сигнале СВЧ модуляции, что позволило бы повторно определить значение λ_1 и λ_2 . При этом значения λ_1 и λ_2 могут изменяться со временем, так как они определены через параметры лазера, подверженного деградации, то есть данные значения являются функцией, зависящей как от тока лазера, так и от его температуры $\lambda(I_{\text{лвр}}, T_{\text{лвр}})$. Дополнительное исследование показало, что повторное определение λ_1 и λ_2 не требуется, так как допустимое изменение значения P_{\max} составляет порядка 1 дБ (1 мВт) и данная величина является намного большей по сравнению с суммарным возможным изменением

выходной мощности СВЧ генератора, связанной как с изменением температуры в рабочем диапазоне, так и с деградацией генератора, а так же с учётом деградации лазера для всего времени эксплуатации прибора.

После нахождения длины волны лазера, соответствующей рабочему пику поглощения, происходит стабилизация длины волны лазера (с помощью изменения тока и температуры лазера) по найденной линии поглощения, затем происходит запуск алгоритма поиска КПН - резонанса с помощью перестройки частоты СВЧ - генератора, в математической виде алгоритм можно представить как,

$$f_{\min} = \arg \min \left[\frac{\partial S_{err}(f_{hfs})}{\partial f_{hfs}} \right], \quad (17)$$

где $S_{err}(f_{hfs})$ - функция сигнала ошибки в зависимости от удвоенной частоты СВЧ - генератора. Далее запускается система стабилизации кварцевого генератора 10 МГц по КПН - резонансу по закону ПИ - регулирования.

Таким образом, программное обеспечение для микроконтроллера обеспечивает работу схемотехнического решения и физического блока квантового дискриминатора частоты, как единого целого.

Для проверки алгоритма воспроизводимости частоты был собран испытательный стенд по измерению относительного сдвига частоты (ДЗЧ).

Схема испытательного стенда представлена на рисунке 30. Сигнал выходной частоты КСЧ КПН подключался к измерительному входу частотомера, который производил измерение частоты относительного опорного сигнала водородного стандарта частоты. Затем производился запуск КСЧ КПН с последующим ожиданием 180 с перед записью показаний частотомера. Далее КСЧ КПН отключался на время, достаточное для выравнивания температуры внутри корпуса до комнатного значения. Эксперименты показали, что время в выключенном состоянии более 5 часов обеспечивает остывание как ячейки в физическом блоке дискриминатора, так и электроники до уровня комнатной температуры с погрешностью менее 2 °С. Таким образом, можно считать, что

КСЧ КПН вернулся в первоначальное состояние, в котором он находился до своего включения. После этого эксперимент по измерению воспроизводимости частоты КСЧ КПН повторялся.

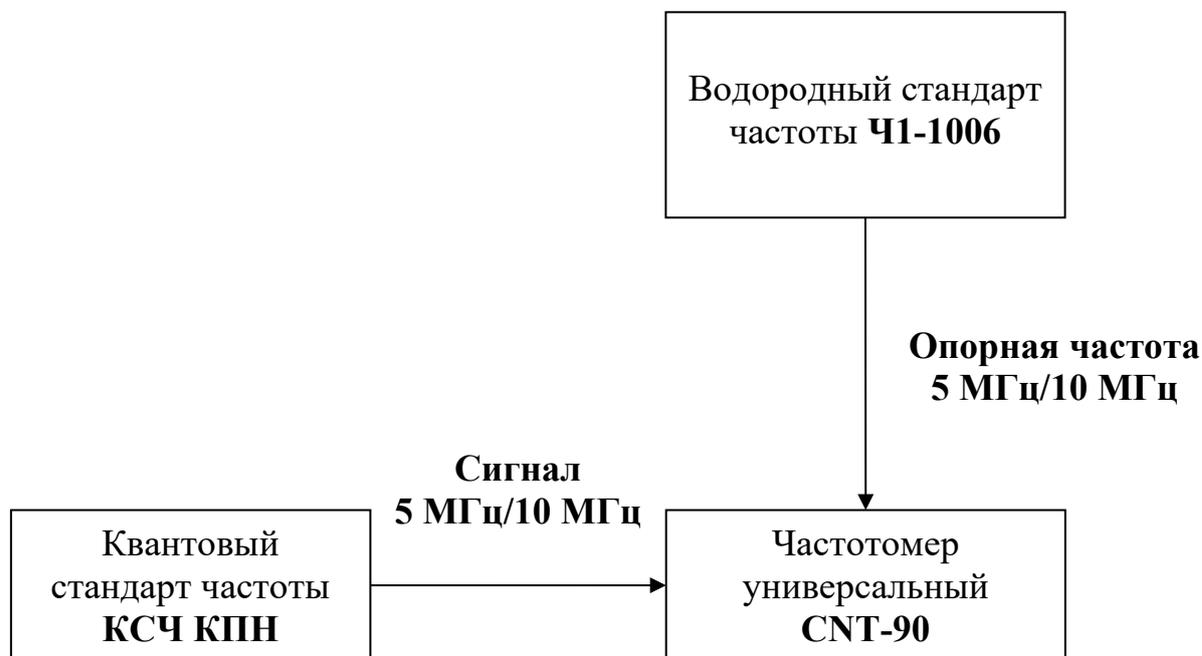


Рисунок 30 - Испытательный стенд для измерения действительного значения частоты КСЧ КПН

По результатам измерений был вычислен относительный сдвиг действительного значения частоты как

$$\Delta f_{\delta} = \frac{f_n - f_{\delta}}{f_n}, \quad (18)$$

где Δf_{δ} - относительный сдвиг действительного значения частоты, f_n - номинальное значение частоты (5 МГц / 10 МГц), f_{δ} - действительное значение частоты, измеренное с помощью частотомера (5 МГц / 10 МГц).

Результаты эксперимента представлены на рисунке 31. Эксперимент показал, что разработанный алгоритм обеспечивает метрологические характеристики в части воспроизводимости частоты от включения к включению в диапазоне на уровне $\pm 4 \times 10^{-11}$.

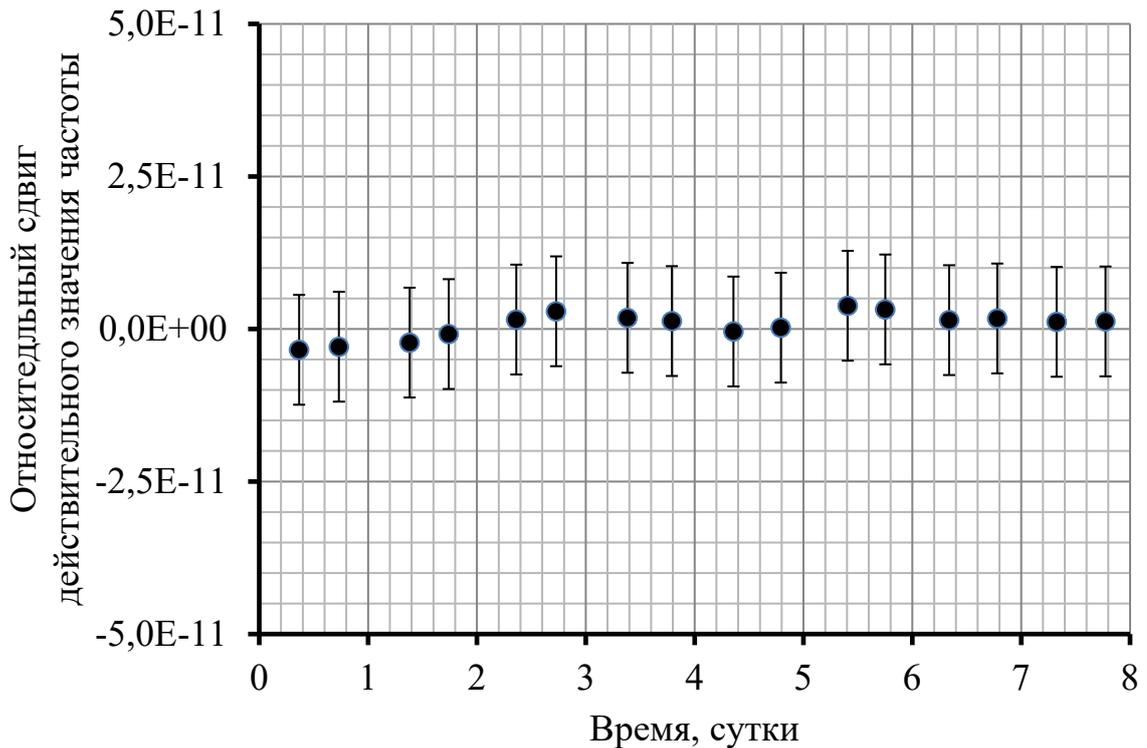


Рисунок 31 - Воспроизводимость действительного значения частоты от включения к включению

Так же с помощью испытательного стенда, представленного на рисунке 30 были проведены эксперименты по исследованию выходной частоты КСЧ КПН после включения. Результаты измерений зависимости относительной погрешности частоты от времени представлены на рисунке 32. Анализ данной зависимости с учетом характеристик кварцевого генератора применяемого для формирования выходного сигнала КСЧ КПН показывает, что первые 10 секунд после подачи питания происходит активный нагрев кварцевого генератора рядом находящейся электроникой, с учётом представленных производителем данных о температурном коэффициенте частоты на применяемый кварцевый генератор, можно определить, что температура кварцевого генератора увеличилась не более чем на 1 °С за первые 10 секунд работы КСЧ КПН. Далее, до 117 с работы КСЧ КПН основным источником дрейфа частоты кварцевого генератора является его нагрев системой термостабилизации ячейки, которая по причине теплопотерь нагревает внутренний объёма КСЧ КПН. После 117 с происходит стабилизация кварцевого генератора по сигналу КПН-резонанса, на рисунке 32 данный момент

времени наблюдается как резкое изменение выходной частоты КСЧ КПН. И напоследок происходит изменение мощности СВЧ – генератора и интенсивности лазера на рабочее значение и окончательная стабилизация температуры ячейки данный момент времени начинается от 119 с. Приблизительно на 140 секунде температура ячейки выходит на рабочий режим с погрешностью менее 0,1 °С. Таким образом анализ рисунка 32 показал, что выход на рабочий режим занимает менее 180 с, так же стоит отметить, что в отсутствии синхронизации частоты по КПН – резонансу воспроизводимость частоты от включения к включению соответствует характеристикам применяемого кварцевого генератора ($\sim 2 \times 10^{-8}$), а при синхронизации по КПН – резонансу, но при отсутствии воспроизводимости значений выходной мощности СВЧ – генератора, интенсивности лазера, температуры ячейки и магнитного поля создаваемого катушками подмагничивания, воспроизводимость относительной частоты КСЧ КПН может быть ухудшена до значений $\sim 1 \times 10^{-8}$, что говорит о повышенных требованиях предъявляемых к воспроизводимости данных параметров.

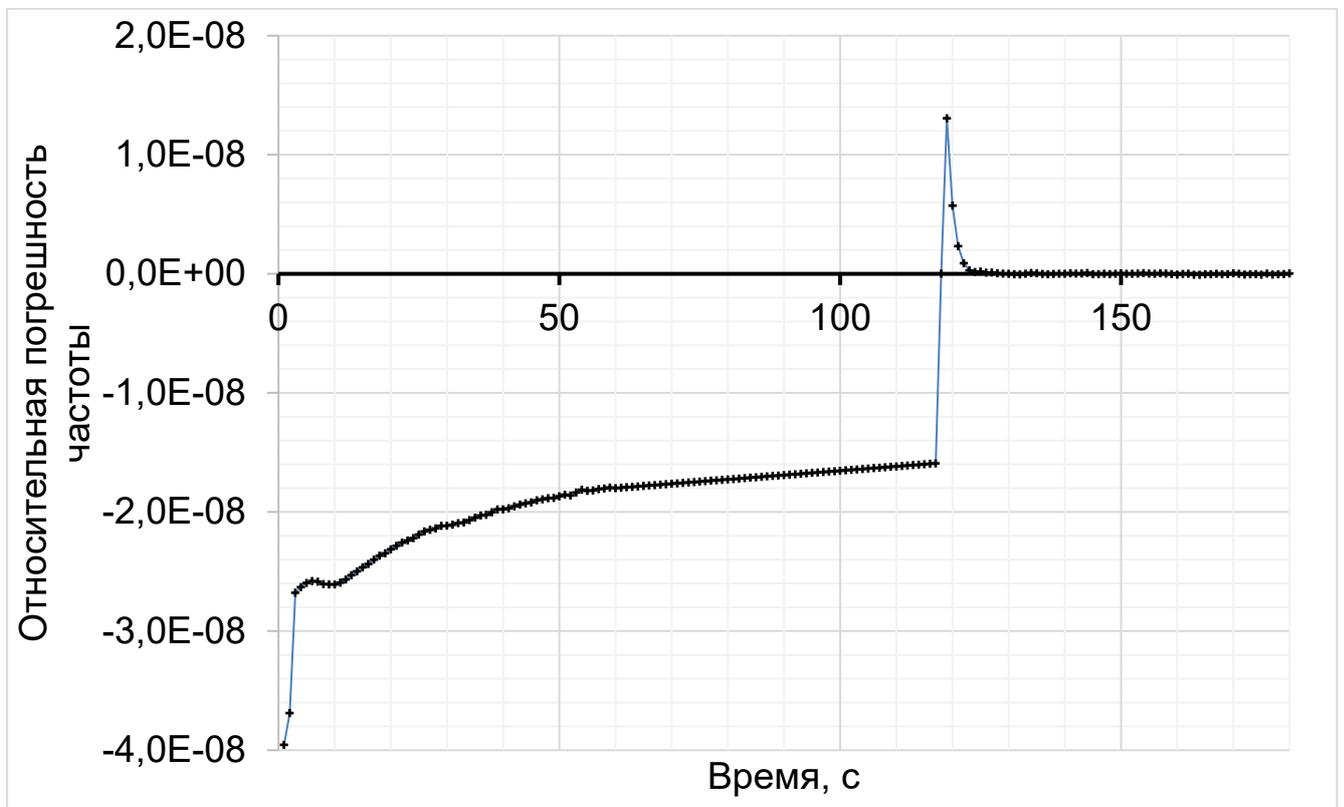


Рисунок 32 – График зависимости относительной погрешности частоты от времени.

3.2 Метод стабилизации длины волны лазера по линии поглощения ^{87}Rb

Одним из наиболее значимых факторов, оказывающих влияние на нестабильность частоты, является точность настройки длины волны лазера на переход линии D_1 . Существует два метода перестройки длины волны поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором.

Первый метод подразумевает изменение длины волны лазера посредством изменения тока инжекции лазера. Второй метод обеспечивает регулировку длины волны посредством изменения температуры лазера. Тщательное исследование этих методов позволило выделить их преимущества и недостатки. Основное преимущество первого метода – относительное быстроедействие перестройки длины волны (характерные времена 10 нс), недостаток – появление дополнительного изменения интенсивности излучения при изменении длины волны (см. Рисунок 33).

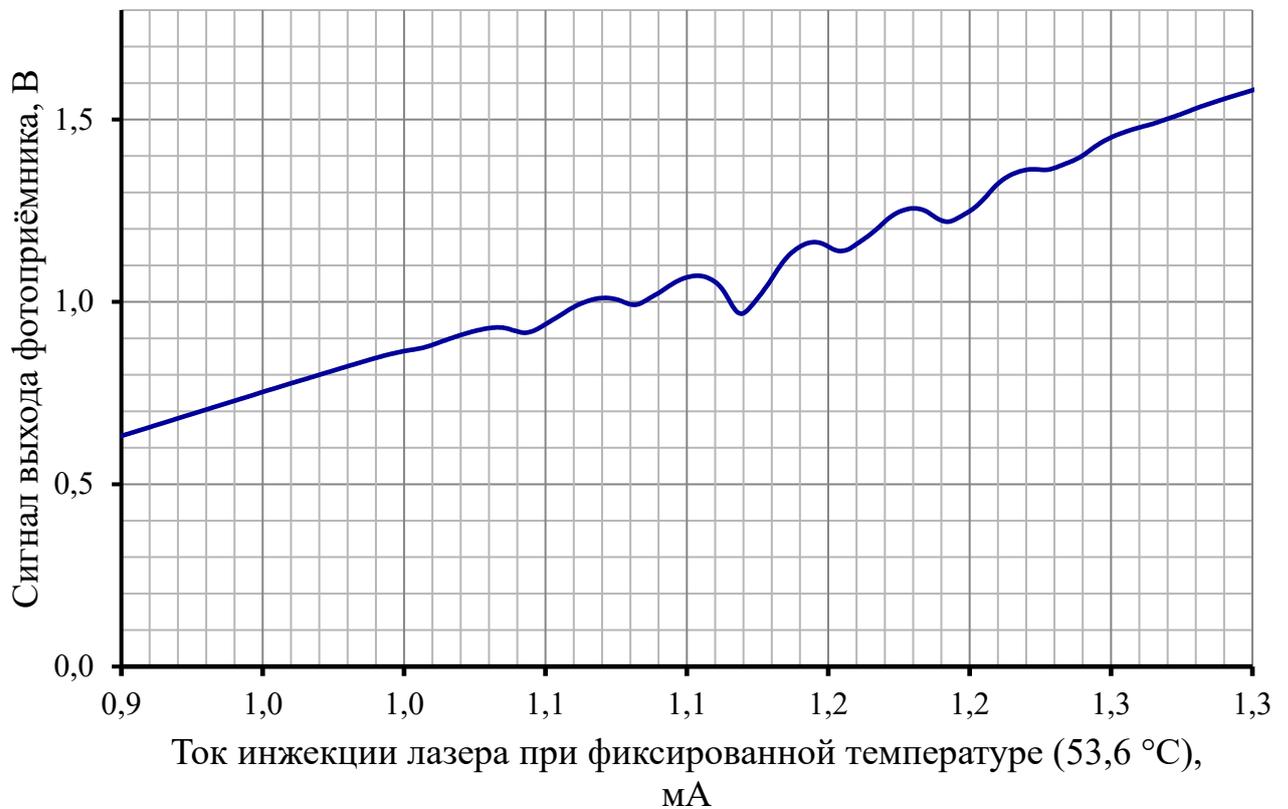


Рисунок 33 - График зависимости сигнала фотоприёмника от тока инжекции лазера

Второй метод (изменение температуры лазера) также даёт изменение интенсивности излучения (см. Рисунок 34), однако это изменение более чем на порядок меньше, чем при изменении тока инжекции лазера. Дополнительным преимуществом второго метода является возможность установки заданной интенсивности излучения лазера с помощью изменения тока инжекции лазера. Однако этот метод обладает относительно низким быстродействием перестройки длины волны (характерные времена 10 мс).

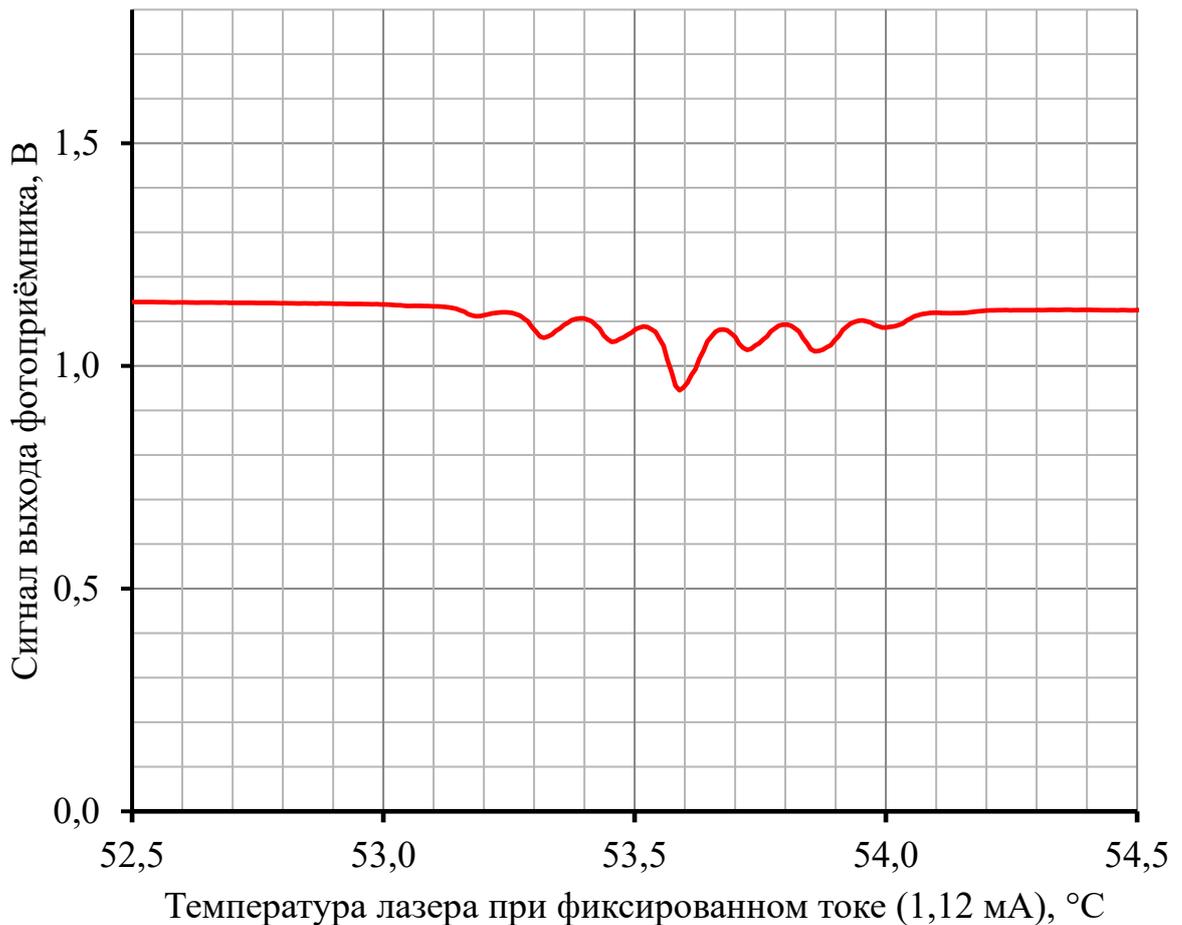


Рисунок 34 - График зависимости сигнала фотоприёмника от температуры лазера

Были проведены детальные исследования каждого из методов. На рисунке 35 представлено сравнение зависимостей изменения сигнала на фотоприёмнике вблизи спектра поглощения от длины волны лазера для различных методов изменения длины волны лазера: синяя кривая представляет

метод изменения тока инжекции лазера, а красная пунктирная кривая – метод изменения его температуры.

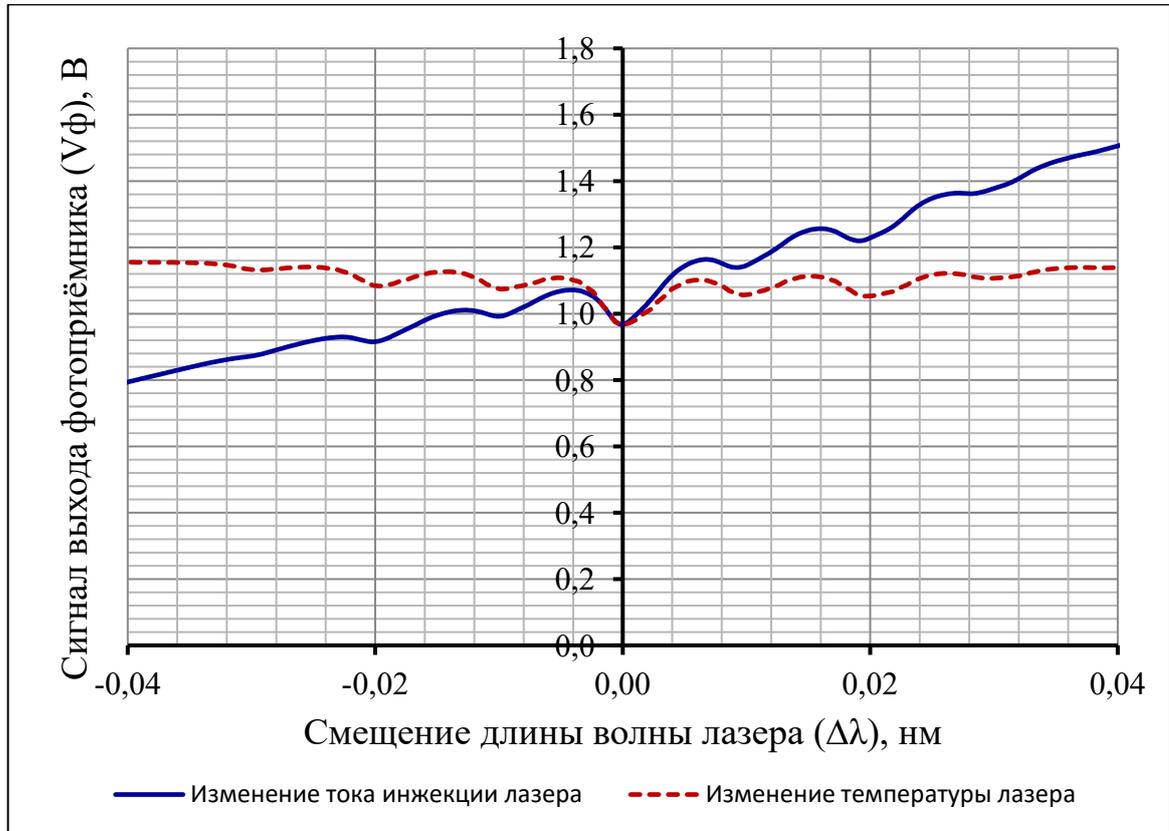


Рисунок 35 - Зависимость сигнала выхода фотоприёмника от смещения длины волны лазера разными методами управления вблизи спектра поглощения

С учётом проведённого анализа предложен метод управления длиной волны лазера по сигналу ошибки, при которой регулировка происходит температурой лазера, а пробная модуляция его током. Данный метод позволяет исключить погрешность измерений температуры лазера, связанную с местом размещения датчика температуры.

3.3 Метод настройки системы стабилизации длины волны лазера

Анализ сигнала ошибки длины волны лазера, выявил наличие дополнительного постоянного сигнала в сигнале управления. Этот дополнительный сигнал связан с изменением интенсивности лазерного излучения, которое происходит в результате модуляции тока лазера (см. Рисунок 36). Данный

паразитный сигнал в сигнале синхронного детектора приводит к дополнительному влиянию амплитуды сигнала спектра поглощения на сдвиг длины волны лазера, что в свою очередь приводит к сдвигу КПН - резонанса. Для того, чтобы уменьшить влияние асимметрии оптического спектра лазера, вызванной паразитной амплитудной модуляцией интенсивности излучения лазера, при пробной модуляции током лазера к сигналу ошибки длины волны лазера добавляется поправка, которая определяется как среднее значение сигнала ошибки длины волны лазера для двух различных значений смещения длины волны лазера относительно центра спектра поглощения, при которых поглощение не наблюдается (смещение длины волны лазера $\pm 0,05$ нм).

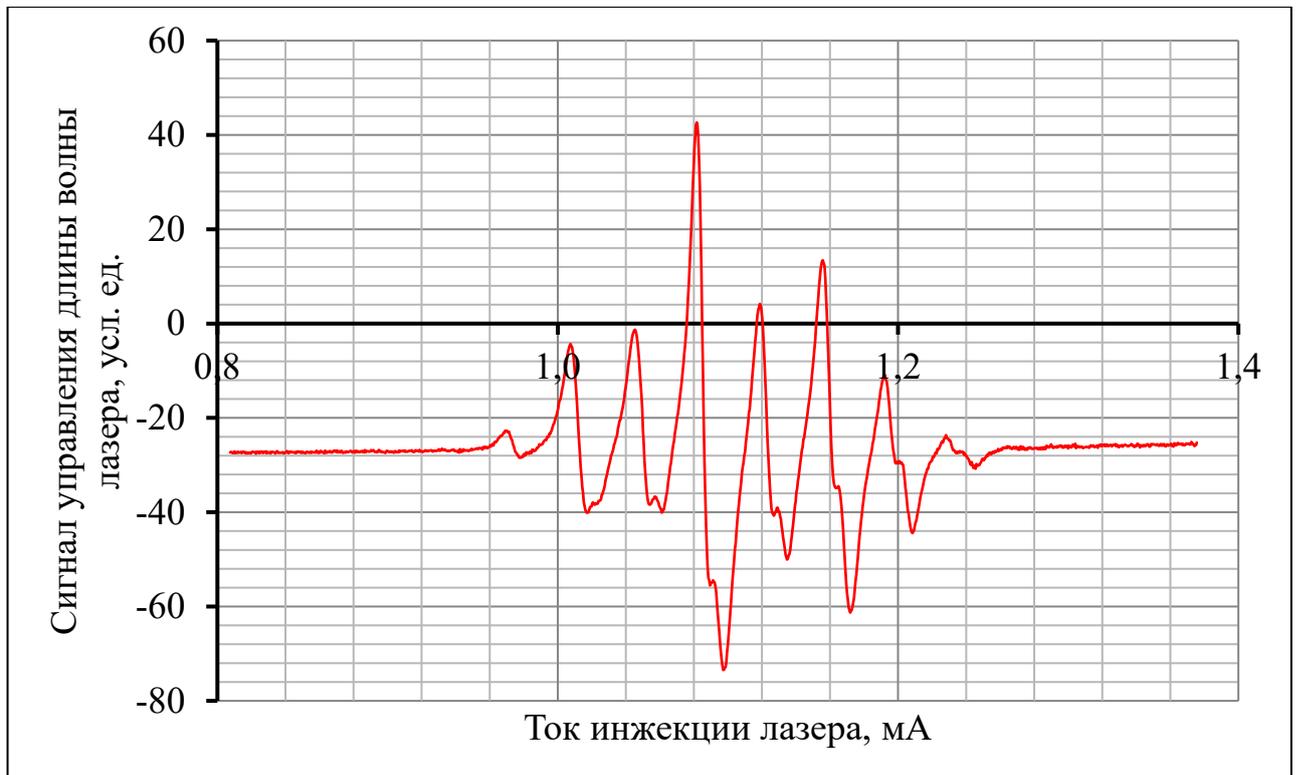


Рисунок 36 - Зависимость сигнала управления длиной волны лазера от тока инжекции лазера

Использование данного среднего значения в качестве поправки для сигнала ошибки системы стабилизации длины волны лазера, позволило уменьшить влияние асимметрии оптического спектра лазера на нестабильность частоты КСЧ КПН в 25 раз.

3.4 Выводы

Разработанный метод выхода на рабочий режим позволяет обеспечить воспроизводимость частоты от включения к включению в пределах $\pm 4,0 \times 10^{-11}$. Данный метод разработан с учётом технологического разброса параметров элементов, что позволяет применять разработанный метод при производстве серийных образцов КСЧ КПН. Разработанная система стабилизация длины волны лазера по линии поглощения ^{87}Rb , основанная на регулировании мощности нагрева лазера, устраняет погрешность измерения температуры лазера, связанной с точкой размещения датчика температуры. Данная система стабилизации длины волны лазера позволяет обеспечить нестабильность частоты меньше $3,0 \times 10^{-12}$ на интервале времени измерения 100 с, а дополнительная настройка данной системы, основанная на измерении асимметрии пика поглощения позволяет обеспечить нестабильность частоты меньше $1,0 \times 10^{-12}$ на интервале времени измерения 1000 с.

Глава 4. Анализ результатов исследований

Как показано ранее, на действительное значение частоты влияет множество взаимозависимых факторов. Однако существуют параметры, контроль которых является затруднительным; такие параметры присутствуют в части физического дискриминатора частоты, например: изменения прозрачности ячейки, связанные с осаждением щелочного металла на окна; изменение градиента температуры, возникающего из-за неоднородности нагрева ячейки; появление дополнительных магнитных полей, создаваемых протекающими токами в нагревателе ячейки и т.д. Так же существуют не устранённые влияющие факторы и в схемотехническом решении, например изменение выходной мощности СВЧ - генератора и изменение усиления, запаздывания фазы сигнала в аналоговой части обработки сигнала фотоприёмника, данные факторы вызваны изменением температуры внешней окружающей среды. При этом темновой ток фотоприёмника имеет сильную зависимость от температуры окружающей среды, для рабочего интервала температур (от 5 до 45 °С) разработанного КСЧ КПН, темновой ток может изменяться более чем в 10 раз. Отсутствие контроля данных параметров приводит к дополнительной зависимости действительного значения частоты прибора от температуры окружающей среды, что требует более подробного изучения температурного коэффициента частоты (ТКЧ) разработанного КСЧ КПН.

Измерение ТКЧ проводились с помощью ранее разработанной экспериментальной установки (см. Рисунок 17). Для изменения окружающей температуры использовалась камера постоянных климатических условий, данная камера позволила запрограммировать режим сканирования для диапазона температуры от 10 до 45 °С, при этом изменение температуры происходило с периодичностью в 1 час с фиксированным шагом в 5 °С. Камера постоянных климатических условий имеет вариацию температуры при 25 °С равную $\pm 0,2$ °С и флуктуацию температуры на уровне $\pm 0,1$ °С при рабочем диапазоне от 10 до 70 °С.

С помощью экспериментальной установки (см. Рисунок 17) записывалось значение сдвига частоты и температуры внутри корпуса КСЧ с помощью датчика, установленного внутри 24-битного аналогово-цифрового преобразователя. По измеренным данным был построен график изменения температуры внутри корпуса и относительного сдвига частоты (см. Рисунок 37). Анализ графика показывает, что сдвиг частоты прибора составил $3,2 \times 10^{-12}$ при изменении окружающей температуры на 1°C в измеренном интервале температур.

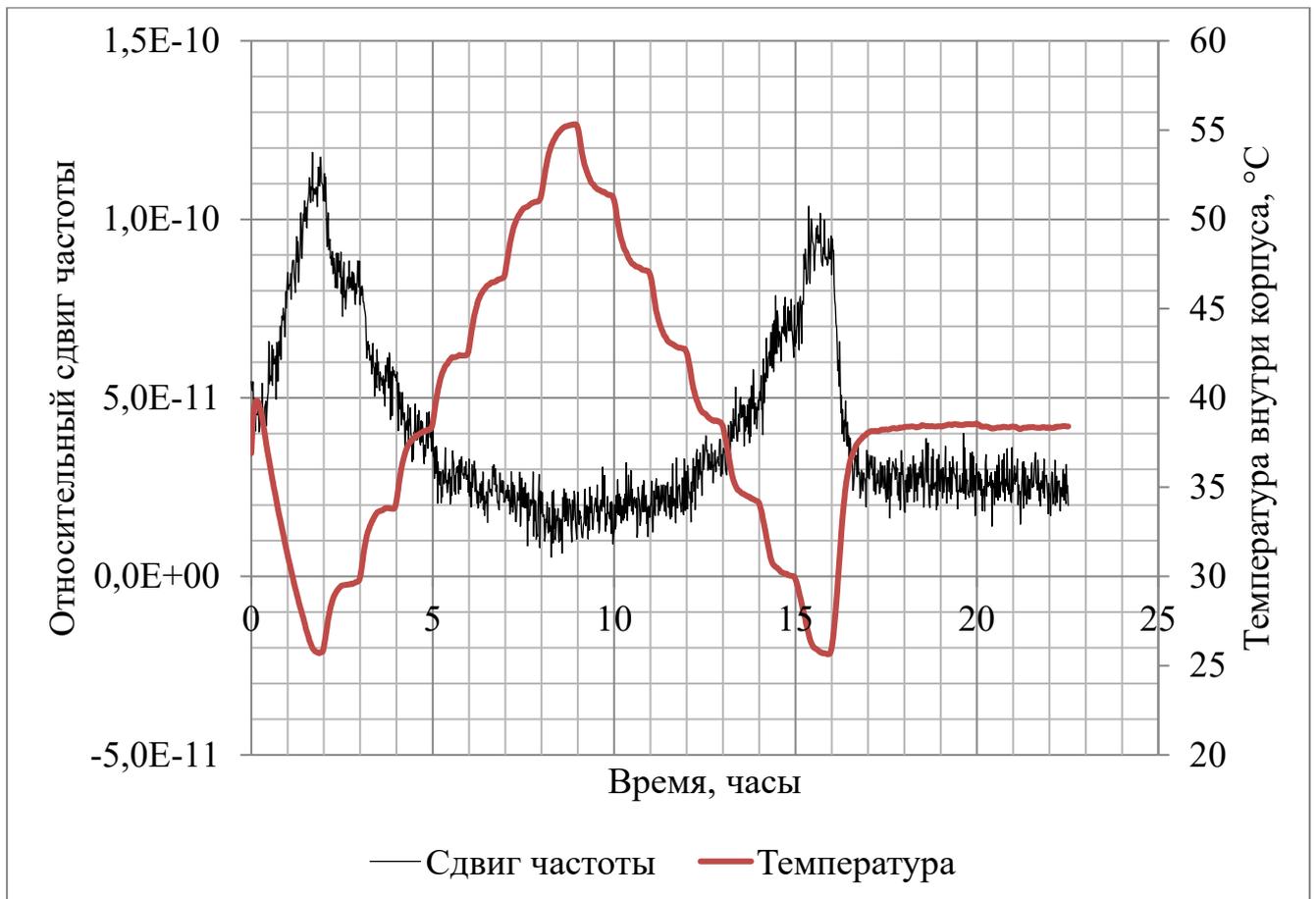


Рисунок 37 - Зависимость относительного сдвига действительного значения частоты и температуры внутри корпуса от времени хода эксперимента

Добавление в КСЧ КПН системы термокомпенсации позволило уменьшить влияние температуры на сдвиг частоты в пять раз. Результаты измерения среднего квадратического относительного двухвыборочного отклонения частоты (СКДО) в условиях термостатированного помещения представлены на рисунке 38.

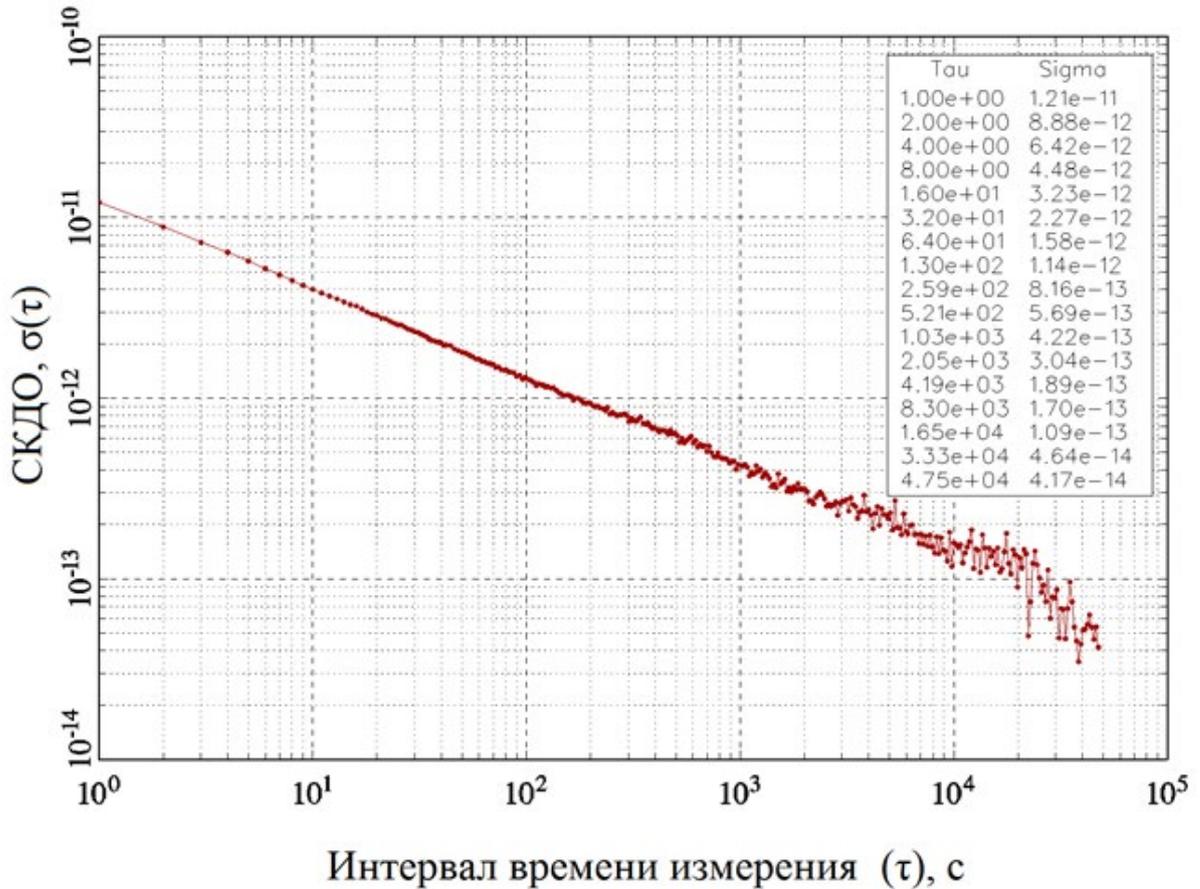


Рисунок 38 - Выборка результатов измерений нестабильности КСЧ КПН в условиях изменения температуры окружающей среды менее 0,2 °С

Предварительные испытания, проводимые в рамках ОКР «Создание сверхминиатюрного квантового стандарта частоты для прецизионной аппаратуры потребителей системы ГЛОНАСС» показали, что разработанный КСЧ КПН соответствует всем требованиям, предъявляемым к его метрологическим и эксплуатационным характеристикам.

Так же были проведены дополнительные эксперименты по исследованию метрологических характеристик разработанного КСЧ КПН в полевых условиях, были проведены исследования нестабильности частоты КСЧ КПН на борту вертолёта с помощью испытательной установки (см. Рисунок 39).



Рисунок 39 - Испытательная установка на борту вертолѐта. 1 - водородный стандарт частоты, 2 - многоканальный фазовый компаратор, 3 - ноутбук, 4 и 5 - КСЧ КПН

Эксперимент продолжался 2 часа на протяжении всего времени полѐта вертолѐта. После полевых испытаний была измерена нестабильность частоты в условиях лаборатории. На рисунке 40 представлены результаты нестабильности частоты КСЧ в лабораторных условиях и на борту вертолѐта.

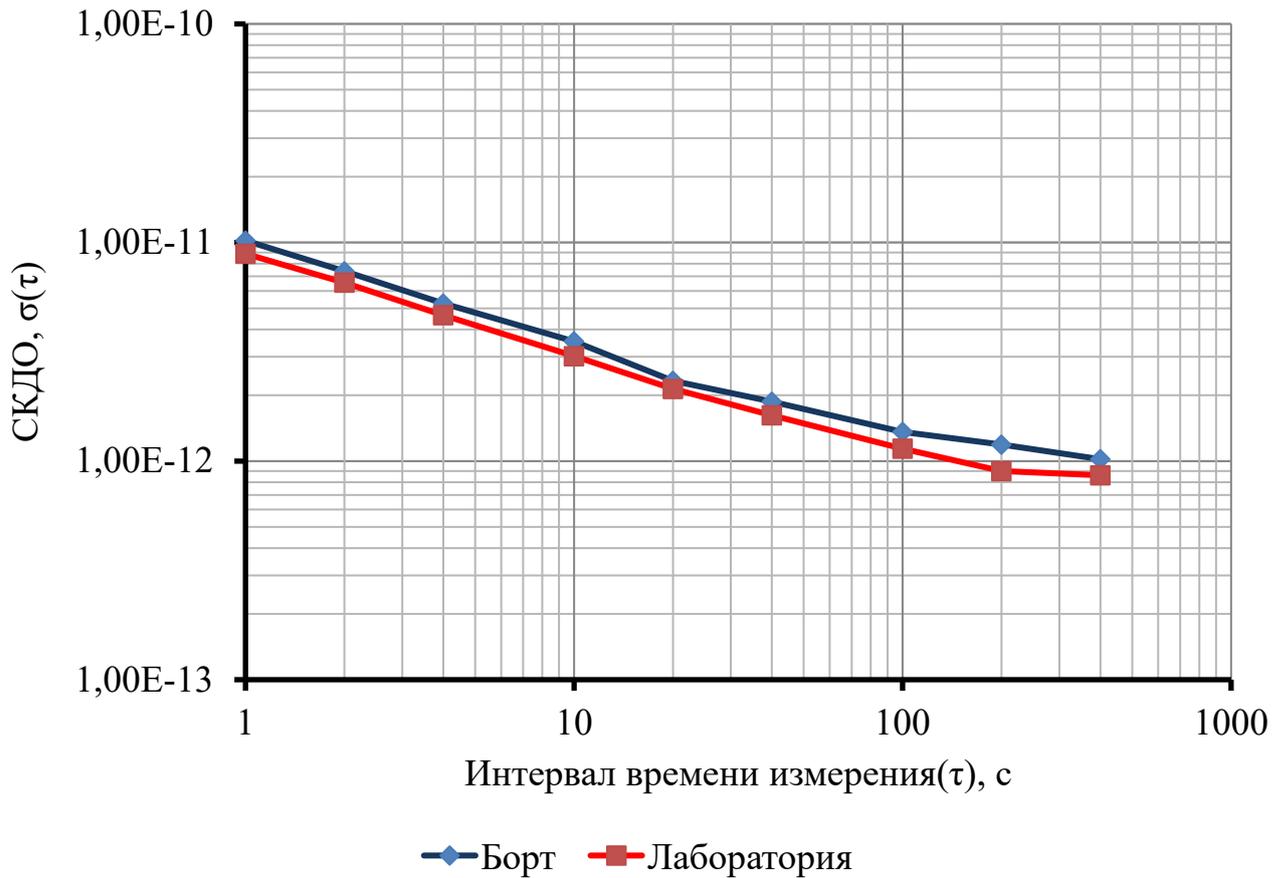


Рисунок 40 - Нестабильность частоты КСЧ КПН при лабораторных и бортовых испытаниях

По результатам эксперимента можно прийти к выводу, что разработанный КСЧ КПН под действием вибрации, звукового шума и других воздействий, возникающих в условиях полёта на вертолётe, ухудшил свои метрологические характеристики в части нестабильности частоты на 10%. Однако, даже с учётом ухудшения метрологических характеристик под действием вибрации и акустического шума, создаваемого на борту вертолётa, КСП КПН соответствует требованиям, предъявляемым к метрологическим характеристикам нового стандарта частоты.

Нестабильность частоты КСЧ КПН, рассчитанная для интервала времени наблюдения порядка месяца в условиях лаборатории, при отсутствии дополнительной термостабилизации окружающей среды (кондиционер), представлена на рисунке 41.

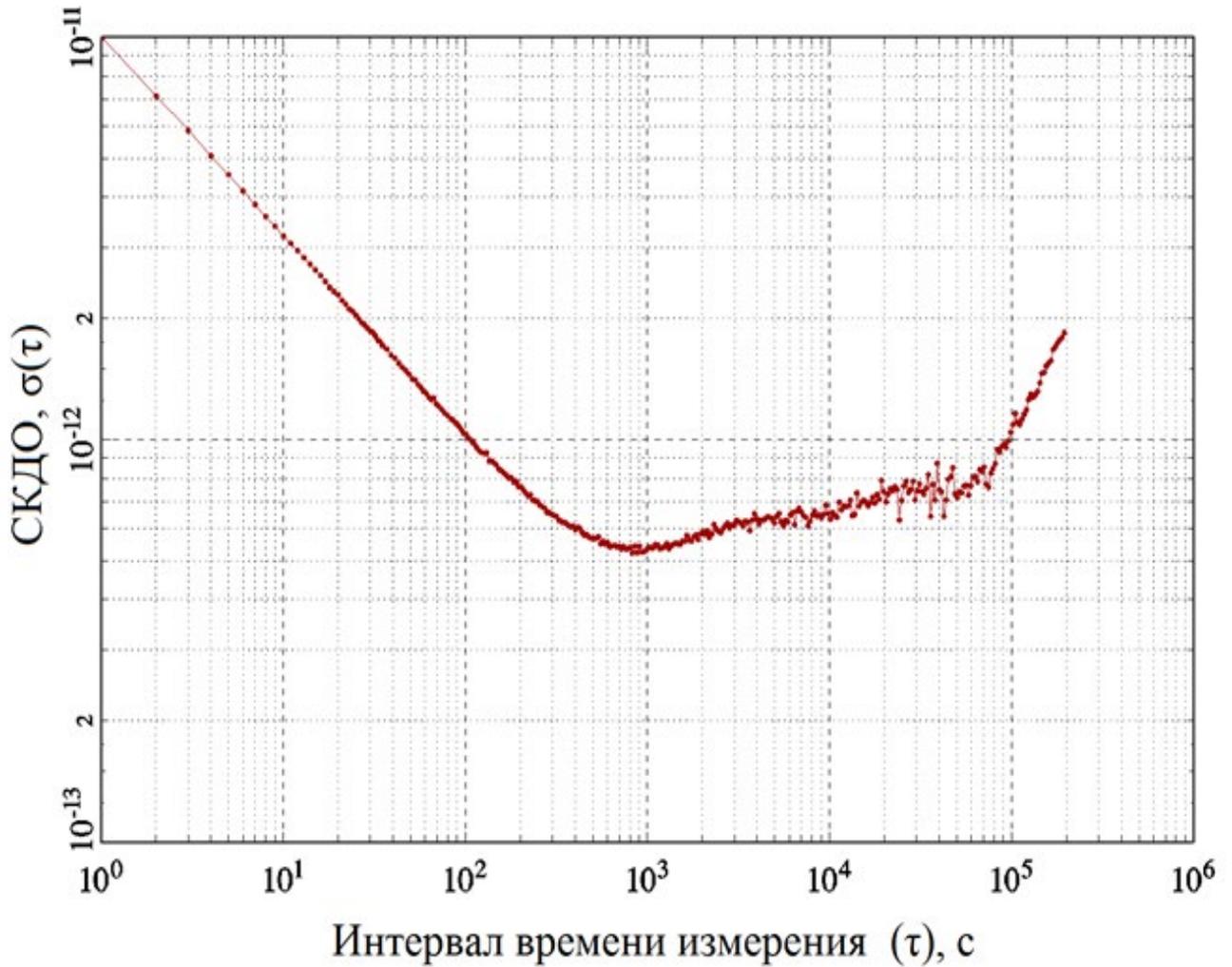


Рисунок 41 - Нестабильность частоты КСЧ КПН в нормальных условиях

Метод анализ результатов измерений погрешности частоты генераторов предложенный в работе [139] и подробно описанный в книге [140] для квантовых стандартов частоты позволяет определить физический процесс влияющий на нестабильность выходной частоты КСЧ КПН. Используя данный метод для результатов измерений погрешности частоты КСЧ КПН, был построен график зависимости нестабильности относительной частоты от интервала времени измерения при нормальных условиях (см. Рисунок 41). Анализ данного графика позволяет определить, что для интервала времени измерений (τ) от 1 до 500 с преобладает белым шум частоты. В тоже время для интервалов времени измерения от 500 с до 86400 с (1 день) конкурирует фликкер-шум и случайные уходы частоты и наконец, для интервала времени измерения более 1 дня

преобладает дрейф частоты, анализ которого удобнее проводить по графику зависимости относительного сдвига частоты от времени измерений (см. Рисунок 42).

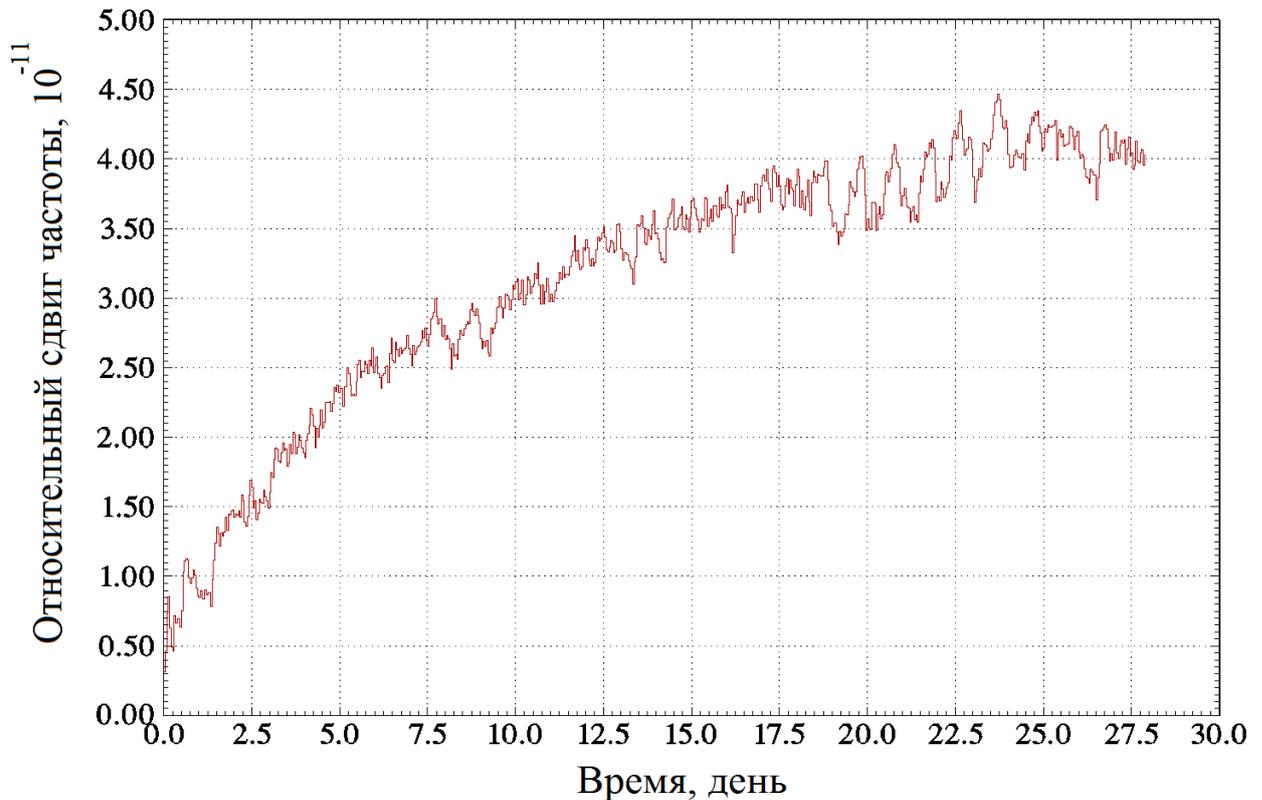


Рисунок 42 - Зависимость относительного сдвига частоты от времени

Анализ графика показывает, что дрейф частоты от времени работы КСЧ КПН снижается. Данный факт говорит о возможных не законченных динамических процессах в физическом блоке дискриминатора, связанных, как с изменением характеристик лазерного диода, так и с процессами, происходящими в ячейки с буферными газами и щелочным металлом. Для дополнительного изучения дрейфа частоты были проведены эксперименты по измерению относительного сдвига частоты при длительной работе КСЧ КПН при комнатных условиях результаты измерений представлены на графике (см. Рисунок 43).

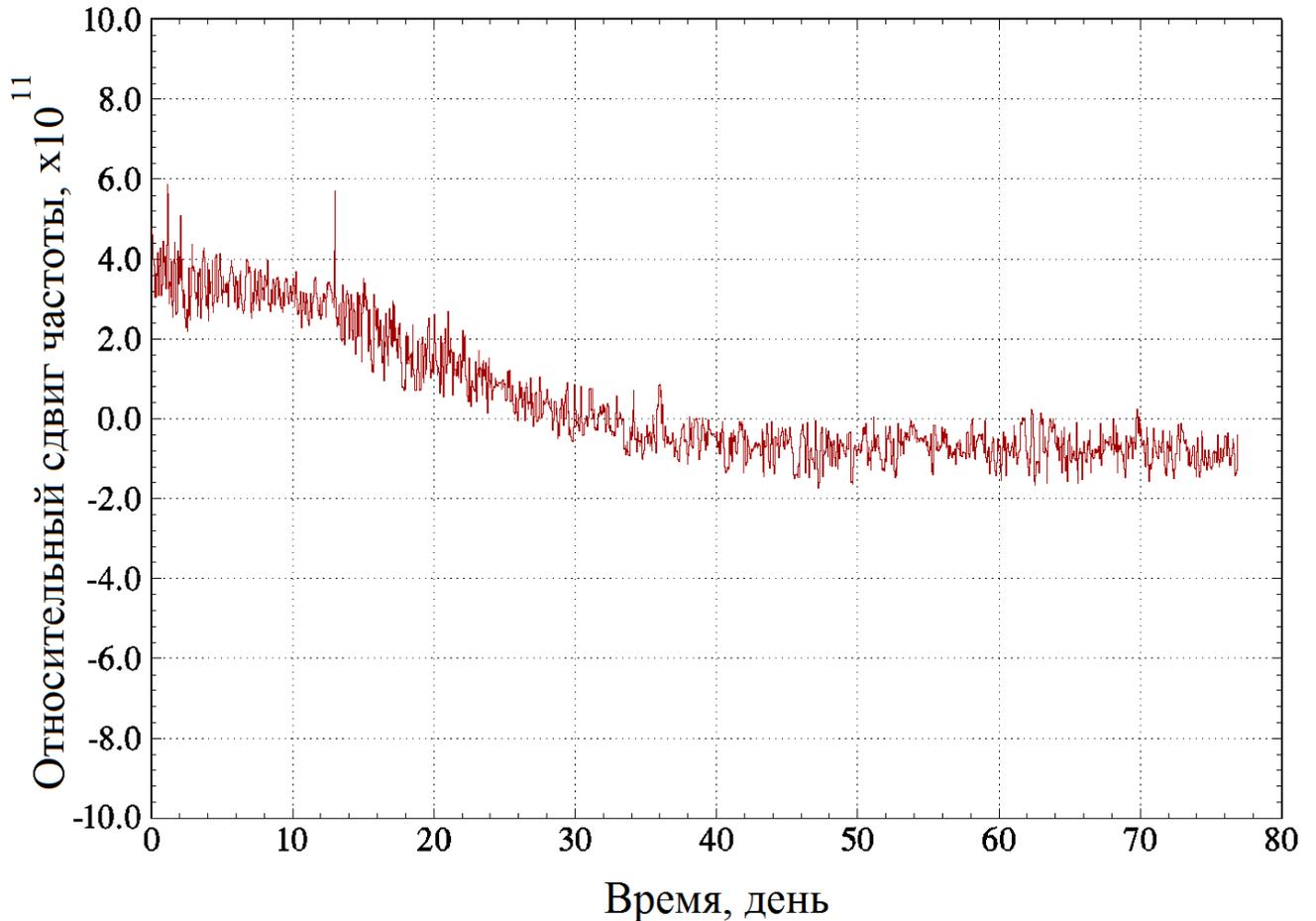


Рисунок 43 - Зависимость относительного сдвига частоты от времени

Анализируя рисунок 43 можно отметить, что после 40 дней работы дрейф относительной частоты КСЧ КПН существенно уменьшился и составил менее 1×10^{-12} . Установления более точного значения дрейфа частоты для нового типа КСЧ требует проведение дополнительных экспериментов с увеличенным интервалом времени наблюдения и в термостатированных условиях.

Для улучшения метрологических характеристик КСЧ КПН в части нестабильности частоты на длительных интервалах измерения, а также для уменьшения погрешности установки действительного значения частоты, был разработан модернизированный КСЧ КПН, в котором была добавлена система стабилизации по внешнему опорному сигналу 1 Гц. В качестве опорного источника может служить выход 1 Гц приёмной аппаратуры ГНСС (ГЛОНАСС, GPS др.) или выход 1 Гц высокоточного стандарта времени и частоты.

Используемая в составе КСЧ КПН схема измерений содержит измеритель интервалов времени между фронтами входного сигнала 1 Гц опорного источника и фронтом сигнала 1 Гц, формируемого КСЧ КПН. Для проверки эффективности разработанной системы были проведены исследования по измерению нестабильности частоты КСЧ КПН в случае отсутствия сигнала 1 Гц и с присутствием сигнала 1 Гц от высокоточного стандарта времени и частоты (см. Рисунок 44).

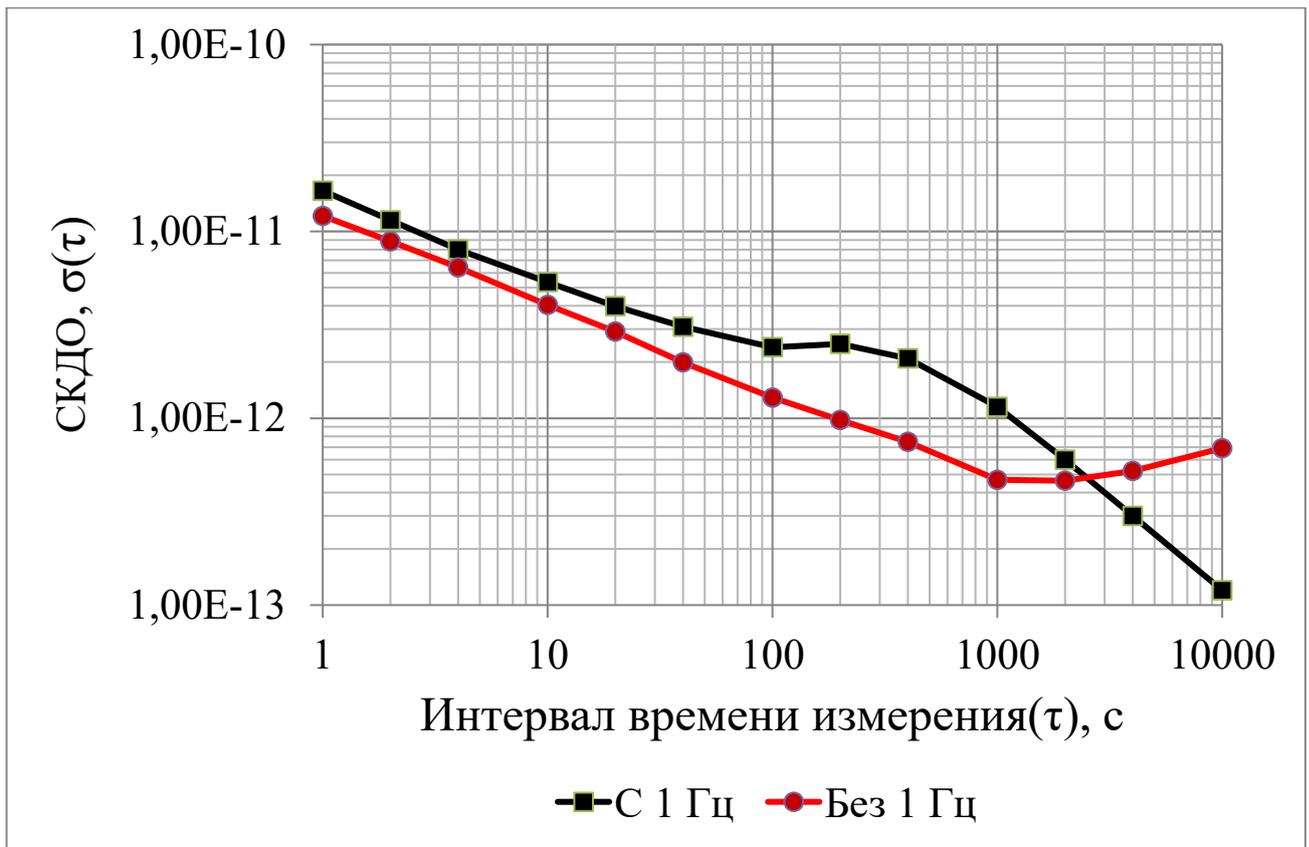


Рисунок 44 - Нестабильности частоты экземпляра КСЧ КПН с модификаций позволяющей стабилизироваться по внешнему сигналу 1 Гц

Анализ полученных результатов показывает, что применение «дисциплинирования» КСЧ КПН с разработанной системой измерения внешнего сигнала 1 Гц и последующей стабилизацией КСЧ по данному сигналу приводит к существенному уменьшению нестабильности для интервалов времени измерения более 2000 с.

На рисунке 45 представлен внешний вид разработанного прибора, и его основные характеристики отображены в таблице 6.



Рисунок 45 - Внешний вид КСЧ КПН

Таблица 5 - Основные характеристики КСЧ КПН

Размеры, см	5,00×5,00×2,40
Номинальное значение выходной частоты, МГц	5 и 10
СКДО на интервале измерения 1 с, отн. ед.	$1,2 \times 10^{-11}$
СКДО на интервале измерения 10 с, отн. ед.	$3,8 \times 10^{-12}$
СКДО на интервале измерения 100 с, отн. ед.	$1,2 \times 10^{-12}$
СКДО на интервале измерения 3600 с, отн. ед.	$7,0 \times 10^{-13}$
Энергопотребление, мВт	300
Время выхода на рабочий режим ($\pm 1 \times 10^{-10}$) не более, с	180
Относительная погрешность частоты от включения к включению, отн. ед.	$\pm 4 \times 10^{-11}$
Относительный температурный коэффициент частоты, $1/^\circ\text{C}$	$3,2 \times 10^{-12}$

Заключение

В диссертационной работе поставлена и решена актуальная научно-техническая задача - разработка методов управления составными частями квантового стандарта частоты, обеспечивающих требуемые метрологические и эксплуатационные характеристики квантового стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей в парах рубидия.

В диссертационной работе представлены доказательства следующих положений, выносимых на защиту:

- Разработанный метод стабилизации КПН - резонанса, основанный на изменении выходной мощности СВЧ - генератора и тока лазера, обеспечивает воспроизводимость частоты выходного сигнала от включения к включению в пределах $\pm 4,0 \times 10^{-11}$ при времени выхода на рабочий режим менее 180 с.

- Предложенный и реализованный метод настройки КСЧ КПН, основанный на определении экстремумов зависимостей частоты от интенсивности лазера, выходной мощности СВЧ - генератора и температуры ячейки, обеспечивает нестабильность частоты КСЧ КПН меньше $3,0 \times 10^{-11}$ на интервале времени измерения 1 с.

- Разработанный метод стабилизации длины волны лазера по линии поглощения рубидия, основанный на регулировании мощности нагрева лазера, обеспечивает нестабильность частоты меньше $3,0 \times 10^{-12}$ на интервале времени измерения 100 с.

- Разработанный метод калибровки системы стабилизации длины волны лазера, основанный на измерении асимметрии пика поглощения в ячейке, обеспечивает нестабильность частоты меньше $1,0 \times 10^{-12}$ на интервале времени измерения 1000 с.

Для доказательства этих положений, в ходе диссертационного исследования, были решены следующие частные научные задачи:

- Исследовано влияние интенсивности излучения лазера, температуры ячейки с парами щелочного металла, мощности СВЧ - генератора, на сдвиг частоты

регистрируемого сверхтонкого перехода атома рубидия, наблюдаемого посредством эффекта КПН.

- Исследована зависимость контраста КПН - резонанса от выходной мощности и девиации частоты СВЧ - генератора, а также от интенсивности излучения лазера.

- Исследовано влияние эффекта Зеемана на сдвиг частоты КПН - резонанса, обусловленное взаимодействием атомов ^{87}Rb с магнитными полями создаваемыми катушками подмагничивания. Определено минимальное магнитное поле, для которого отсутствует влияние магниточувствительных резонансов при опросе КПН резонанса методом Паунда-Древера-Холла.

- Проведён анализ зависимости нестабильности КСЧ КПН от выходной мощности и девиации частоты СВЧ - генератора, а также от интенсивности излучения лазера.

Список сокращений

ДЗЧ	Действительное значение частоты
СКДО	Среднее квадратическое двухвыборочное отклонение результата измерений частоты
КСЧ	Квантовый стандарт частоты
ГЛОНАСС	Глобальная навигационная спутниковая система
КПН	Когерентное пленение населённостей
СВЧ	Сверхвысокие частоты
КСЧ КПН	Квантовый стандарт частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей
РСЧ	Рубидиевый стандарт частоты
ТКЧ	Температурный коэффициент частоты
ЛВР	Поверхностно-излучающий лазер с вертикальным резонатором
ЦАП	Цифро-аналоговый преобразователь
АЦП	Аналого-цифровой преобразователь
ПК	Персональный компьютер

Список публикаций по теме диссертации

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК

1. Блинов И.Ю., Пальчиков В.Г., Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А., Скворцов М.Н., Игнатович С.М., Вишняков В.И., Квашнин Н.Л., Месенцова И.С., Бражников Д.В., Васильев В.А., Тайченачев А.В., Юдин В.И., Багаев С.Н., Миниатюрный квантовый стандарт частоты на основе явления когерентного пленения населённости в парах атомов ^{87}Rb // Квант. Электроника, 2020, 50 (6), 576–580.
2. Пальчиков В.Г., Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А., Сверхминиатюрный атомный стандарт частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости. // Радиотехника, 2022, 86 (12), 152-154.
3. Гайслер В.А., Дербезов И.А., Гайслер А.В., Дмитриев Д.В., Бакаров А.К., Торопов А.И., Качанова М.М., Живодков Ю.А., Латышев А.В., Скворцов М.Н., Игнатович С.М., Вишняков В.И., Квашнин Н.Л., Месенцова И.С., Тайченачев А.В., Багаев С.Н., Блинов И.Ю., Пальчиков В.Г., Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А., Лазеры с вертикальным резонатором для миниатюрных квантовых стандартов частоты. // Автометрия, 2021. 57 (5), 4-10.
4. Парёхин Д.А., Алгоритмы управления в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости. // Измерительная техника, 2021. 64 (1), 28-33.
5. Парёхин Д.А., Термокомпенсация в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости. // Измерительная техника, 2021. 64 (6), 440-444.
6. Парёхин Д.А., Особенности сдвига частоты от эффекта Зеемана в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости. // Вестник метролога, 2021. № 2, 15-19.
7. Зотов Е.А., Парёхин Д.А., Исследование метрологических характеристик сверхминиатюрного квантового стандарта частоты. // Альманах современной метрологии, 2020, 3 (23), 128-136.

Публикации в других изданиях

8. Парёхин Д.А., Разработка метрологически значимого программного обеспечения для сверхминиатюрного квантового стандарта частоты. // В книге: Метрология в XXI веке. Материалы VIII научно-практической конференции молодых учёных, аспирантов и специалистов. Менделеево, 2021, 103-105.

9. Пьявкина В.В., Парёхин Д.А., Термокомпенсация в квантовом стандарте частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей. // В книге: Метрология в XXI веке. Материалы VIII научно-практической конференции молодых учёных, аспирантов и специалистов. Менделеево, 2021, 106-108.

10. Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А., «Дисциплинирование» стандарта частоты на КПП-эффекте с использованием внешнего опорного сигнала 1 Гц // В книге: Метрология времени и пространства. Материалы X Международного симпозиума. Менделеево, 2021, 210-211.

11. Игнатович С.М., Скворцов М.Н., Вишняков В.И., Квашнин Н.Л., Васильев В.А., Бражников Д.В., Юдин В.И., Тайченачев А.В., Багаев С.Н., Блинов И.Ю., Пальчиков В.Г., Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А., Зотов Е.А., Малах М.П., Смирнов Ф.Р., Результаты наземных и бортовых метрологических испытаний сверхминиатюрного квантового стандарта частоты. // Сборник научных трудов VII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛАПЛАЗ-2021» 2021, 48-49.

12. Игнатович С.М., Скворцов М.Н., Вишняков В.И., Квашнин Н.Л., Васильев В.А., Бражников Д.В., Юдин В.И., Тайченачев А.В., Багаев С.Н., Блинов И.Ю., Пальчиков В.Г., Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А., Зотов Е.А., Малах М.П., Кобцев С.М., Гайслер В.А., Метрологические характеристики сверхминиатюрного квантового стандарта частоты. // Сборник научных трудов VI Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛАПЛАЗ-2020». 2020, 64-65.

13. Блинов И.Ю., Пальчиков В.Г., Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А., Зотов Е.А., Малах М.П., Игнатович С.М., Скворцов М.Н., Вишняков В.И., Квашнин Н.Л., Васильев В.А., Бражников Д.В., Юдин В.И., Тайченачев А.В., Багаев С.Н., Сверхминиатюрный рубидиевый атомный стандарт частоты, основанный на использовании эффекта когерентного пленения населённостей. // Сборник научных трудов V Международная конференция «Лазерные плазменные исследования и технологии- ЛАПЛАЗ-2019», Москва, 2019, 25-27.

14. Зотов Е.А., Малах М.П., Парёхин Д.А., Пьявкина В.В., Миниатюрные часы на эффекте когерентного пленения населённостей. // В книге: Метрология в XXI веке Материалы VII научно-практической конференции молодых учёных, аспирантов и специалистов. Менделеево, 2019, 21-23.

Изобретения

15. Патент на полезную модель RU 197054 U1, 26.03.2020. Заявка №2019141134 от 12.12.2019., Сверхминиатюрный квантовый стандарт частоты, Атутов С.Н., Багаев С.Н., Басалаев М.Ю., Блинов И.Ю., Бражников Д.В., Васильев В.А., Вишняков В.И., Гайслер В.А., Денисов В.И., Донченко С.И., Игнатович С.М., Квашнин Н.Л., Месенцова И.С., Пальчиков В.Г., Парёхин Д.А., Самохвалов Ю.С., Скворцов М.Н., Тайченачев А.В., Юдин В.И.,

16. Патент на полезную модель RU 195880 U1, 07.02.2020. Заявка №2019141136 от 12.12.2019., Испытательный стенд для компонентов дискриминатора стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей, Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А., Блинов И.Ю., Зотов Е.А., Месенцова И.С., Васильев В.А., Квашнин Н.Л.

Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ

17. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2019667330, 23.12.2019. Заявка №2019666085 от 09.12.2019., Программное обеспечение встраиваемого микроконтроллера системы управления малогабаритным квантовым стандартом частоты, Васильев В.А., Парёхин Д.А., Абрамов М.А.

18. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2019667332, 23.12.2019. Заявка №2019666068 от 09.12.2019., Прикладное программное обеспечение испытательного стенда для компонентов дискриминатора стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости, Самохвалов Ю.С., Парёхин Д.А.

Выражаю глубокую признательность и благодарность своей семье и родителям за оказанную поддержку в процессе написания диссертации, благодарю своего научного руководителя д.ф.-м.н. Пальчикова В.Г. за конструктивные замечания и помощь в подготовке к защите. Выражаю признательность д.т.н. Блинову И.Ю. за мотивацию и продуктивное обсуждение в процессе написания диссертации.

Также выражаю благодарность руководству предприятия ФГУП «ВНИИФТРИ» в лице д.т.н. Донченко С.И. за предоставленный доступ к современной и поверенной аппаратуре научно-технической базы ФГУП «ВНИИФТРИ».

Библиография

1. В.Б. Пудловский, Использование сверхминиатюрного рубидиевого стандарта частоты для навигации по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем //Успехи Современной Радиоэлектроники, номер 12, страницы 134-141, 2019
2. В.Б. Пудловский, Навигация по сигналам ГЛОНАСС с использованием сверхминиатюрного рубидиевого стандарта частоты // Альманах современной метрологии, номер 4, страницы 161-172, 2020
3. Arimondo E. V Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy // Progress in Optics. 1996. Vol. 35. P. 257–354.
4. Alzetta G, Gozzini A, Moi L, Orriols G, Experimental method for observation of Rf transitions and laser beat resonances in oriented Na vapor. // Nuovo Cim. 1976, 36, 5–20
5. Whitley R M, Stroud C R, Double optical resonance. // Phys. Rev. A, 1976 14, 1498–513
6. Arimondo E, Orriols G, Non-absorbing atomic coherences by coherent 2-photon transitions in a 3-level optical pumping. // Lett. Nuovo Cim., 1976, 17, 333–8
7. Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P, Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. // Rev. Mod. Phys. 2005, 77, 633–73
8. Harris S E 1997 Electromagnetically induced transparency. // Phys. Today 50, 36–42
9. Kasapi A, Jain M, Yin G Y, Harris S E Electromagnetically induced transparency: Propagation dynamics. // 1995 Phys. Rev. Lett. 74, 2447–50
10. Marangos J P 1998 Topical review electromagnetically induced transparency. // J. Mod. Opt. 45, 471–503
11. Walls D.F., Zoller P. A coherent nonlinear mechanism for optical bistability from three level atoms. // Opt. Commun. 1980, 34, 260

12. Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, Vansteenkiste N, Cohentannoudji C Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping. // 1988 Phys. Rev. Lett. 61, 826–9

13. Schmidt-Kaler F, Eschner J, Morigi G, Roos C F, Leibfried D, Mundt A, Blatt R Laser cooling with electromagnetically induced transparency: Application to trapped samples of ions or neutral atoms. // 2001 Appl. Phys. B 73, 807–14

14. Bentley C L Jr., Liu J LWI in a driven lambda three-level atom and effects of the probe laser on EIT. // 1999 Opt. Commun. 169, 289–99

15. Kocharovskaya O Amplification and lasing without inversion. // 1992 Phys. Rep. 219, 175–90

16. Tench R E, Peuse B W, Hemmer P R, Thomas J E, Ezekiel S, Leiby C C, Picard R H, Willis C R Laser raman difference technique applied to high-precision spectroscopy. // 1981 J. de Phys. 42, 45–51

17. Thomas J E, Hemmer P R, Ezekiel S, Leiby C C, Picard R H, Willis C R Observation of Ramsey fringes using a stimulated, resonance raman transition in a sodium atomic beam. // 1982 Phys. Rev. Lett. 48, 867–70

18. Hemmer P R, Ezekiel S, Leiby C C Stabilization of a microwave-oscillator using a resonance Raman transition in a sodium beam. // 1983 Opt. Lett. 8, 440–2

19. Bloom A L Principles of operation of the rubidium vapormagnetometer. // 1962 Appl. Opt. 1, 61–8

20. Scully M O, Fleischhauer M High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media. // 1992 Phys. Rev. Lett. 69, 1360–3

21. Arimondo E Coherent population trapping in laser spectroscopy. // 1996a In: Wolf E (ed.) p. Progress in Optics. Elsevier Science Publication B V, Amsterdam, The Netherlands, Vol. 35

22. Смирнов В.С., Тумайкин А.М., Юдин В.И. Стационарные когерентные состояния атомов при резонансном взаимодействии с эллиптически поляризованным светом. Когерентное пленение населённости (общая теория), // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1989. Т. 96. № 5. С. 1613

23. Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Ol'shanyĭ M.A., Yudin V.I., Localization of atoms in a nonuniformly polarized resonant field as the result of a coherent trapping of population // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters). 1991. T. 53. № 7. C. 351-352.
24. Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I., Invariant treatment of coherent population trapping in an elliptically polarized field // Europhysics Letters. 1999. T. 45. № 3. C. 301-306.
25. Stähler M., Wynands R., Knappe S., Kitching J., Hollberg L., Taichenachev A.V., Yudin V.I., Coherent population trapping resonances in thermal 85 Rb vapor: D1 versus D2 line excitation, // Optics Letters. 2002. T. 27. № 16. C. 1472-1474
26. Taichenachev A.V., Yudin V.I., Kitching J., Hollberg L., Wynands R., Stähler M., Theory of dark resonances for alkali-metal vapors in a buffer-gas cell, // Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics. 2003. T. 67. № 3. C. 11.
27. Zibrov S.A., Zibrov A.S., Velichansky V.L., Novikova I., Phillips D.F., Walsworth R.L., Taichenachev A.V., Yudin V.I., Coherent Population trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks. // Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics. 2010. T. 81. № 1. C. 013833.
28. Baklanov E.V., Bagayev S.N., Dmitriev A.K., Taichenachev A.V., Yudin V.I., Optical, Frequency standard based on the coherent population trapping resonance. // Laser Physics. 2014. T. 24. № 7. C. 074007.
29. Brazhnikov D.V., Novokreshchenov A.S., Taichenachev A.V., Yudin V.I., Andreeva Ch., Entin V.M., Ryabtsev I.I., Ignatovich S.M., Kvashnin N.L., Vishniakov V.I., Skvortsov M.N., Ultrahigh-Quality enhanced absorption resonance based on the coherent population trapping in a vapour cell with antirelaxation coating of walls. // В книге: MODERN PROBLEMS OF LASER PHYSICS MPLP-2016. The VII International Symposium and Young Scientists School. 2016. C. 129-130.

30. Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I., Coherent population trapping in quantized light field. // *Europhysics Letters*. 2005. Т. 72. № 4. С. 562-568.16.

31. Зибров С.А., Величанский В.Л., Зибров А.С., Тайченачев А.В., Юдин В.И. Экспериментальное исследование тёмного псевдорезонанса. // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2005. Т. 82. № 7-8. С. 534-538.

32. Zibrov S.A., Velichansky V.L., Zibrov A.S., Taichenachev A.V., Yudin V.I., Experimental investigation of the dark pseudoresonance on the D1 line of the 87Rb atom excited by a linearly polarized field. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)*. 2005. Т. 82. № 8. С. 477-481.

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

34. Taichenachev A.V., Yudin V.I., Velichansky V.L., Zibrov A.S., and Zibrov S.A., Pure superposition states of atoms generated by a bichromatic elliptically polarized field // *Physical Review A*, 73, 013812, 2006.

35. Brazhnikov D.V., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. Electromagnetically induced absorption and transparency in magneto-optical resonances in an elliptically polarized field // *Journal of the Optical Society of America B*, 22/1, p. 57-64, 2005.

36. Zibrov S.A., Velichansky V.L., Zibrov A.S., Taichenachev A.V., and Yudin V.I., Experimental preparation of pure superposition states of atoms via elliptically polarized bichromatic radiation // *Optics Letters*, 31 /13, pp. 2060-2069.

37. Хрипунов С.А., Раднатаров Д.А., Кобцев С.М., Юдин В.И., Тайченачев А.В., Басалаев М.Ю., Балабас М.В., Андрюшков В.А., Попков И.Д., Переходные процессы при динамическом возбуждении резонанса когерентного пленения населённостей // *Квантовая электроника*. 2016. Т. 46. № 7. С. 668-671

38. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaev M.Yu., Kovalenko D.V. Dynamic regime of coherent population trapping and optimization of frequency modulation parameters in atomic clocks. // *Optics Express*. 2017. Т. 25. № 3. С. 2742-2751.

39. Basalaev M.Yu., Yudin V.I., Taichenachev A.V., Vaskovskaya M.I., Chuchelov D.S., Zibrov S.A., Vasilev V.V., Velichansky V.L., Dynamic continuous-wave spectroscopy of coherent population trapping at phase-jump modulation. // *Physical Review Applied*. 2020. Т. 13. № 3. С. 034060.

40. Чучелов Д.С., Юдин В.И., Тайченачев А.В., Зибров С.А., Васильев В.В., Величанский В.Л., Рамси резонансы когерентного пленения населённостей в O^+ - O^- конфигурации встречных полей. // В сборнике: Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛаПлаз-2018. Сборник научных трудов IV Международной конференции. 2018. С. 453-454.

41. Basalaev M.Y., Yudin V.I., Kovalenko D.V., Taichenachev A.V., Zanon-Willette T., Generalized Ramsey methods in the spectroscopy of coherent population trapping resonances // *Physical Review A*. 2020. Т. 102. № 1. С. 013511.

42. Юдин В.И., Тайченачев А.В., Зибров С.А., Величанский В.Л., Способ формирования опорного резонанса на сверхтонких переходах основного состояния атома щелочного металла // Патент на изобретение RU 2312457 C1, 10.12.2007. Заявка № 2006110578/09 от 03.04.2006.

43. Akulshin A.M., Celikov A.A., Velichansky V.L., Sub-natural absorption resonances on the D1 line of rubidium induced by coherent population trapping. // *Optics Communications*. 1991. Т. 84. № 3-4. С. 139-143.

44. Тайченачев А.В., Юдин В.И., Величанский В.Л., Каргапольцев С.В., Винандс Р., Китчинг Д., Холлберг Л., Высококонтрастные тёмные резонансы на D1 линии щелочных металлов в поле встречных волн. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2004. Т. 80. № 4. С. 265-270.

45. Зибров С.А., Величанский В.Л., Зибров А.С., Тайченачев А.В., Юдин В.И., Экспериментальное исследование тёмного псевдорезонанса. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2005. Т. 82. № 7-8. С. 534-538.

46. Юдин В.И., Тайченачев А.В., Зибров С.А., Величанский В.Л., Способ формирования опорного резонанса на сверхтонких переходах основного состояния атома щелочного металла. // Патент на изобретение RU 2312457 С1, 10.12.2007. Заявка № 2006110578/09 от 03.04.2006.

47. Величанский В.Л., Губин М.А., Лазерные стандарты частоты в ФИАН. //Успехи физических наук. 2009. Т. 179. № 11. С. 1219.

48. Knappe S., Velichansky V., Robinson H.G., Kitching J., Hollberg L., Compact atomic vapor cells fabricated by laser-induced heating of hollow-core glass fibers //Review of Scientific Instruments. 2003. Т. 74. № 6. С. 3142-3145.

49. Knappe S., Robinson H.G., Liew L., Moreland J., Kitching J., Hollberg L., Velichansky V.B, Atomic vapor cells for miniature frequency references. //сборнике: Proceedings of the Annual IEEE International Frequency Control Symposium. Proceedings of the 2003 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum. sponsors: IEEE Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control Society, Piezoelectric Devices Association. 2003. С. 31-32.

50. Севостьянов Д.И., Яковлев В.П., Козлов А.Н., Васильев В.В., Зибров С.А., Величанский В.Л., Роль переходных процессов в спектроскопии резонансных линий атомов цезия в ячейках с антирелаксационным покрытием. // Квантовая электроника. 2013. Т. 43. № 7. С. 638-645

51. Севостьянов Д.И., Яковлев В.П., Козлов А.Н., Васильев В.В., Зибров С.А., Величанский В.Л., Модуляционные характеристики резонансной линии атомов Cs в ячейках с антирелаксационным покрытием, // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2014. Т. 41. № 4. С. 3-12

52. Севостьянов Д.И., Сивак А.В., Лосев С.С., Масьян Ю.В., Фишман Р.И., Васильев В.В., Зибров С.А., Величанский В.Л., Метод изготовления малогабаритных атомных ячеек и их метрологические характеристики. //Электромагнитные волны и электронные системы. 2015. Т. 20. № 8. С. 73-81.

53. Зибров С.А., Цыганков Е.А., Чучелов Д.С., Севостьянов Д.И., Васильев В.В., Величанский В.Л., Яковлев В.П., Влияние антирелаксационного

покрытия на поглощения в D2 линиях щелочных металлов. //Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 124. № 2. С. 147-154

54. Егоров А.Б., Чучелов Д.С., Фишман Р.И., Величанский В.Л., Способ изготовления малогабаритных атомных ячеек с парами атомов щелочных металлов. // Патент на изобретение RU 2676296 C1, 27.12.2018. Заявка № 2018115562 от 25.04.2018.

55. Каргапольцев С.В., Величанский В.Л., Васильев В.В., Кобякова М.Ш., Морозюк А.В., Ширяева Н.В., Коняев В.П., Низкопороговый диодный лазер с коротким резонатором для миниатюрных атомных часов. // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 6. С. 487-493.

56. Васьковская М.И., Васильев В.В., Зибров С.А., Величанский В.Л., Акимова И.В., Богатов А.П., Дракин А.Е., Амплитудно-Фазовая модуляция и спектр излучения диодного лазера с вертикальным резонатором. // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 9. С. 835-841.

57. 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.

58. Cyr N., Tetu M., Breton M., All-optical microwave frequency standard - A proposal. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 42, 640-9 (1993).

59. Levi F., Godone A., Novero C., Vanier J., On the use of a modulated laser for hyperfine frequency excitation in passive frequency standards. // 11th Annual European Frequency and Time Forum, Neuchatel, Switzerland, 1997

60. King R., Wiedenmann D., Schnitzer P., Jaeger R., Michalzik R., Ebeling K.J., Single-mode and multimode 2D VCSEL arrays for parallel optical interconnects. // Conference Digest - IEEE International Semiconductor Laser Conference, Nara, Japan, 1998, pp, 103-4

61. Affolderbach C., Nagel A., Knappe S., Jung C., Wiedenmann D., Wynands R., Nonlinear spectroscopy with a vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL). // Appl. Phys. B Lasers Opt. 70, 407-13 (2000).

62. Kitching J., Hollberg L., Knappe S., Wynands R., Compact atomic clock based on coherent population trapping. // *Electron. Lett.* 37, 1449-51 (2001).
63. Vanier J., Levine M., Kendig S., Janssen D., Everson C., Delany M., Practical realization of a passive coherent population trapping frequency standard. // *IEEE International Frequency Control Symposium, Montreal, Canada, 2004*, pp. 92-9.
64. King R, Wiedenmann D, Schnitzer P, Jaeger R, Michalzik R, Ebeling K J, Single-mode and multimode 2D VCSEL arrays for parallel optical interconnects. // *1998 Conference Digest – IEEE International Semiconductor Laser Conference, Nara, Japan*, pp, 103–4
65. Affolderbach C, Nagel A, Knappe S, Jung C, Wiedenmann D, Wynands R, Nonlinear spectroscopy with a vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL). // *2000 Appl. Phys. B Lasers Opt.* 70, 407–13
66. Kitching J, Robinson H G, Hollberg L, Knappe S, Wynands R, Optical-pumping noise in laser-pumped, all-optical microwave frequency references. // *2001 J. Opt. Soc. Am. B* 18, 1676–83
67. Kitching J, Knappe S, Hollberg L, Miniature vapor-cell atomic-frequency references. // *2002 Appl. Phys. Lett.* 81, 553-5
68. Post A.B. et al., Amplitude-versus frequency-modulated pumping light for coherent population trapping resonances at high buffer-gas pressure // *Phys. Rev. A.* 2005.Vol. 72, № 3. P. 033417.
69. Vladimirova Y. V. et al., Frequency-modulation spectroscopy of coherent dark resonances in 87Rb atoms // *Appl. Phys. B.* 2009. Vol. 97, № 1. P. 35–46.
70. Yun P. et al., Constructive polarization modulation for coherent population trapping clock // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, № 23. P. 231106
71. Ben-Aroya I., Kahanov M., Eisenstein G., Optimization of FM spectroscopy parameters for a frequency locking loop in small scale CPT based atomic clocks // *Opt. Express.* 2007. Vol. 15, № 23. P. 15060.
72. Kahanov M., Ben-Aroya I., Eisenstein G., Dependence of small-scale atomic clock performance on frequency modulation parameters used in the frequency control loop // *Opt. Lett.* 2008. Vol. 33, № 9. P. 944.

73. Yano Y. et al., Coherent population trapping atomic clock by phase modulation for wide locking range // *Appl. Phys. Lett.* 2017. Vol. 111, № 20. P. 201107.
74. Bjorklund G.C., Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions // *Opt. Lett.* 1980. Vol. 5, № 1. P. 15.
75. Supplee J.M., Whittaker E.A., Lenth W. Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy // *Appl. Opt.* 1994. Vol. 33, № 27. P. 6294.
76. Black E.D., An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization // *Am. J. Phys.* 2001. Vol. 69, № 1. P. 79–87.
77. Akimov A. V., Kolachevsky N. N., Sokolov A. V., Matveev A. N., Kanorsky S. I., Kits R. A., etc., Spectroscopy of coherent population trapping with a light source based on a femtosecond laser // *Quantum Electronics.* 2004. Vol. 34, no. 10. pp. 983–988.
78. Akimov A. V., Matveev A. N., Sokolov A. V., Tereshenko E. O., Kondratjev D. A., Sorokin V. N., etc., Coherent bichromatic spectroscopy of Rb vapor with a femtosecond laser // *J. Raman Spectroscopy.* 2006. Vol. 37. Pp. 712–717.
79. Akimov A. V., Matveev A. N., Sokolov A. V., Sorokin V. N., Kanorsky S. I., Kolachevsky N. N., Bichromatic spectroscopy of coherent population trapping resonances with phase-locked fields // *J. Raman Spectroscopy.* 2005. Vol. 36. Pp. 123–128.
80. H. Robinson, E. Ensberg and H. Demelt, Preservation of spin state in free atoms – inert surface collisions. // *Bull. Am. Phys. Soc.* 3, 9 (1958).
81. R.H. Dicke, The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines // *Phys. Rev.* 89, 472 (1953).
82. N.F. Ramsey, A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields // *Phys. Rev.* 78, 695 (1950).
83. Н.Ф. Рэмси, Эксперименты с разнесенными осциллирующими полями и водородными мазерами // *УФН* 160 (12), 91 (1990)

84. Yudin V.I. et al., Feedback spectroscopy of atomic resonances // *Phys. Rev. A*. 2013. Vol. 87, № 6. P. 063806.
85. Wang Z., Review of chip-scale atomic clocks based on coherent population trapping // *Chinese Phys. B*. 2014. Vol. 23, № 3. P. 030601.
86. Kajita M., The fundamentals of an atomic clock // *Measuring time: frequency measurements and related developments in physics*. IOP Publishing Ltd., 2018.
87. Ben-Aroya I., Kahanov M., Eisenstein G., Optimization of FM spectroscopy parameters for a frequency locking loop in small scale CPT based atomic clocks. // *Opt. Express*. 2007. Vol. 15, № 23. P. 15060–15065
88. Zhu M., Cutler L.S., Theoretical and experimental study of light shift in a CPTbased Rb vapor cell frequency standard // 32nd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting. 2000. P. 311–323.
89. M. I. Vaskovskaya, E. A. Tsygankov, D. S. Chuchelov, S. A. Zibrov, V. V. Vassiliev, and V. L. Velichansky, Effect of the buffer gases on the light shift suppression possibility // *Opt. Express* 27, 35856-35864 (2019).
90. Lutwak R., Emmons D., Riley W., Garvey R.M., The chip-scale atomic clock - Coherent population trapping vs. conventional interrogation. // 34th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting, Reston, VA, USA, 2002, pp. 539-50
91. Vanier J., Levine M.W., Janssen D., Delaney M.J., On the use of intensity optical pumping and coherent population trapping techniques in the implementation of atomic frequency standards. // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 52, 822-31 (2003)
92. Orriols G., Non-absorption resonances by non-linear coherent effects in a 3-level system. // *Nuovo Cim.* 53, 1-24 (1979).
93. Vanier J., Godone A., Levi F., Coherent population trapping in cesium: Dark lines and coherent microwave emission. // *Phys. Rev. A* 58, 2345-58 (1998).
94. Camparo J.C., Frueholz R.P., Volk C.H., Inhomogeneous light shift in alkali-metal atoms. // *Phys. Rev. A* 27, 1914-24 (1983).
95. Mileti G., Jinquan D., Walls F.L., Jennings D.A., Drullinger R.E., Laser-pumped rubidium frequency standards: New analysis and progress. // *IEEE J. Quantum*

Electron. 34, 233-7 (1998)

96. Г.А. Казаков, А.Н. Литвинов, Б.Г. Матисов, Сужение резонанса когерентного пленения населенностей при зонной накачке в ячейках с различными характеристиками стеночного покрытия. // *Квантовая электроника* **42**, 185 (2012).

97. G. A. Kazakov, A. N. Litvinov, B. G. Matisov, V. I. Romanenko, L. P. Yatsenko and A. V. Romanenko, Influence of the atomic-wall collision elasticity on the coherent population trapping resonance shape. // *Journal of Physics B* **44**, 235401 (2011).

98. E. Breschi, G. Kazakov, C. Schori, G. Di Domenico, G. Miletì, A. Litvinov, B. Matisov, Study of light effects in the atomic-motion-induced Ramsey narrowing of dark resonances in wall coated cells. // *Physical Review A* **82**, 063810 (2010).

99. К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, Влияние формы конечной ширины спектра лазерного излучения на резонанс когерентного пленения населенностей в оптически плотной среде с буферным газом. // *ЖЭТФ* **148**, 869 (2015).

100. K. A. Barantsev and A. N. Litvinov, Control of the index of refraction in optically dense medium. // *Journal of Physics: Conference Series* **478**, 012008 (2013).

101. K. A. Barantsev, E. N. Velichko and A. N. Litvinov, Effect of temperature on quasiperiodic refractive index oscillations in optically dense medium with a closed excitation contour. // *Journal of Physics B* **47**, 245401 (2014).

102. К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, Влияние температуры на форму пространственных квазипериодических осцилляций показателя преломления щелочных атомов в оптически плотной среде с замкнутой схемой возбуждения delta-типа. // *Квантовая электроника* **44**, 944 (2014).

103. К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, Селективное детектирование поляризационных компонент сигнала когерентного пленения населенностей в горячих атомах щелочного металла. // *Квантовая электроника* **9**, 812 (2017).

104. К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, Форма линии резонанса когерентного пленения населенностей в Λ -схеме при рамсеевской схеме опроса в оптически плотной среде. // *Квантовая электроника* **7**, 615 (2018).

105. Г.В. Волошин, К.А. Баранцев, Е.Н. Попов, А.Н. Литвинов, Влияние сверхтонкой структуры возбуждённого уровня на форму резонанса когерентного пленения населенностей при Рамсеевской схеме опроса в оптически плотной среде. // ЖЭТФ 156, 5 (2019).

106. Clément Carlé, Moustafa Abdel Hafiz, Shervin Keshavarzi, Rémy Vicarini, Nicolas Passilly, and Rodolphe Boudot, "Pulsed-CPT Cs-Ne microcell atomic clock with frequency stability below 2×10^{-12} at 10^5 s," // Opt. Express 31, 8160-8169 (2023).

107. Ignatovich, Stepan & Mesenzova, Irina & Skvortsov, Mikhail & Kvashnin, Nikolai & Vishnyakov, Vladislav. Light shifts in the rubidium CPT atomic clock with laser current modulation at 3.4 and 6.8 GHz. // Journal of Physics: Conference Series. 2067. 012006.(2021).

108. M. Stähler, R. Wynands, S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, A. Taichenachev, and V. Yudin, Coherent population trapping resonances in thermal ^{85}Rb vapor: D1 versus D2 line excitation. // Opt. Lett. 27, 1472-1474 (2002)

109. Рапопорт Л.П., Зон Б.А., Манаков Н.Л., Теория многофотонных процессов в атомах. // М. Атомиздат 1978г. 182с.

110. N. L. Manakov, V.D. Ovsiannikov, and L. P. Rapoport, Atoms in a laser field // Phys. Rep. – 1986. – Vol. 141. – P. 319-433.

111. J. W. Farley and W. H. Wing., Accurate calculation of dynamic Stark shifts and depopulation rates of Rydberg energy levels induced by blackbody radiation. Hydrogen, helium, and alkali-metal atoms. // Phys Rev A, 1981, Vol. 23, P 2397-2424.

112. В. Д. Овсянников, В. Г. Пальчиков, Х. Каттори, М. Такамото, Поляризационные и дисперсионные свойства световых сдвигов в высокостабильных оптических стандартах частоты. // Квантовая электроника, 2006, том 36, номер 1, страницы 3–19

113. A Dzuba, A Derevianko, Blackbody radiation shift for the optical clock transition in zinc and cadmium atoms // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2019, 52 (21), 215005

114. B. S. Mathur, H. Tang, and W. Happer., Light shifts in the alkali atoms. // Physical Review, 171(1):11–19, 1968

115. Alan Corney, Atomic and Laser Spectroscopy. // (Oxford, 1977).
116. G. Breit and I. I. Rabi, Measurement of Nuclear Spin. // Physical Review 38, 2082 (1931).
117. Vanier J., Kunski R., Cyr N., Savard J., Tetu M., On hyperfine frequency shifts caused by buffer gases: Application to the optically pumped passive rubidium frequency standard. // Journal of Applied Physics, 1982, vol. 53, no. 8, pp. 5387–5391.
118. Vanier J., Audoin C. The quantum Physics of Atomic Frequency Standards. // Bristol: Adam Higler, 1989, 1567 p.
119. G. Buchs, J. Haesler, S. Karlen, T. Overstolz, L. Balet, D.Boiko, S.Lecomte, Quantum Sensing and Metrology (Enabling) Technologies at CSEM. // DIADEMS & SIRTEQ Quantum Technologies Workshop., 14-15 Sept. 2017., Thales TRT, Palaiseau, France, CSEM.
120. P. Cash, W. Krzewick, P. Machado, K. Overstreet, M. Silveira, M. Stanczyk, D. Taylor, X. Zhang, Microsemi Chip Scale Atomic Clock (CSAC) Technical Status, Applications, and Future Plans. // European Frequency and Time, Forum (EFTF). 2018. Turin. - P. 65-71.
121. CASIC develops portable CPT atomic clock
// http://eng.chinamil.com.cn/view/2018-03/16/content_7975348.htm
122. Airborne-Rugged Low-Profile Frequency Rb Standard (LPFRS/AV1)
// <https://www.spectratime.com/products/ireference/>
123. Rubidium Frequency Standards // http://frequelec.com/rb_oscillators.html
124. Rubidium Frequency Standards
// <http://www.accubeat.com/producttypes/rubidium-frequency-standards/>
125. R. Han, Z. You, F. Zhang, H. Xue, Y. Ruan, Microfabricated Vapor Cells with Reflective Sidewalls for Chip Scale Atomic Sensors. // Micromachines. 2018. – V. 9. – P. 175.
126. Straessle R., Pellaton M., Affolderbach C. et al., Microfabricated alkali vapor cell with anti-relaxation wall coating. // Applied Physics Letters. 2014. V. 105, 043502.

127. S. Kobtsev, S. Donchenko, S. Khripunov, D. Radnatarov, I. Blinov, V. Palchikov, CPT atomic clock with cold-technology-based vapour cell. // *Optics and Laser Technology* 119 (2019) 105634

128. D. Budker, L. Hollberg, D.F. Kimball, J. Kitching, S. Pustelny, V.V. Yashchuk, Microwave transitions and nonlinear magneto-optical rotation in anti-relaxation-coated cells. // *Phys. Rev. A* 71, 012903 (2005).

129. J. Kitching, S. Knappe, and L. Hollberg, Miniature vapor cell atomic-frequency references. // *Appl. Phys. Lett.* 81, 553–555 (2002).

130. Bouchiat M. A., Brossel J., Relaxation of optically pumped Rb atoms on paraffin-coated walls. // *Physical Review*. 1966. V. 147. P. 41–54.

131. Knappe S., Robinson H. G., Double-resonance lineshapes in a cell with wall coating and buffer gas. // *New Journal of Physics*. 2010. V. 12. Art. no. 065021.

132. Balabas M. V., Karaulanov T., Ledbetter M. P., Budker D., Polarized alkali-metal vapor with minute-long transverse spin-relaxation time. // *Physical Review Letters*. 2010. V. 105. Art. no. 070801.

133. Balabas M. V., Jensen K., Wasilewski W. et al., High quality anti-relaxation coating material for alkali atom vapor cells. // *Optics express*. 2010. V. 18. P. 5825–5830.

134. Seltzer S. J., Meares P. J., Romalis M. V., Synchronous optical pumping of quantum revival beats for atomic magnetometry. // *Physical Review A*. 2007. V. 75, 051407(R).

135. Seltzer S. J., Rampulla D. M., Rivillon-Amy S., Testing the effect of surface coatings on alkali atom polarization lifetimes. // *Journal of Applied Physics*. 2008. V. 104, 103116.

136. Balabas M. V., Budker D., Kitching J. et al., Magnetometry with millimeter-scale antirelaxation-coated alkali-metal vapor cells. // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2006. V. 23. No. 6. P. 1001–1006.

137. Зибров С. А., Величанский В. Л., Зибров А. С., Тайченачев А. В., Юдин В. И., Экспериментальное исследование темного псевдорезонанса на D_1

линии ^{87}Rb при возбуждении линейно поляризованным полем. // Письма в ЖЭТФ, 2005, том 82, выпуск 8, 534-538.

138. Казаков Г.А., Матисов Б.Г., Мазец И.Е., Рождественский Ю.В., Темные резонансы в атомарных парах ^{87}Rb при взаимодействии с полем сонаправленных линейно-поляризованных волн различных частот. // Журнал технической физики, 2006, том 76, вып. 11 20-29.

139. J. A. Barnes, A. R. CHI, L. S. Cutler, D. J. Healey, D. B. Leeson, T.E. McGunigal, J.A. Mullen, Characterization of Frequency Stability., // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, pp 105-120 may 1971

140. Риле Ф., Стандарты частоты. Принципы и приложения // Пер. с англ. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 512 с. — ISBN 978-5-9221-1096-9, 66

141. Ferre-Pikal E.S., Vig J.R., Camparo J.C., Cutler L.S., Maleki L., Riley W.J., Stein S.R., Thomas C., Wallsand F.L., White J.D., Draft revision of IEEE STD 1139-1988 standard definitions of Physical quantities for Fundamental Frequency and time metrology - random instabilities. // Proceedings of the Annual IEEE International Frequency Control Symposium, 1997, pp. 338–357.

142. Leeson D.B., A Simple model of feedback oscillator noise spectrum. // Proceedings IEEE, 54:329-330, 1966.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

**ПАТЕНТ**

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 197054

Сверхминиатюрный квантовый стандарт частоты

Патентообладатели: *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук (RU), Федеральное государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений" (RU)*

Авторы: *см. на обороте*

Заявка № 2019141134

Приоритет полезной модели 12 декабря 2019 г.

Дата государственной регистрации в

Государственном реестре полезных

моделей Российской Федерации 26 марта 2020 г.

Срок действия исключительного права

на полезную модель истекает 12 декабря 2029 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ильев





ПАТЕНТ

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 195880

Испытательный стенд для компонентов дискриминатора стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей

Патентообладатели: *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук (RU), Федеральное государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений" (RU)*

Авторы: *см. на обороте*

Заявка № 2019141136

Приоритет полезной модели 12 декабря 2019 г.

Дата государственной регистрации в

Государственном реестре полезных

моделей Российской Федерации 07 февраля 2020 г.

Срок действия исключительного права

на полезную модель истекает 12 декабря 2029 г.

*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*

Г.П. Ивлиев



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2019667332

Прикладное программное обеспечение испытательного стенда для компонентов дискриминатора стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей

Правообладатели: *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук (RU), Федеральное государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений" (RU)*

Авторы: *Самохвалов Юрий Станиславович (RU), Парёхин Данил Александрович (RU)*

Заявка № **2019666068**

Дата поступления **09 декабря 2019 г.**

Дата государственной регистрации
в Реестре программ для ЭВМ **23 декабря 2019 г.**

*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*

Г.П. Ивлиев



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2019667330

**Программное обеспечение встраиваемого
микроконтроллера системы управления малогабаритным
квантовым стандартом частоты**

Правообладатели: *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук (RU), Федеральное государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений" (RU)*

Авторы: *Васильев Вадим Анатольевич (RU), Парёхин Данил Александрович (RU), Абрамов Максим Анатольевич (RU)*

Заявка № **2019666085**

Дата поступления **09 декабря 2019 г.**

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ **23 декабря 2019 г.**

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ивлиев Г.П. Ивлиев

