

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
**"Новосибирский национальный исследовательский
государственный университет"**

УДК 535.33

№ госрегистрации 01201159895

Инв. №

УТВЕРЖДАЮ

Ректор НГУ

_____ М.П. Федорук

«__» _____ 2012 г.

**ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

В рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры
инновационной России» на 2009-2013 годы

Шифр заявки «2011-1.5-508-004-014»

Государственный контракт от «29» апреля 2011 г. № 14.740.11.0887

по теме:

**МАЛОГАБАРИТНЫЕ АТОМНЫЕ ЧАСЫ И МАГНИТОМЕТРЫ С
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ**
(финальный, этап № 4)

Наименование этапа:

«Разработка атомных часов и магнитометров на основе КПН резонансов»

Руководитель работ

_____ Зибров А.С.
подпись, дата

Новосибирск
2012 г.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

по Государственному контракту № 14.740.11.0887 от 29 апреля 2011 г. на выполнение поисковых научно-исследовательских работ для государственных нужд

Организация-Исполнитель: федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "**Новосибирский национальный исследовательский государственный университет**"

Руководитель темы:

кандидат физико-математических наук	_____	Зибров А. С. (Раздел 1.1)
	подпись, дата	

Исполнители темы:

доктор физико-математических наук	_____	Юдин В. И. (Раздел 1.3)
	подпись, дата	

доктор физико-математических наук	_____	Тайченачев А. В. (Разделы 2 и 3)
	подпись, дата	

кандидат физико-математических наук	_____	Бражников Д. В. (Раздел 1.2, оформление отчета согласно ГОСТ 7.32-2001)
	подпись, дата	

без ученой степени, без ученого звания	_____	Басалаев М. Ю. (Введение)
	подпись, дата	

без ученой степени, без ученого звания	_____	Тюменев Р. Э. (Раздел 1.2)
	подпись, дата	

без ученой степени, без ученого звания	_____	Родионцев А. М. (Заключение, Список источников)
	подпись, дата	

Нормоконтролер	_____	Кашникова Л.И.
	подпись, дата	

Реферат

Отчет 48 с., 1 ч., 21 рис., 4 табл., 4 источ.

АТОМНЫЕ ЧАСЫ, МАГНИТОМЕТРИЯ, КОГЕРЕНТНОЕ ПЛЕНЕНИЕ
НАСЕЛЕННОСТЕЙ, ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 4 этапу Государственного контракта № 14.740.11.0887 «Малогабаритные атомные часы и магнитометры с использованием полупроводниковых лазеров» (шифр «2011-1.5-508-004») от 29 апреля 2011 г. в рамках мероприятия № 1.5 «Проведение научных исследований коллективами под руководством приглашенных исследователей в области физики и астрономии» федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

Цель работы: Разработка лабораторных образцов атомных часов и магнитометров на основе КПН резонансов.

Работы четвертого (финального) этапа посвящены созданию лабораторных образцов атомных часов и векторного магнитометра, основанных на резонансах когерентного пленения населенностей (КПН). В созданных образцах использованы результаты исследований, полученные на предыдущих этапах, которые позволили выбрать наиболее оптимальную схему возбуждения нелинейных резонансов. Проведенные патентные исследования показали высокую патентоспособность разработанных методик измерения и устройств. Некоторые результаты работы лягут в основу нового инновационного курса лекций, который будет преподаваться на кафедре Квантовой электроники Новосибирского государственного университета (предварительная программа курса представлена в настоящем отчете).

Работы по финальному этапу ПНИР проводились в Лаборатории физики оптических явлений и на кафедре Квантовой электроники НГУ. В ходе работ были использованы диодные лазеры, стабилизированные по току и температуре с помощью уникальных, разработанных нами электронных схем. Также были использованы миниатюрные ячейки с буферным газом и ячейки с антирелаксационным покрытием. Были применены методики минимизации светового сдвига КПН-резонанса и методики, позволяющие добиться наилучшего контраста и наименьшей ширины резонансов, что позволило достичь высоких метрологических характеристик созданных устройств.

Разработанные устройства, обладающие миниатюрностью, малым энергопотреблением, высокой стабильностью, помехо- и вибро-устойчивостью, безусловно, найдут применения во многих мобильных устройствах (аппаратура связи и передачи больших потоков данных, навигационная аппаратура, различная военная техника, высокоточная измерительная аппаратура, используемая, например, в геологической разведке полезных ископаемых).

Результаты четвертого этапа ПНИР:

- 1) Собраны лабораторные образцы атомных часов и векторного магнитометра;
- 2) Проведены патентные исследования;
- 3) Разработана программа внедрения результатов ПНИР в образовательный процесс.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
РАЗРАБОТКА АТОМНЫХ ЧАСОВ И МАГНИТОМЕТРОВ НА ОСНОВЕ КПН РЕЗОНАНСОВ	8
1 Сборка лабораторных образцов атомных часов и векторного магнитометра	8
<i>1.1 Сборка макета атомных часов с малогабаритным физическим дискриминатором</i>	8
<i>1.2 Исследование стабильности и воспроизводимости характеристик атомных часов с малогабаритным физическим дискриминатором</i>	25
<i>1.3 Сборка векторного магнитометра и исследования его основных характеристик</i>	35
2 Проведение патентных исследований	39
3 Разработка программы внедрения результатов ПНИР в образовательный процесс	40
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	43
ИТОГИ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЕКТА	46
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ	48

ВВЕДЕНИЕ

На предыдущих этапах были решены задачи, позволяющие приступить к сборке атомных часов и магнитометра, а также были предложены методы оптимизации параметров этих устройств. В частности, ранее нами был проведен анализ световых сдвигов в случае воздействия полихроматического излучения, генерируемого лазером в режиме сверхвысокочастотной модуляции тока, на трехуровневую атомную систему, в которой формируется опорный резонанс когерентного пленения населенностей. Предложены три способа ослабления оптических сдвигов: первый способ универсален и хорошо известен – это уменьшение интенсивности лазерного поля (возможности его использования ограничены малыми размерами макета атомных часов и, в частности, размерами квантового дискриминатора и ячейки). Второй способ основан на оптимальном выборе индекса модуляции тока лазера, когда перекрестные сдвиги и сдвиг от несущей компенсируются сдвигом от боковых полос высших порядков. Третий способ предполагает использование чисто двухчастотного поля с оптимальным подбором отношения интенсивностей компонент.

Основным внешним фактором, влияющим на стабильность частоты макета атомных частот и на параметры магнитометра, является температура окружающей среды. Ее влияние сводится к температурному сдвигу опорного СВЧ резонанса из-за недостаточно точного подбора состава смеси буферных газов в резонансных ячейках. Нами также было показано, что факторами, ограничивающими кратковременную и долговременную стабильность являются: относительно невысокая эффективность СВЧ модуляции из-за отсутствия согласования СВЧ тракта непосредственно с диодным лазером, приводящая к увеличению фоновой засветки несущей в оптическом спектре и уменьшению контраста опорного резонанса; избыточные шумы диодных

лазеров; изменение эффективности СВЧ модуляции из-за зависимости импеданса лазера от температуры.

Основными задачами финального этапа являлись:

- 1) Сборка лабораторных образцов атомных часов и векторного магнитометра;
- 2) Проведение патентных исследований;
- 3) Разработка программы внедрения результатов ПНИР в образовательный процесс.

РАЗРАБОТКА АТОМНЫХ ЧАСОВ И МАГНИТОМЕТРОВ НА ОСНОВЕ КПН РЕЗОНАНСОВ

1 Сборка лабораторных образцов атомных часов и векторного магнитометра

1.1 Сборка макета атомных часов с малогабаритным физическим дискриминатором

Атомные часы состоят из физического или квантового дискриминатора, стабилизируемого по частоте генератора, синтезатора, обеспечивающего связь стабилизируемой частоты и выходного сигнала для потребителя, и вспомогательной электроники. Физическим или квантовым дискриминатором является устройство, на вход которого подается сигнал стабилизируемого генератора, а с выхода поступает сигнал, содержащий информацию об отстройке текущей частоты стабилизируемого генератора относительно опорной.

Согласно контракту целью данного этапа и работы в целом являлось разработка макета атомных часов и векторного магнитометра, в которых сочетались бы стандартная электроника с малогабаритным квантовым дискриминатором. На рисунке 1 приведена блок схема квантового (физического) дискриминатора. Его основными узлами являются: ячейка, содержащая капли и пары атомов щелочного металла (цезия или рубидия) и буферный газ; специально разработанный диодный лазер с коротким резонатором и фотоприемник. Дополнительными оптическими элементами являются линза, четвертьволновая пластинка и ослабитель из нейтрального стекла. Кроме того, дискриминатор содержит соленоид для создания постоянного магнитного поля, бифилярную обмотку нагревателя ячейки, элемент Пельтье для стабилизации температуры лазера и два термодатчика для контроля температуры ячейки и хладопровода лазера. Часть дискриминатора,

содержащая ячейку, помещена в магнитный экран и теплоизолирующий внешний корпус. Он имеет цилиндрическую форму. На одном из торцов расположен SMA-разъем для ввода стабилизируемого СВЧ сигнала. Перечислим электрические вводы в дискриминатор: два ввода, обеспечивающие накачку диодного лазера (ДЛ) постоянным током и двойную модуляцию тока гармоническими СВЧ сигналом и низкочастотным сигналом (10 кГц) для формирования сигнала ошибки и стабилизации оптической частоты лазера; два ввода для питания элемента Пельтье, два – для датчика температуры хладопровода ДЛ, два – для питания соленоида, два – для нагревателя ячейки, два для термодатчика, контролирующего температуру ячейки, три для питания и вывода сигнала фотоприемника.

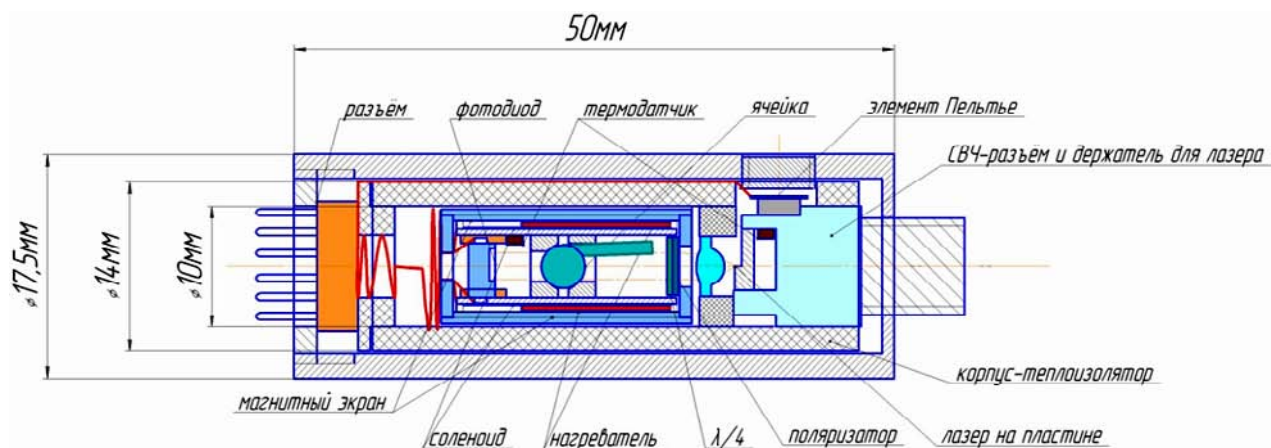


Рисунок 1 – Схема малогабаритного дискриминатора

«Сердцем» атомных часов является ячейка с парами щелочного металла. Параметры ячеек и результаты исследований влияния их параметров на характеристики КПН-резонансов приводились нами в отчетах по этапам 2 и 3.

На рисунках 2 и 3 приведены фотографии квантового дискриминатора. Важны некоторые особенности конструкции атомных часов. Во-первых, необходимо поместить атомную ячейку в постоянное магнитное поле (внутри соленоида) для зеемановского расщепления сверхтонких подуровней щелочного металла цезия и наблюдения КПН резонансов между различными компонентами. КПН резонанс наблюдается и без внешнего магнитного поля, но для атомного стандарта частоты необходимо стабилизироваться на резонанс

минимальной ширины и нечувствительный в линейном приближении к магнитному полю. По этой причине приходится отделять магниточувствительные резонансы от резонанса между компонентами сверхтонкого расщепления основного состояния цезия с нулевой проекцией орбитального момента $\{F=4, m_F=0\}$ - $\{F=3, m_F=0\}$. Величина магнитного поля, необходимого для разделения КПН резонанса между уровнями с нулевой проекцией орбитального момента от резонансов между уровнями с ненулевыми орбитальными моментами на величину 30-50 кГц, составила 0,08-0,14 Эрстед (для сравнения: поле Земли по порядку величины составляет около 0,7 Эрстед). Во-вторых, ячейку нужно экранировать от внешнего магнитного поля, чтобы сделать резонанс устойчивым к внешним, в том числе и переменным, паразитным магнитным полям.

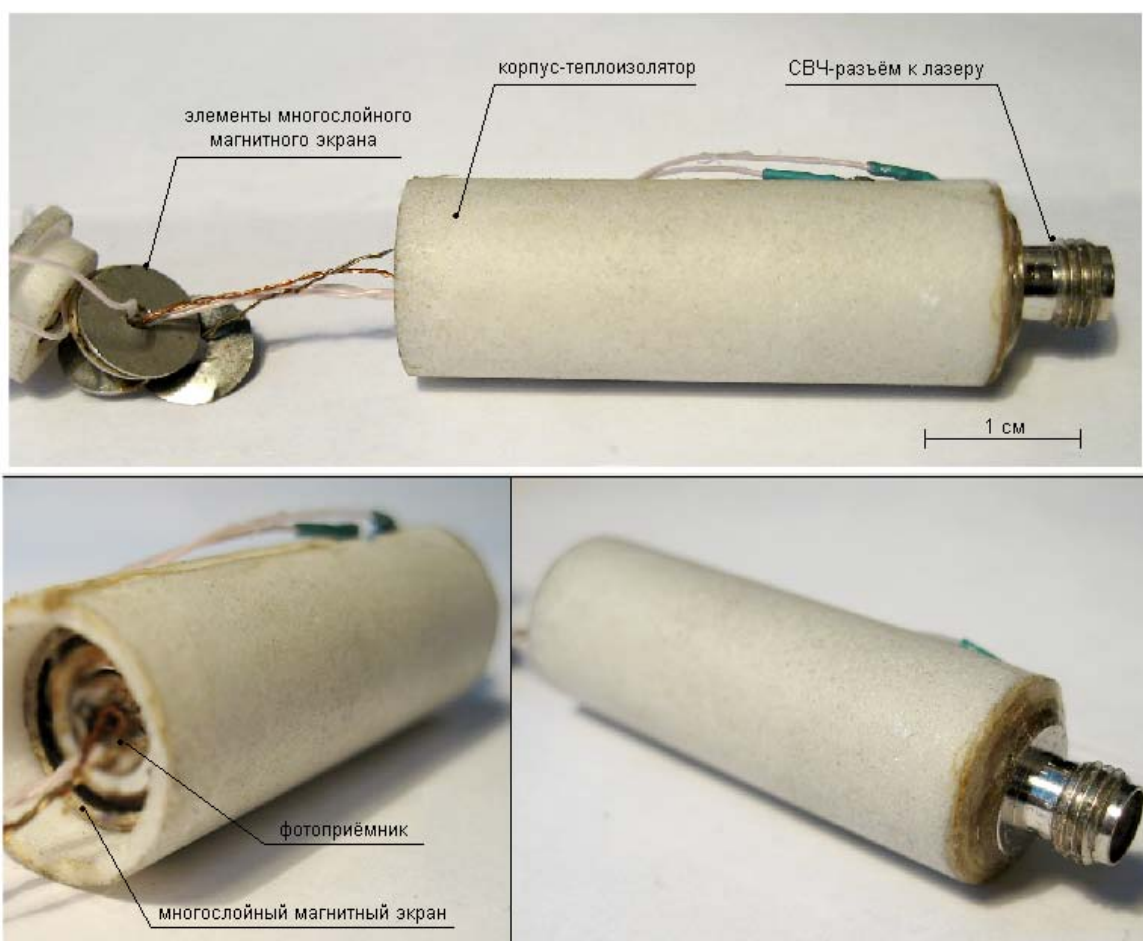


Рисунок 2 – Фотография малогабаритного дискриминатора (без защитного корпуса)

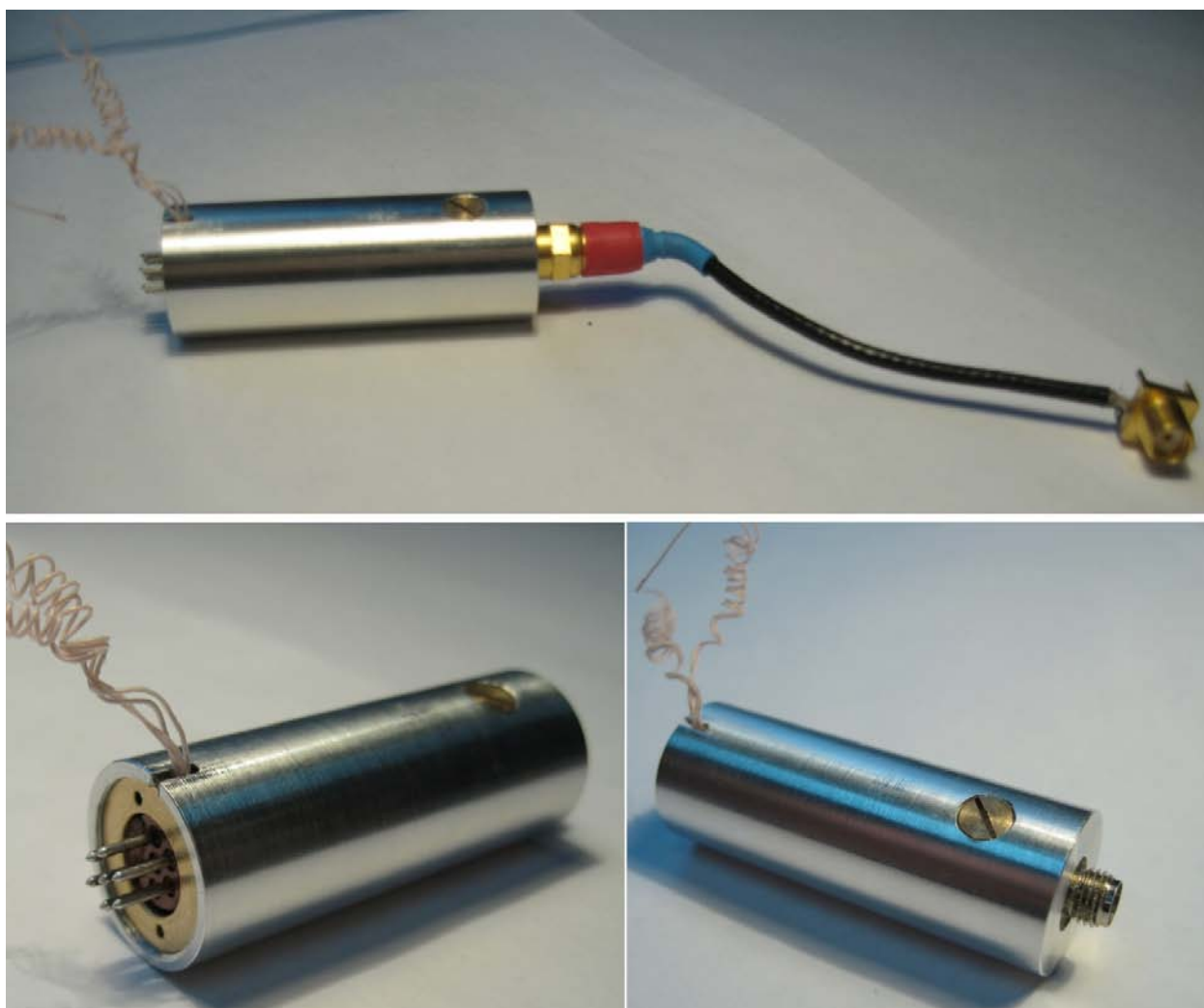


Рисунок 3 – Фотографии квантового дискриминатора в защитном корпусе

Магнитный экран в опытном образце квантового дискриминатора является десятислойным и изготовлен из специальной фольги из аморфного железа толщиной 25 мкм. Размеры экрана: 20,5 мм в длину и 10 мм в диаметре. Толщина цилиндрической стенки экрана составила 1,3 мм. Диски, плотно закрывающие цилиндрический экран с обеих сторон, трехслойные и сделаны из листового мягкого железа толщиной 0,3 мм. Диски имеют отверстия диаметром 2 мм для ввода излучения с одной стороны экрана, и для вывода электрических контактов – с другой.

Длина соленоида для квантового дискриминатора должна быть, по крайней мере, в 3,5 раза больше своего диаметра для создания в центральной части однородного продольного магнитного поля на длине, равной диаметру атомной

ячейки. Длина соленоида, из-за особенностей в конструкции и ограниченных размеров магнитного экрана, в незначительной степени сокращена и составляет 17 мм, диаметр 6 мм.

Нагреватель необходим для поддержания стабильной температуры порядка 70°C - 85°C внутри ячейки. К системе нагрева предъявляются особые требования. Желательно, чтобы нагреватели равномерно грели всю поверхность стеклянной ячейки и необходимо, чтобы они не создавали дополнительного магнитного поля. Последнее требование удастся выполнить, используя бифилярную обмотку из тонкой (толщина 100 мкм) лакированной нихромовой проволоки внутри теплоизолирующего цилиндра. Такой проволочный нагреватель достаточно прост в изготовлении, удобен в использовании и не увеличивает заметно размеры дискриминатора. Ячейка дополнительно удерживается теплопроводящими (металлическими) шайбами с обеих сторон. С их помощью вокруг ячейки устанавливается достаточно однородная и постоянная температура, а процесс нагревания паров щелочного металла внутри ячейки осуществляется теплопередачей через ее стеклянные стенки.

Теплоизолирующий цилиндр с толщиной стенки 2 мм выполнен из твердого плотного пенопласта, выдерживающего температуру до 100°C и теплопроводностью $0,04 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot^{\circ}\text{C})$. В действующем прототипе мощность нагревателя около 30 мВт при температуре ячейки 80°C .

Диодный лазер термостабилизирован. Технологический процесс при изготовлении лазера позволил поместить тело свечения на специальной медной пластинке. Она крепится к медному держателю, соединяющему лазер с SMA-разъемом. Этот держатель связан хорошим тепловым контактом с элементом Пельтье 1МС04-012-05 производства ЗАО «РМТ» и радиатором из дюралюминия Д40. Элемент Пельтье «горячим» концом прилегает к внешнему металлическому корпусу из Д40, выполняющему роль радиатора; толщина стенки 2 мм, длина 50 мм, внешний диаметр 18,5 мм. Обратная связь для термостабилизации источника излучения обеспечивается термодатчиком ТР-1.

Лазер на пластине можно заменять независимо от SMA-разъема и элемента Пельтье. Кроме того, эта конструкция совмещена со специально подобранной малогабаритной толстой фокусирующей линзой с параметрами: диаметр линзы 3 мм, толщина 2,4 мм, фокусное расстояние 2 мм. В экспериментальном макете с целью юстировки объектив можно перемещать вдоль оптической оси схемы отдельно от лазера с держателем.

Внутри магнитного экрана, перед ячейкой, размещены квадратный поляризатор (4мм*4мм*0,5мм) и пластинка $\lambda/4$ (диаметр 5 мм) на D_1 -линию цезия (894,5 нм). За ячейкой располагаются термодатчик TP-1, для тестового контроля температуры ячейки, и кремниевый pin-фотодиод BPW 34 для регистрации проходящего через ячейку излучения диодного лазера. Внутри магнитного экрана также расположены нагреватель и соленоид.

Полупроводниковый лазер с SMA-разъемом и элементом Пельтье, линза, соленоид, ячейка с цезием, поляризатор, пластинка $\lambda/4$, теплоизолятор нагревательного элемента и ячейки, сам нагревательный элемент для нагрева сферической ячейки, термодатчик, фотодиод, магнитный экран, общий разъем для подключения электрических узлов дискриминатора – все это размещено в единой сборной конструкции, продольный размер которой составляет не более 4 см. Объем всей сборки квантового дискриминатора без корпуса-теплоизолятора и без внешнего металлического корпуса составляет 3 см³. Внешний диаметр корпуса-теплоизолятора с толщиной стенки 2 мм, составляет 14 мм, а объем 6 см³. Размеры сборки со всеми элементами, в том числе с внешним металлическим корпусом, оставили 50 мм в длину и 18,5 мм в диаметре; объем 10 см³.

Остановимся подробнее на важнейших узлах квантового дискриминатора, требованиях к ним, и причинах ограничивающих возможность их дальнейшей миниатюризации. Одним из главных факторов, определяющих объем квантового дискриминатора, является размер и конфигурация ячейки с ансамблем атомов. При использовании ячеек, изготовленных целиком из стекла по традиционной стеклодувной технологии, трудно изготовить плоские окна

оптического качества при характерных размерах окон порядка или меньше 5 мм. Значительные искажения лазерного пучка стенками таких ячеек приведут к плохой воспроизводимости характеристик дискриминатора и делают их неприемлемыми. Отметим еще и высокую стоимость ручной работы квалифицированного стеклодува. Поэтому было принято решение применять ячейки сферической геометрии. Оптическое качество стенок сферических ячеек существенно выше. Это преимущество перевешивает такие недостатки сферы, как фокусировка изначально параллельного пучка и некоторая деполяризация периферийной части пучка. Доступная технология изготовления и наполнения ячеек требовала, чтобы к сфере примыкал отросток длиной не менее 5 мм.

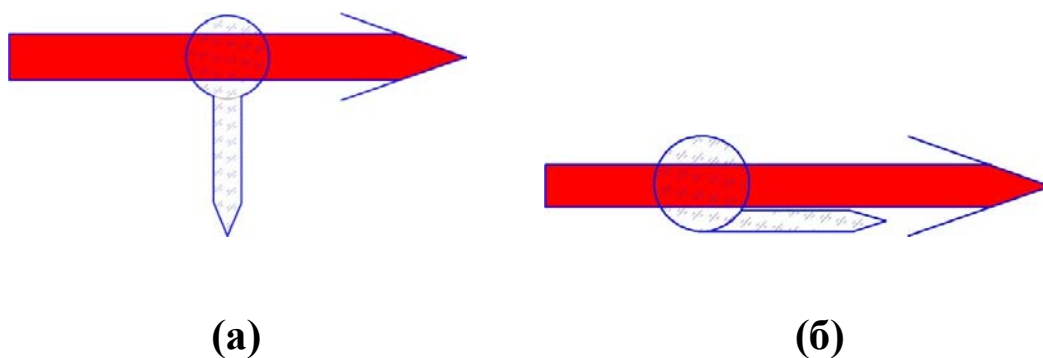


Рисунок 4 – Конфигурации сферических ячеек с отростком

Простейшая конфигурация такой ячейки и геометрии лазерного пучка показаны на рисунке 4а. Однако ортогональность пучка и отростка ячейки приводят к значительному увеличению объема дискриминатора. Действительно, ячейка должна быть расположена внутри цилиндрического магнитного экрана, причем центр сферы должен лежать на его оси. Для этого диаметр экрана должен быть не менее 20 мм. Поэтому были изготовлены ячейки с конфигурацией, показанной рисунке 4б. В этом случае отросток (штенгель) приварен по касательной к сфере параллельно лазерному пучку. Такие ячейки более сложны в изготовлении, однако они были изготовлены, как с цезиевым, так и с рубидиевым наполнением. Параллельность пучка и штенгеля ограничивают диаметр пучка и степень заполнения лазерным

излучением поперечного сечения ячейки. Тем не менее, лазерный пучок диаметром до 2 мм свободно проходит через ячейку. Это больше, чем на порядок превосходит сечение лазерных пучков, использовавшихся в квантовых дискриминаторах, разработанных в NIST (Boulder, USA). Большее сечение означает, что при том же уровне полевого уширения можно работать при большей (в данном случае на порядок) мощности и сигнале.

Стабильность частоты квантовых стандартов характеризуется относительным среднеквадратичным изменением частоты за время измерения τ , или так называемым параметром Аллана $\sigma(\tau)$. Параметр Аллана зависит от характеристик опорного резонанса, времени измерения τ и шумов зондирующего излучения. При учете только дробового шума он пропорционален:

$$\sigma(\tau) \sim \frac{W}{A} \sqrt{I_{bg}} \frac{1}{\Delta_{CT}} \tau^{-1/2}, \quad (1)$$

где W – ширина КПН-резонанса, A – амплитуда, Δ_{CT} – частота стандарта (частота сверхтонкого расщепления), I_{bg} – фон, обусловленный непоглощенным средой излучением [1]. Шумы входят в I_{bg} и в амплитуду.

Эти величины в свою очередь зависят как от характеристик ячейки, так и от параметров бихроматического лазерного поля. Параметрами ячейки, влияющими на стабильность, являются: ее геометрия (длина и объем), температура, наличие антирелаксационного покрытия стенок, давление буферного газа, парциальные давления буферных газов. Долгое время эти параметры оптимизировались для ячеек большого размера (с внутренним объемом \sim от нескольких см^3 до сотен см^3). Параметрами бихроматического поля являются: геометрия лазерного пучка, интенсивность поля, соотношение мощностей резонансных компонент, наличие лишних спектральных компонент, увеличивающих фоновый уровень сигнала, поляризация излучения, амплитудные и частотные шумы, степень скоррелированности фазовых флуктуаций полей двух компонент.

Требование компактности атомных часов накладывает определенные ограничения на размер ячейки, размер оптических элементов и лазера, потребляемую мощность и другие. Требование минимальной возможной потребляемой мощности (а также возможность уменьшения полевого уширения) приводит к необходимости работы в области малых интенсивностей полей. Уменьшение размеров ячейки приводит к увеличению частоты столкновений атомов со стенками, то есть к уменьшению времени жизни когерентной суперпозиции и уширению КПН резонанса. Уширение КПН резонанса связанное с релаксацией при столкновении со стенками описывается формулой:

$$\Delta\omega_{wall} = \frac{1}{\tau_{coh}} = \frac{W_{wall}}{\tau}, \quad (2)$$

где τ_{coh} – время жизни когерентности, W_{wall} – вероятность релаксации когерентности при столкновении атома со стенкой ячейки, τ – характерное время пролета атома между стенками ячейки. Если отсутствует антирелаксационное покрытие, то W_{wall} практически равно 1.

Ширина резонанса тем меньше, чем больше время пролета атома через ячейку. Для увеличения времени пролета либо увеличивают размер ячейки, либо добавляют буферный газ (случай нанесения покрытия пока не рассматриваем, он будет рассмотрен ниже). При использовании маленьких ячеек остается только увеличивать давление буферного газа. При наличии буферного газа атом диффундирует через ячейку за время порядка $\tau = L^2 / D$, где L – диаметр ячейки, D – коэффициент диффузии. Для коэффициента диффузии имеет место зависимость $D = D_0 p_0 / p$, где p – давление буферного газа, а индекс «0» соответствует величинам, взятым при нормальных условиях. Тогда, подставляя в формулу (2), получим:

$$\Delta\omega_{wall} = W_{wall} \frac{D}{L^2} = W_{wall} \frac{D_0 p_0}{L^2 p} = \frac{A}{L^2 p}, \quad (3)$$

где $A = W_{wall} D_0 p_0 = \text{const}$.

Таким образом, с ростом давления буферного газа ширина опорного резонанса уменьшается, однако возможности увеличения давления ограничены рядом факторов. Во-первых, при любых вариантах регистрации КПН резонанса столкновительное уширение оптических переходов не должно превышать сверхтонкое расщепление основного состояния (в lin||lin схеме, реализуемой только для атомов ^{87}Rb это условие жестче: оно не должно превышать расщепление состояния $6P_{1/2}$). Во-вторых, при столкновениях атома щелочного металла с атомом буферного газа существует ненулевая вероятность потери когерентности, что также вносит вклад в ширину КПН резонанса:

$$\Delta\omega_{BG} = z = \sigma_{BG}^{coh} \langle v \rangle n_{BG} = \sigma_{BG}^{coh} \langle v \rangle \frac{p}{kT} = Bp, \quad (4)$$

где z – число столкновений в единицу времени, при которых теряется когерентность, σ_{BG}^{coh} – неупругое сечение столкновения атомов щелочного металла с атомами буферного газа, при котором теряется когерентность, $\langle v \rangle$ – относительная скорость атомов щелочного металла и буферного газа, n_{BG} – концентрация атомов буферного газа, k – постоянная Больцмана, T – температура, p – давление буферного газа, $B = \sigma_{BG}^{coh} \langle v \rangle / kT = \text{const}$.

Если последнее ограничение наступает раньше, чем первое, то с учетом формул (3) и (4) полное уширение КПН резонанса (в предположении лоренцевских контуров) описывается формулой:

$$\Delta\omega = \Delta\omega_{wall} + \Delta\omega_{BG} = \frac{A}{L^2 p} + Bp. \quad (5)$$

Видно, что существует оптимальное давление буферного газа, при котором уширение минимально:

$$p = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{A}{B}} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{D_0 P_0 kT}{\sigma \langle V \rangle}} \equiv \frac{\xi}{L}. \quad (6)$$

Параметр ξ можно выразить следующим образом: $\xi(\text{Торр} \cdot \text{см}) = 760 \sqrt{\frac{D_0 kT}{P_0 \sigma V}}$, где все величины под корнем в CGS единицах, $P_0 = 9,8 \cdot 10^5$ дин/см².

Таблица 1 – Значения коэффициента диффузии и сечения релаксации в основном состоянии при столкновении с атомом буферного газа для атомов рубидия и цезия

Атом щел. мет.	Атом буф. газа	Коэффициент диффузии D_0 (см ² /с) для 760 Торр		Сечение релаксации в основном состоянии при столкновении с атомом буферного газа (в единицах 10^{-23} см ²)	
		Ne	Ar	Ne	Ar
¹³³ Cs		0,15-0,4 (0,2-0,4)	0,13-0,23 (0,2)	0,53-9,3 (1-10)	2,6-100 (3-100)
⁸⁷ Rb		0,31-0,5 (0,4)	0,24-0,4 (0,3)	0,33-5,2 (0,5-5)	11-37 (10-40)

В скобках показаны значения, использованные ниже при оценке оптимальных давлений для цезиевых и рубидиевых ячеек разных размеров. Относительная скорость определяется выражением

$$V = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}}, \quad (7)$$

где v_1 - средняя скорость Cs или Rb, v_2 – средняя скорость ²⁰Ne или ⁴⁰Ar, μ - приведенная масса.

Таблица 2

		²⁰ Ne	⁴⁰ Ar
¹³³ Cs	Приведенная масса	17,3 (2,87·10 ⁻²³ г)	30,75 (5,1·10 ⁻²³ г)
	Относительная скорость (x 10 ⁴ см/с) при 67°С (340К)	6,48	4,84
	Оптимальное давление буферного газа (Торр), L=5мм	260 - 60	120 - 20
⁸⁷ Rb	Приведенная масса	16,26 (2,7·10 ⁻²³ г)	27,4 (4,55·10 ⁻²³ г)
	Относительная скорость (x 10 ⁴ см/с) при 87°С (360К)	6,83	5,26
	Оптимальное давление буферного газа (Торр), L=5мм	370 - 120	80 - 40

Для смеси газов столкновительное уширение резонансного СВЧ перехода равно сумме парциальных столкновительных уширений, а коэффициент диффузии в пренебрежении различием в относительных скоростях равен

$$D_{\text{смесь}} = \frac{D_{10}D_{20}}{\sqrt{D_{10}^2 P_2^2 + D_{20}^2 P_1^2}}, \quad (8)$$

где $P_{1,2}$ - парциальные давления компонент смеси газов.

Из-за большого разброса параметров входящих в оценку оптимального давления она дает только порядок величины (давление смеси должно составлять десятки торр). Были изготовлены ячейки с различными давлениями в этом диапазоне. На предыдущих этапах исследовались ячейки больших и промежуточных размеров. Для макетов малогабаритных дискриминаторов были изготовлены ячейки диаметром меньше 5 мм с небольшими отростками, так что полная длина ячеек лежала в пределах 8-11 мм. Четыре цезиевые ячейки имеют суммарное давление смеси равное 20, 40, и 80 (торр). Давление 80 торр имеют две ячейки, отличающиеся длиной отростка. Соотношение давлений компонент смеси (неона и аргона) во всех этих ячейках составляет $P_{\text{Ne}}/P_{\text{Ar}} = 5$. По литературным данным такое соотношение минимизирует зависимость частоты опорного резонанса от температуры ячейки. Полные длины ячеек вместе с отростком равны 8мм (20 торр), 11мм (40 торр), 8мм (80 торр); 11мм (80 торр). В скобках приведено суммарное давление.

Таблица 3 – Параметры лазеров, измеренные изготовителем (ФГУП «НИИ «Полус»)

№	I_{th} , mA	$I(1\text{mW})$, mA	λ ($\sim 23^\circ\text{C}$), nm
1	4,95	6,0	895,93
6	4,6	5,75	893,99
9	4,8	5,9	895,9
13	4,95	6,1	894,06
14	5,05	6,05	895,48
18	4,6	5,8	894,44
27	4,6	5,7	895,38
28	4,55	5,65	895,45
29	4,55	5,75	895,69
30	4,75	5,95	895,76
36	5,7	7,2	893,44
8	4,75	5,85	894,37

Точность измерения длины волны, проведенная на полюсе недостаточна для определения возможности настройки на резонансную линию цезия. Кроме того, были проведены независимые измерения порогового тока накачки лазеров и рабочего тока, при котором выходная мощность лазеров составляла 1 мВт. Подробно данные приведены на рис. 3.5 – 3.8 для трех лазеров из серии.

При токе $I=5.9$ мА, и температуре $T=23^{\circ}\text{C}$ длина волны лазера № 29 составила $\lambda=895.822$ нм. При уменьшении температуры происходил перескок на $\lambda=893.457$ нм. Ближайшее к резонансной линии значение, полученное путем одновременной подстройки температуры и тока $\lambda=894.422$ нм при $I=7.7$ мА, $T=16^{\circ}\text{C}$. Этот лазер не удалось настроить на резонансную D_1 -линию цезия. Расхождение значений порогового и рабочего токов со значениями приведенными «Полюсом» связано с тем, что в нашем случае измерение проводилось после объектива, коллимирующего излучение лазера. Лазер №18 работал в одномодовом режиме и настраивался на резонансную линию при токе $I=7.3$ мА, температуре $T=18.8$ °С, и показаниях измерителя длины волны («лямбдометра») $\lambda= 894.335$ нм. Лазер №14 работал в одномодовом режиме и настраивался на резонансную линию при токе $I=6.8$ мА, температуре $T=19.4^{\circ}\text{C}$, и показаниях измерителя длины волны («лямбдометра») $\lambda= 894.310$ нм. Лазер №13 работал в одномодовом режиме и настраивался на резонансную линию при токе $I=7.3$ мА, температуре $T=23.3$ °С, и показаниях измерителя длины волны $\lambda= 894.319$ нм. Сводка результатов по 12 диодным лазерам с коротким резонатором приведена в таблице 4.

Таблица 4 – Сводка результатов. В последней колонке 1 означает, что частота генерации может быть настроена на D_1 -линию поглощения цезия, 0 – лазер не настраивается на линию

№	I_{th}		$I(1\text{mW})$		$\lambda(23^{\circ}\text{C})$	Попадание в D_1
	дано	проверка	дано	проверка		
1	4,95	5,2	6	7,8	895,93	0
6	4,6	4,75	5,75	6,3	893,99	1
9	4,8	5,3	5,9	6,2	895,9	0
13	4,95	5,25	6,1	7,3	894,06	1

14	5,05	5,3	6,05	6,8	895,48	1
18	4,6	4,8	5,8	6,2	894,44	1
27	4,6	4,8	5,7	6,4	895,38	1
28	4,55	4,6	5,65	5,9	895,45	1
29	4,55	4,8	5,75	5,9	895,69	0
30	4,75	4,9	5,95	6,3	895,76	0
36	5,7	5,7	7,2	7,4	893,44	0
8	4,75	5	5,85	6,4	894,37	1

Как видно из таблицы 4, из 12 испытанных лазеров настройку на линию обеспечивают 7. Для остальных резонансная линия попадает в разрыв перестроечной характеристики. Наличие таких разрывов является общим, хорошо известным свойством диодных лазеров, работающих в одномодовом режиме генерации. Разрывы (или «черные дыры» перестроечной характеристики) возникают из-за разных скоростей перестройки максимума линии усиления и моды резонатора. Первая приблизительно в три раза больше второй. Перестроечная характеристика одного из ДЛ приведена на рисунке 5.

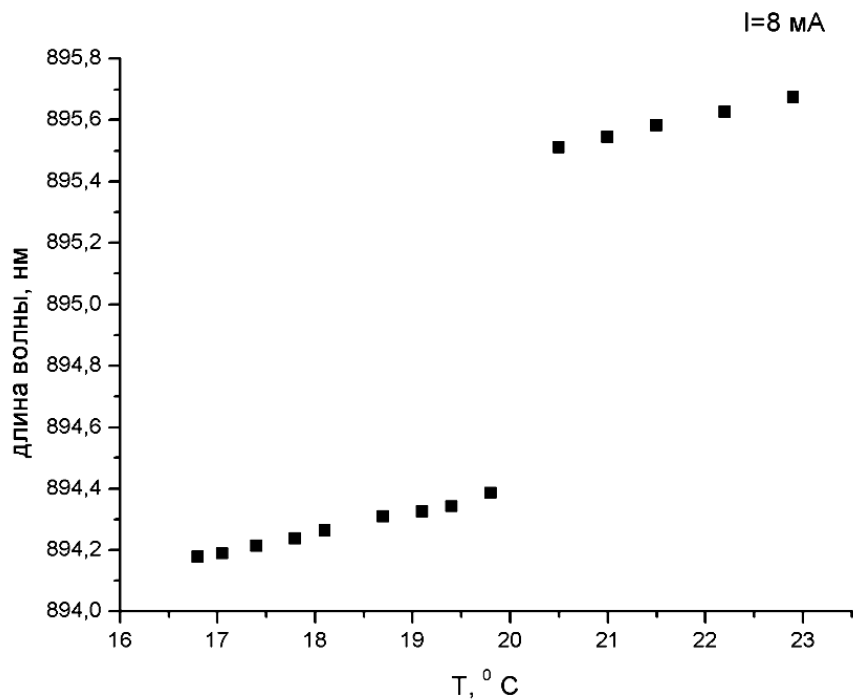


Рисунок 5 – Перестроечная характеристика при постоянном значении тока накачки $I=8$ мА

Видно, что диапазон непрерывной перестройки достигает примерно 0,2 нм (≈ 75 ГГц), а величина разрыва составляет около 1 нм. Настройку на линию удобнее проводить при модуляции тока накачки. Участок перестроечной характеристики при изменении тока показан на рисунке 6.

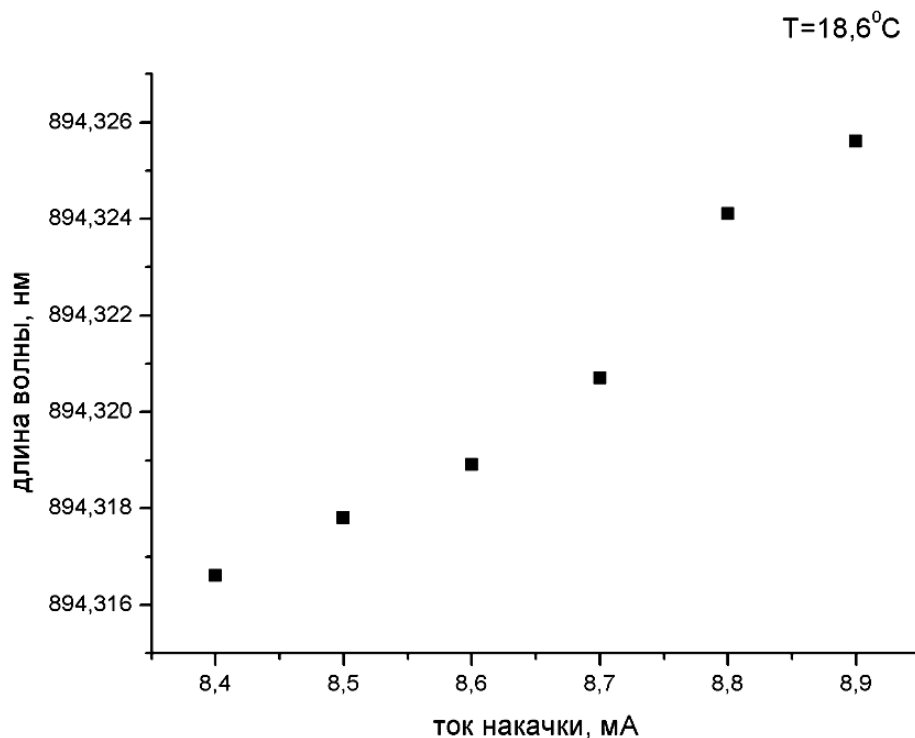


Рисунок 6 – Перестроечная характеристика при постоянном значении температуры $T=18.6^{\circ}\text{C}$

В таком режиме прописана вся структура резонансной D_1 линии цезия на контрольной ячейке, которая служила для контроля возможности настройки лазера на резонансный переход (рисунок 7). Эта же ячейка выполняла еще две функции. Она позволяла оценивать ширину линии генерации ДЛ по внутридоплеровскому резонансу, рисунок 8. Ширина линии генерации лазеров, которые допускали настройку на линию, лежала в пределах 30-40 МГц. Некоторые виды избыточных шумов ДЛ зависят от ширины линии лазера, так что ее контроль важен. При этом, когда ширина линии определяется спонтанным шумом, регистрация КПН резонанса не чувствительна к этому виду шумов. Наконец, при повышении температуры ячейки, когда поглощение

в центре доплеровской линии близко к 100 %, она позволяет оценить долю мощности лазера, сосредоточенную в других продольных модах (будь то генерация или суперлюминесценция). Пример спектра поглощения «перегретой» ячейки приведен на рисунке 9. Вершина доплеровского контура уплощается из-за близости уплощается из-за близости поглощения к 100 %.

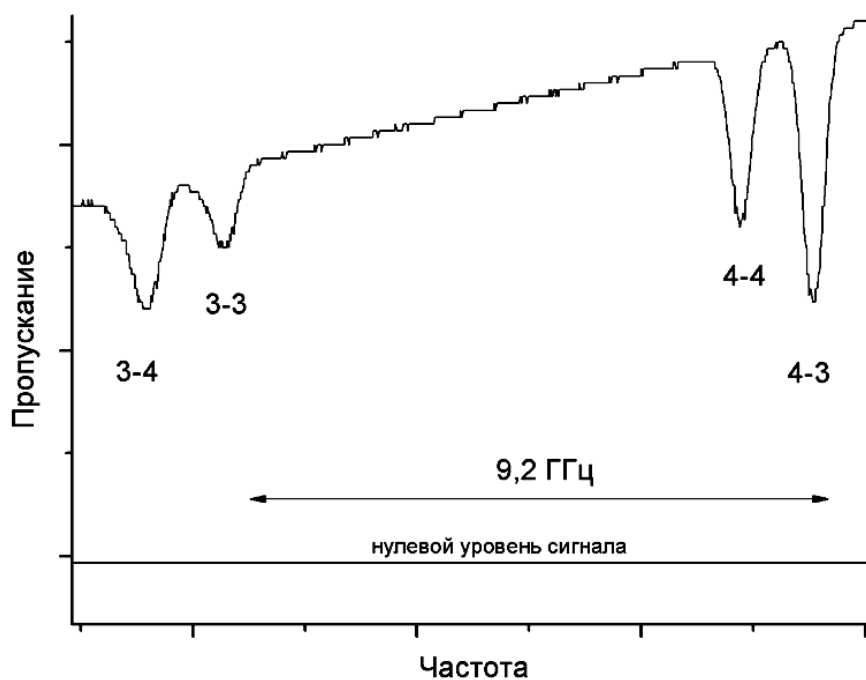


Рисунок 7 – Контур поглощения контрольной ячейки с ^{133}Cs без буферного газа и антирелаксационного покрытия. Приведена идентификация переходов.

Часть «шума» обусловлена оцифровкой

Разность между нулевым уровнем сигнала и минимумом пропускания ячейки дает информацию о мощности побочных мод.

Таким образом, отбор лазеров является многоступенчатым. На первой стадии отбираются лазеры, не проявляющие деградации. На втором – лазеры, допускающие настройку на резонансную линию и работающие в одночастотном режиме. На третьем – существенно чтобы при СВЧ модуляции, не возбуждались другие продольные моды. Лазеры, прошедшие такой контроль, могут использоваться в малогабаритном дискриминаторе.

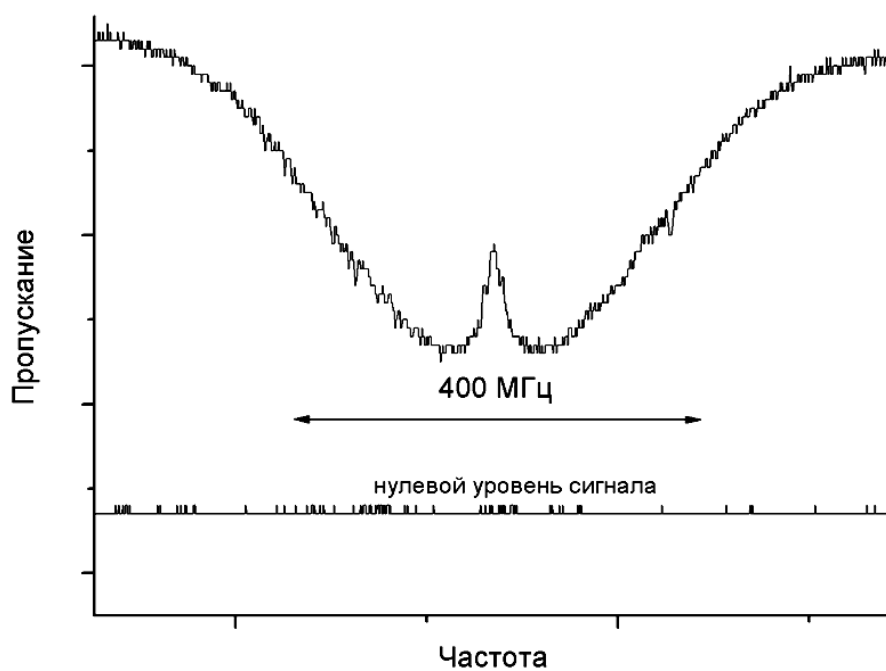


Рисунок 8 – Внутридоплеровский резонанс в ячейке (без покрытия, без буферного газа) длиной $L=6\text{см}$

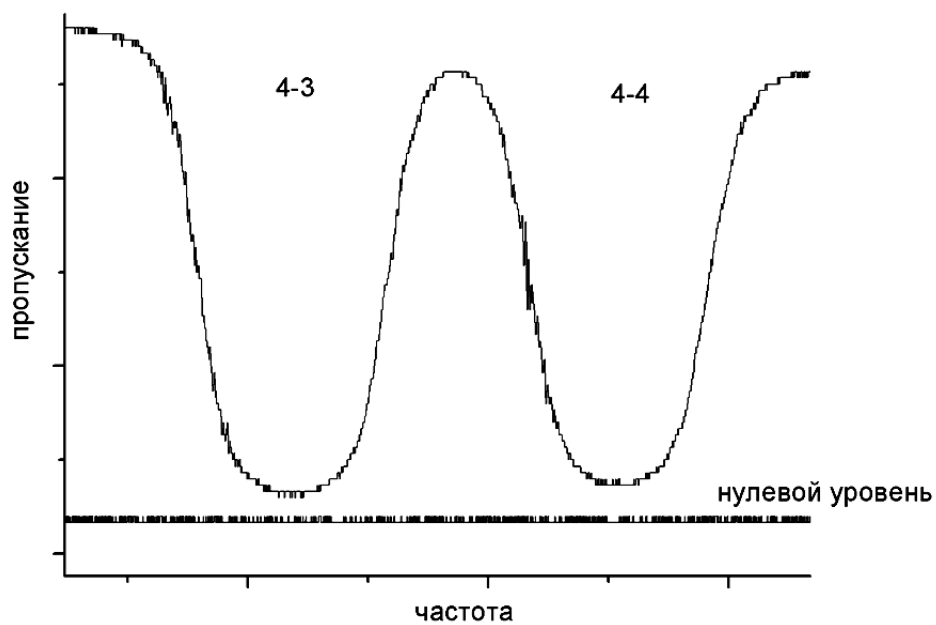
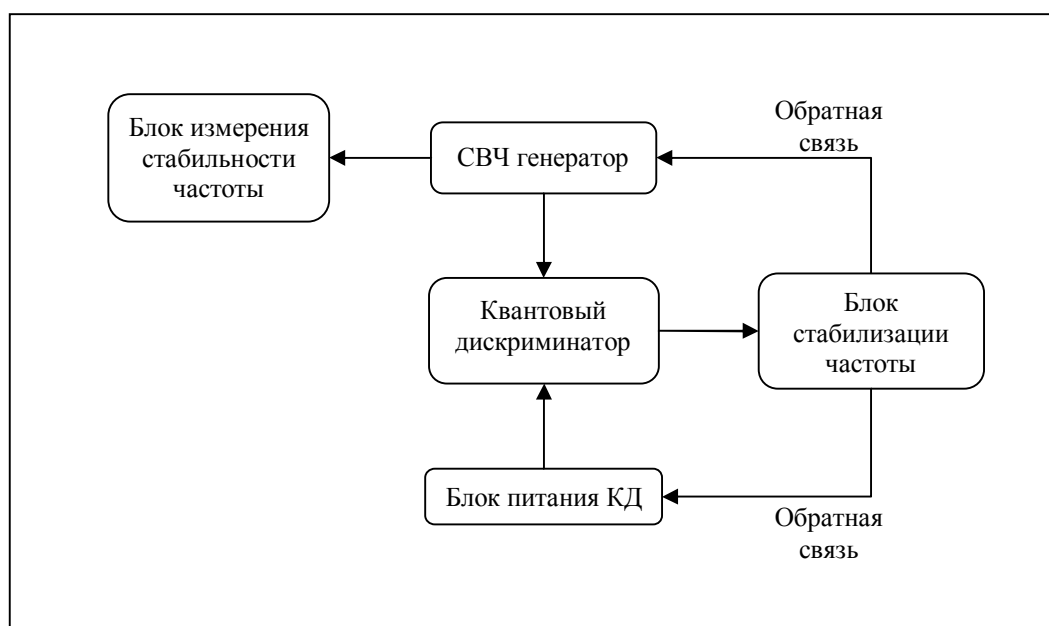


Рисунок 9 – Контур поглощения нагретой ячейки с ^{133}Cs

1.2 Исследование стабильности и воспроизводимости характеристик атомных часов с малогабаритным физическим дискриминатором

Измерение стабильности частоты макета атомных часов с малогабаритным квантовым дискриминатором проводилось на установке, схема которой показана на рисунке 10.



Рисунке 10 – Блок-схема экспериментальной установки для измерения стабильности частоты макета малогабаритных атомных часов

Основными узлами макета КПН часов являются квантовый дискриминатор, блок питания квантового дискриминатора, СВЧ генератор и блок стабилизации частоты. Вспомогательные электронные приборы, необходимые для измерения стабильности, на рисунке 10 объединены в блок измерения стабильности частоты.

Квантовый дискриминатор включает в себя лазер, ввод СВЧ модуляции в ток накачки лазера, оптические элементы, формирующие параллельный пучок требуемой интенсивности и поляризации, резонансную ячейку в магнитном экране с соленоидом для формирования продольного магнитного поля, с нагревательными элементами и термодатчиком и фотодетектор (рисунок 11).

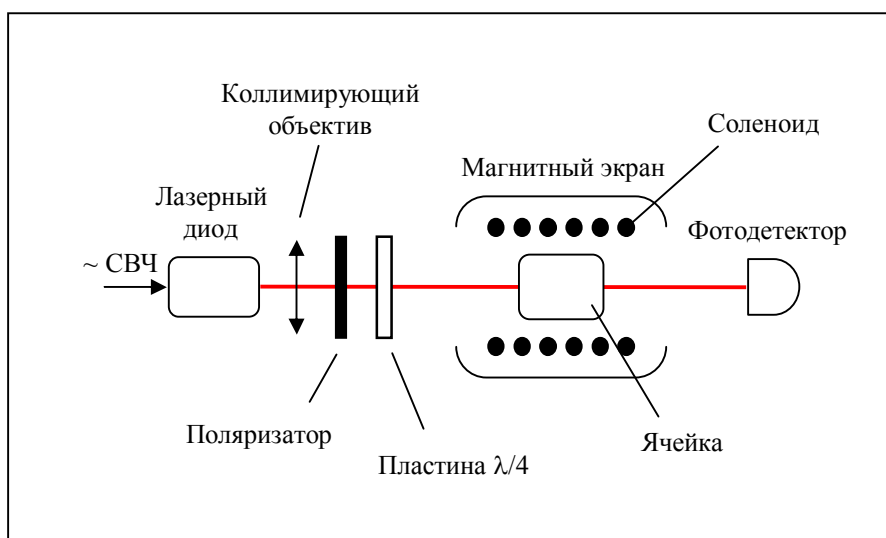


Рисунок 11 – Схема квантового дискриминатора

Блок питания квантового дискриминатора позволяет прецизионно контролировать ток инжекции и температуру лазерного диода, температуру ячейки с щелочным металлом. Поддержание тока инжекции и температуры лазера на заданном уровне обеспечивает необходимые выходные характеристики излучения полупроводникового лазера (уровень мощности, длину волны генерации), а поддержание температуры ячейки задает необходимый уровень поглощения излучения (от его величины напрямую зависят параметры КПН резонанса).

Для регистрации КПН-резонанса необходимы два оптических поля с высокой корреляцией частотных флуктуаций. В малогабаритных часах на основе КПН эффекта источник бихроматического поля должен содержать частотные компоненты, расстояние между которыми равно сверхтонкому расщеплению основного состояния щелочных металлов (9.2 ГГц для цезия). В изготовленном макете для этого использовался метод СВЧ-модуляции тока диодного лазера. В результате модуляции происходит по преимуществу частотная модуляция излучения лазера с небольшим вкладом амплитудной модуляции и в спектре лазера появляются боковые полосы, разделенные частотными интервалами кратными частоте модуляции.

В эксперименте по измерению стабильности частоты макета атомных часов для модуляции частоты использовались два генератора – лабораторный СВЧ генератор Agilent E8257C и генератор, управляемый напряжением (ГУН), от фирмы Minicircuits ZX95. Микроволновый сигнал для модуляции тока поступал в лазер по коаксиальному кабелю с медной оболочкой и смешивался с постоянным током на СВЧ адаптере Minicircuits ZFBT-6G (рисунок 12). Контроль спектра СВЧ генератора осуществлялся с помощью анализатора спектра Agilent E4405B.

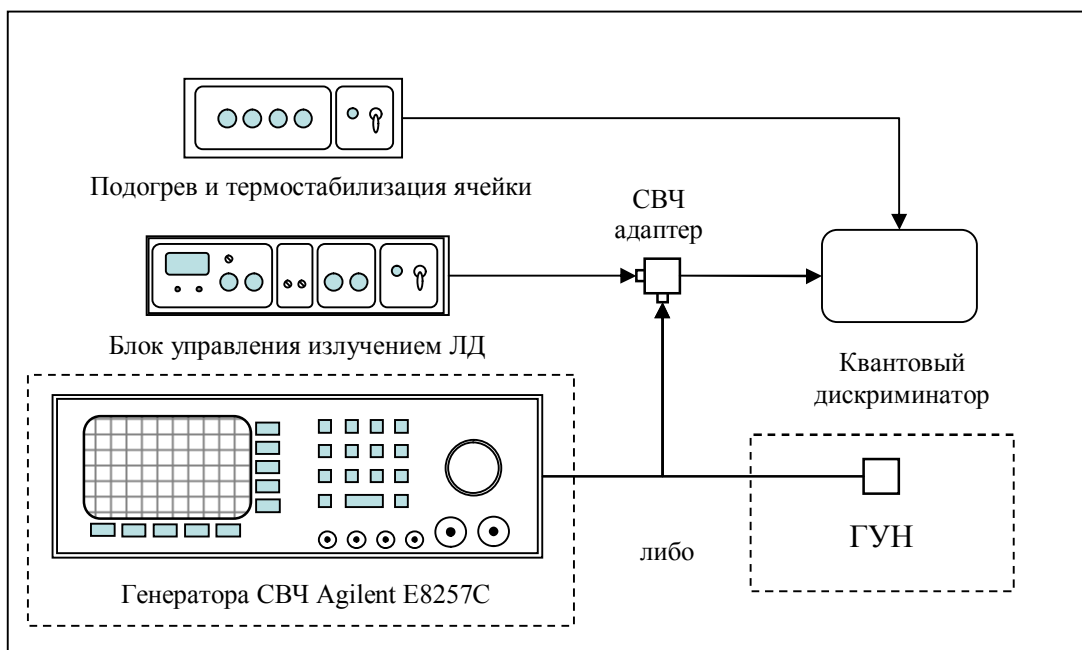


Рисунок 12 – Блок управления квантовым дискриминатором

Модуляция тока инжекции диодного лазера приводила к возникновению в спектре излучения боковых полос, причем частоты боковых полос первого порядка были резонансны переходам $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ и $F_g=4 \rightarrow F_e=4$ атома цезия, т.е. разность их частот соответствовала частоте сверхтонкого перехода атомов щелочного металла (рисунок 13).

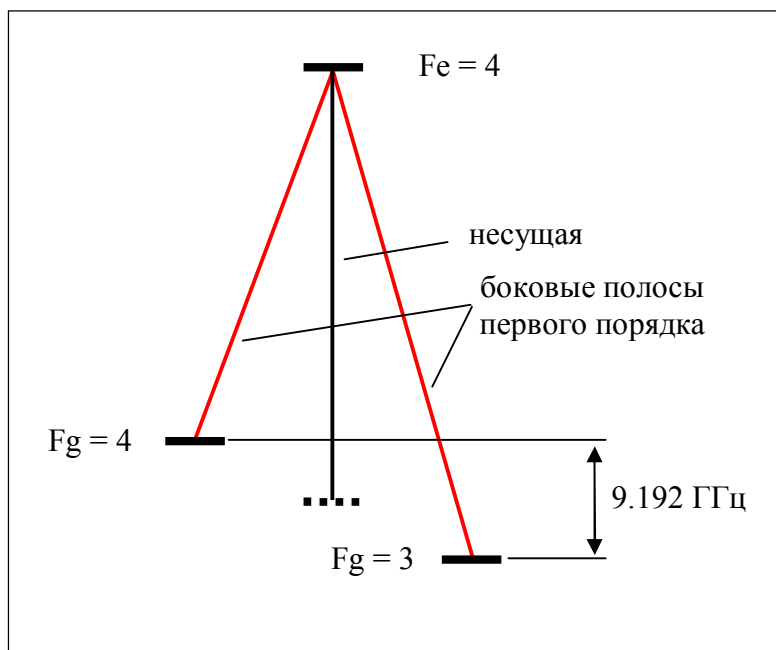


Рисунок 13 – Схема уровней атома цезия и переходы, возбуждаемые оптическим излучением (не в масштабе). $F_g=3,4$ – подуровни основного состояния, F_e – возбужденный уровень

Тонкая структура спектра лазера при модуляции тока инжекции контролировалась с помощью сканирующего конфокального интерферометра с областью свободной дисперсии 7,5 ГГц и разрешением 100 МГц. Он позволял сравнивать величины несущей и боковых полос, то есть эффективность модуляции. Излучение с таким спектром проходило через ячейку с парами цезия (рисунок 14) и формировало опорный КПН резонанс, регистрируемый фотоприемником (рисунок 15).

Сигнал, сформированный в квантовом дискриминаторе, поступал в блок стабилизации частоты. Этот блок состоял из двух синхронных детекторов, один из которых предназначался для стабилизации оптической частоты лазера по сигналу поглощения, а другой – для стабилизации частоты СВЧ генератора по опорному резонансу КПН. Каждый из блоков (в лабораторной маркировке - Lock-In 10 и Lock-In 003) состоит из источника питания, встроенного генератора треугольного сигнала, синусоидального опорного генератора, фазовращателя, аналогового перемножителя сигналов, ПИД-регулятора и выходного сумматора управляющих сигналов. Блоки выполнены по единой

электрической схеме и отличаются только частотами их опорных генераторов и, как следствие, полосой удержания регулируемого параметра в захвате. Блок с более высокой частотой модуляции (Lock-In 10) использовался для стабилизации несущей частоты диодного лазера, а с более низкой – для стабилизации частоты СВЧ поля.

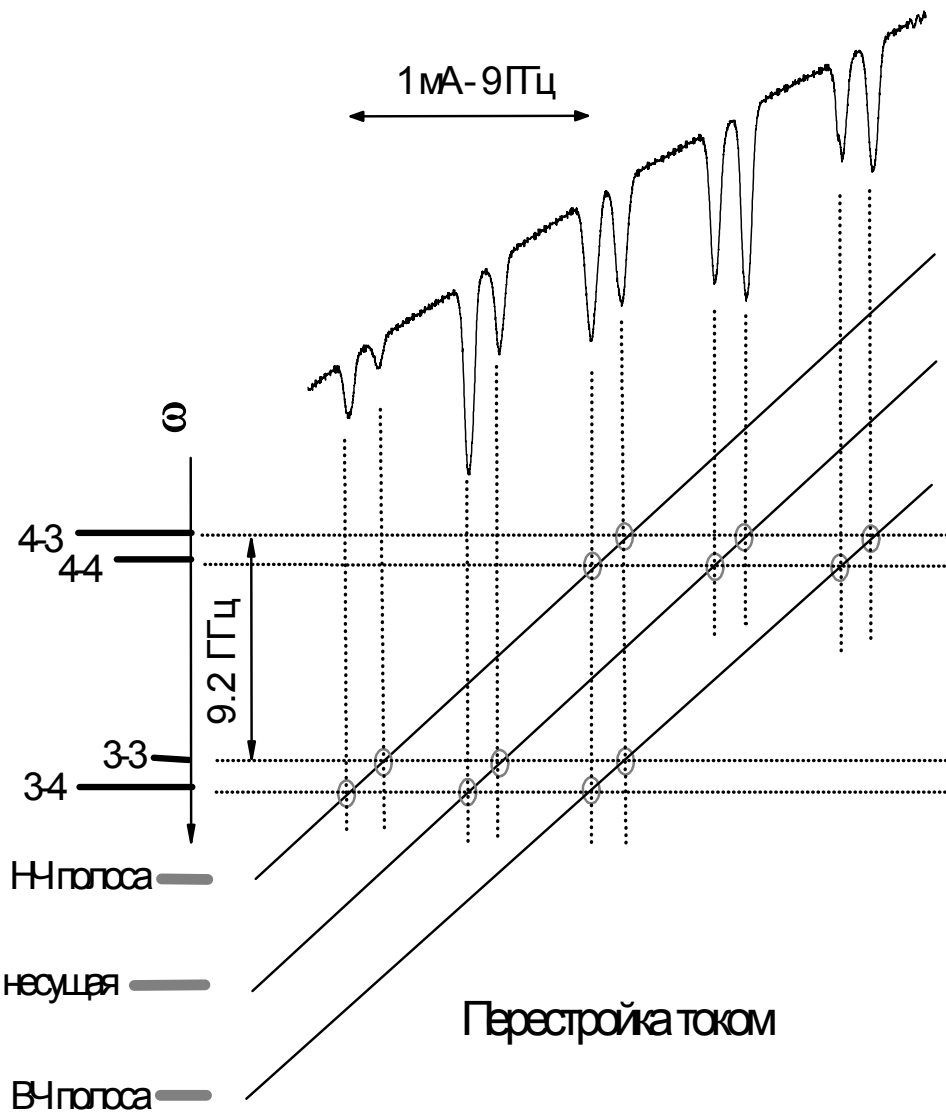


Рисунок 14 – Спектр пропускания ячейкой лазерного излучения в режиме СВЧ модуляции. В верхней части приведена зависимость пропускания трехчастотного лазерного поля ячейкой с парами Cs от тока накачки лазера при перестройке в области D_1 -линии. Внизу сплошными наклонными линиями показано изменение длин волн несущей и боковых полос. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют 4 компонентам D_1 -линии. Слева приведены их относительные интенсивности. Условия наблюдения КПН резонанса выполняются только для двух центральных пиков

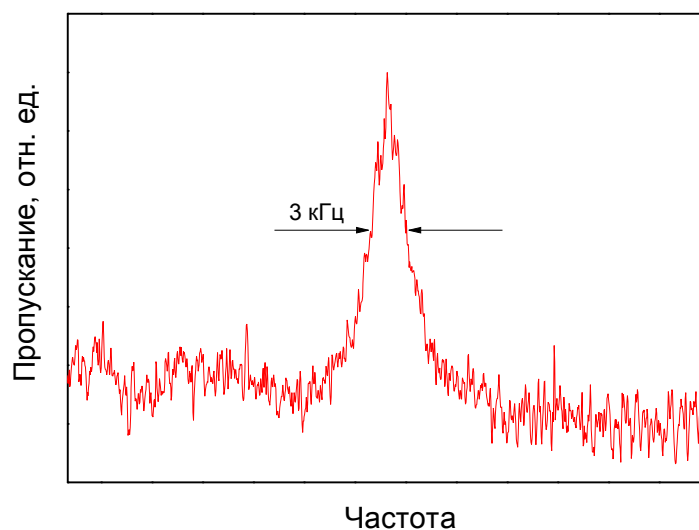


Рисунок 15 – Опорный КПН резонанс, наблюдавшийся в макете малогабаритных атомных часов. Ширина резонанса составляла 3 кГц, контраст – 5 %

Частоты модуляции отличаются приблизительно в 30 раз, что позволяет избежать перекрестного влияния блоков стабилизации друг на друга и, соответственно, на контролируемые ими параметры. Принцип работы блока стабилизации базируется на методе синхронного детектирования и подробно описан в отчете по третьему этапу работы. Частота модуляции для стабилизации частоты СВЧ генератора (≈ 300 Гц) выбрана так, чтобы она была меньше ширины КПН резонанса. Типичные значения его ширины для наших ячеек с щелочными металлами лежат в пределах 1 – 10 кГц, что и определило выбор. Частота для формирования сигнала ошибки и стабилизации оптических частот (несущей и боковых полос), как указывалось выше, должна сильно отличаться от частоты, используемой в первом синхронном детекторе. С другой стороны слишком высокая частота приведет к росту сопутствующей амплитудной модуляции из-за спада эффективности частотной модуляции в этом диапазоне. Этот спад в диапазоне 1-1000 кГц обусловлен инерционностью тепловых эффектов.

Для стабилизации оптической частоты сигнал ошибки, сформированный синхронным детектором, подавался в ток инжекции диодного лазера (в блок питания квантового дискриминатора). Для стабилизации СВЧ частоты использовалась возможность внешней коррекции частоты СВЧ генератора. Стабилизация СВЧ частоты осуществлялась следующим образом. В генераторе сигналов Agilent E8257C имеется встроенный опорный кварцованный осциллятор с возможностью регулировки его частоты с помощью внешнего напряжения. На основе 10 МГц сигнала этого генератора частотой 10 МГц формируется выходной сигнал СВЧ с частотой 4.596 ГГц, который используется для модуляции тока инжекции диодного лазера. Для стабилизации СВЧ частоты генератора сигнал ошибки от второго синхронного детектора подавался на вход встроенного кварцованного генератора. В случае, когда использовался генератор, управляемый напряжением, Minicircuits ZX95 сигнал ошибки подавался на предназначенный для этого внешний вход, который связан с внутренним колебательным контуром.

Измерения стабильности частоты макета проводились для двух различных случаев, отличавшихся выбором СВЧ генератора для модуляции частоты диодного лазера. Использование двух генераторов было обусловлено необходимостью сравнения стабильности частоты макета малогабаритных атомных часов в случае привязки к опорному КПН резонансу генератора СВЧ с хорошей и плохой стабильностью частоты.

В случае использования лабораторного генератора Agilent схема установки показана на рисунке 16. Упомянутый выше встроенный в СВЧ генератор Agilent E8257C опорный кварцованный генератор имеет внешний выход с частотой 10 МГц. Этот выход позволял измерять стабильность частоты генератора, привязанного к опорному КПН резонансу. Сигнал с частотой 10 МГц с генератора СВЧ смешивался с опорным сигналом с частотой 10.001 МГц от вспомогательного генератора сигналов Nameg HM8133 с помощью перемножителя сигналов Minicircuits ZLW-6. В результате перемножения получались два сигнала, на суммарной и разностной частоте (~1 кГц). При

помощи фильтра высоких частот сигнал с суммарной частотой отсекался, а сигнал с разностной частотой поступал на вход счетчика частоты Agilent 53132A. В сигнале с разностной частотой присутствовала информация об отклонении стабилизируемого генератора от заданной частоты. Измерение разностной частоты позволяло оценить стабильность малогабаритных атомных часов. Опорный сигнал был получен при помощи генератора сигналов Nameg HM8133.

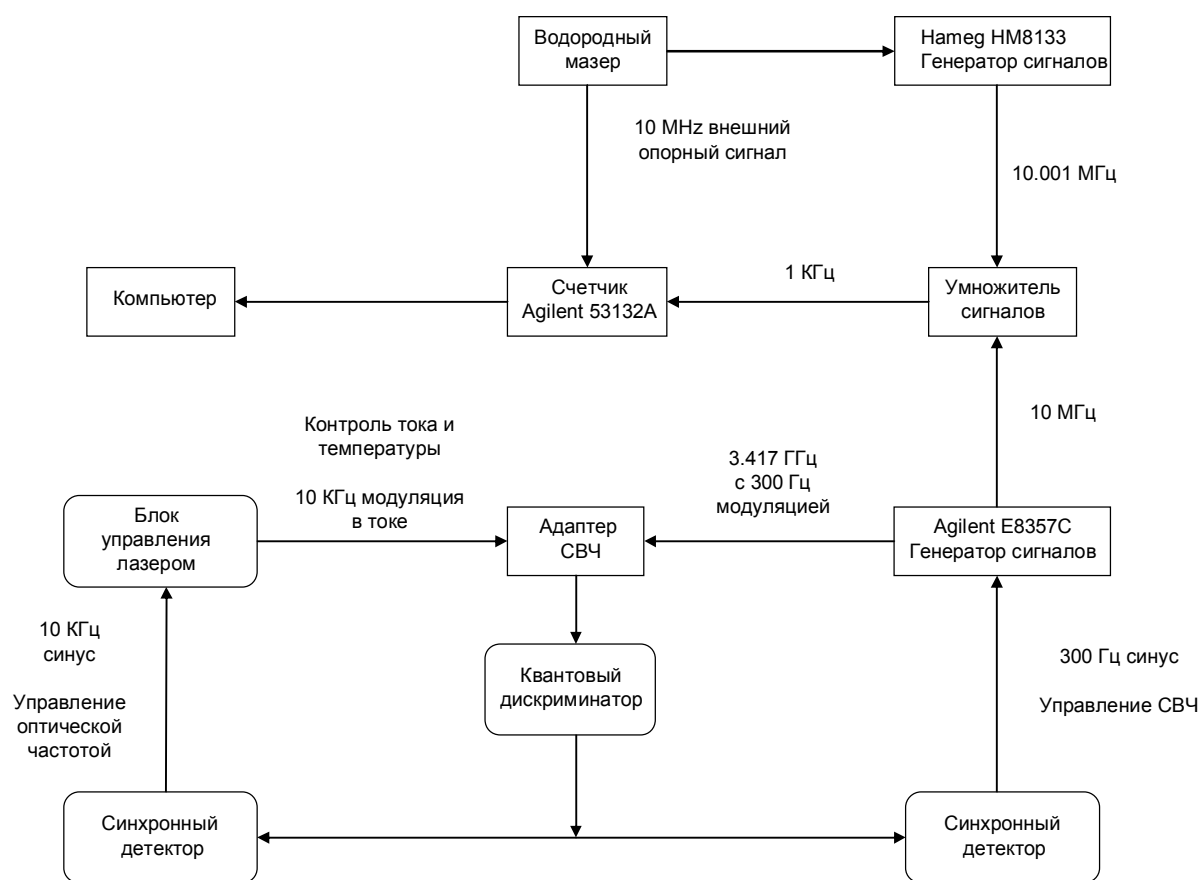


Рисунок 16 – Схема экспериментальной установки для измерения стабильности частоты макета малогабаритных атомных часов

Для исключения влияния флуктуаций частоты внутренних опорных сигналов вспомогательного генератора Nameg и счетчика частоты Agilent на измерение стабильности макета они привязывались к внешнему опорному сигналу 10 МГц от водородного мазера Время-Ч 006, стабильность которого составляла 2×10^{-15} за час. Счетчик Agilent 53132A стыковался с персональным

компьютером. Программа на компьютере позволяла вести постоянную запись частоты.

На рисунке 17 показаны графики зависимости среднеквадратичного отклонения частоты разностного сигнала вспомогательного генератора и генератора Agilent E8257C, от времени измерения. Нижняя кривая соответствует случаю, когда генератор СВЧ Agilent был привязан к внутреннему термостабилизированному кварцованному генератору. Верхняя кривая соответствует привязке генератора к опорному КПН резонансу.

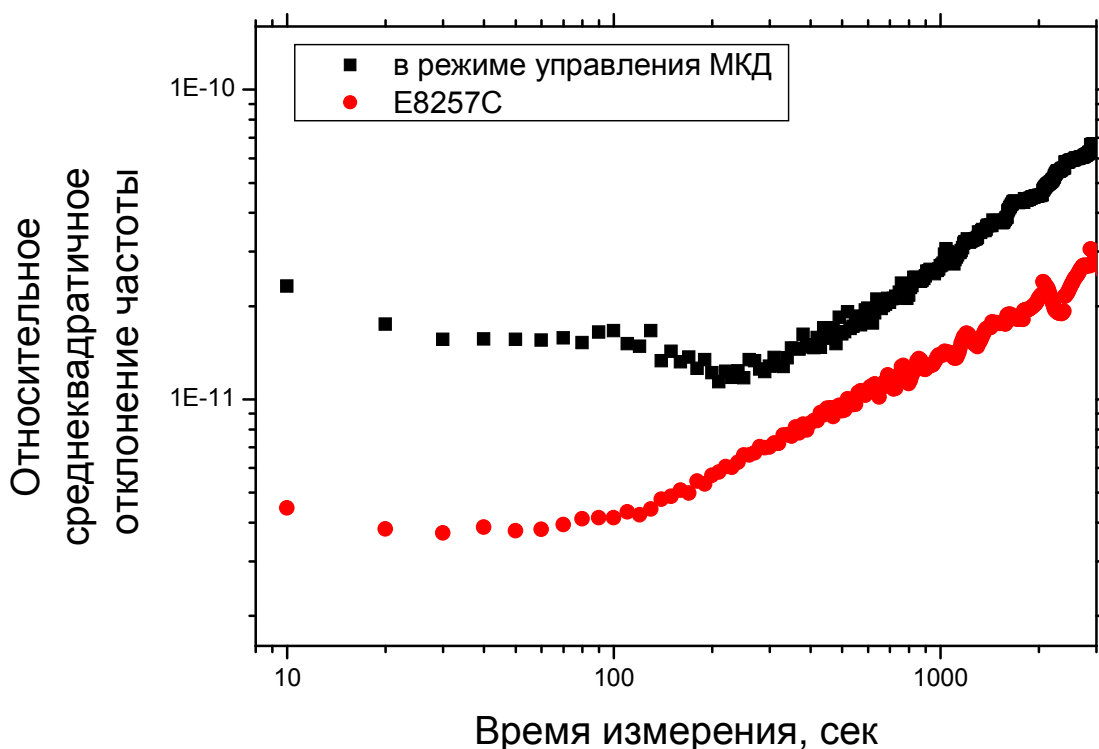


Рисунок 17 – Зависимость среднеквадратичного отклонения частоты разностного сигнала вспомогательного генератора и генератора Agilent E8257C, от времени измерения в режиме привязки к КПН резонансу и в режиме привязки к внутреннему кварцованному осциллятору

Из графиков видно, что в случае привязки генератора к опорному КПН-резонансу получается хуже, нежели в случае использования встроенного осциллятора.

В случае, когда по КПН резонансу стабилизировался генератор Minicircuits ZX95, управляемый напряжением (ГУН), схема установки отличалась только тем, что в качестве генератора опорного сигнала работал генератор Agilent, причем его частота устанавливалась так, чтобы разность частот двух генераторов составляла 50 кГц. Необходимость замены опорного генератора Nameg HM8133 на Agilent E8257C обусловлена тем, что диапазон работы первого из них ограничен частотой 1 ГГц.

На рисунке 18 показаны графики зависимости среднеквадратичного отклонения частоты разностного сигнала вспомогательного генератора и ГУН, от времени измерения. Нижняя кривая соответствует случаю, когда генератор, управляемый напряжением, был привязан к резонансу когерентного пленения населенностей, а верхняя кривая – свободному режиму работы генератора.

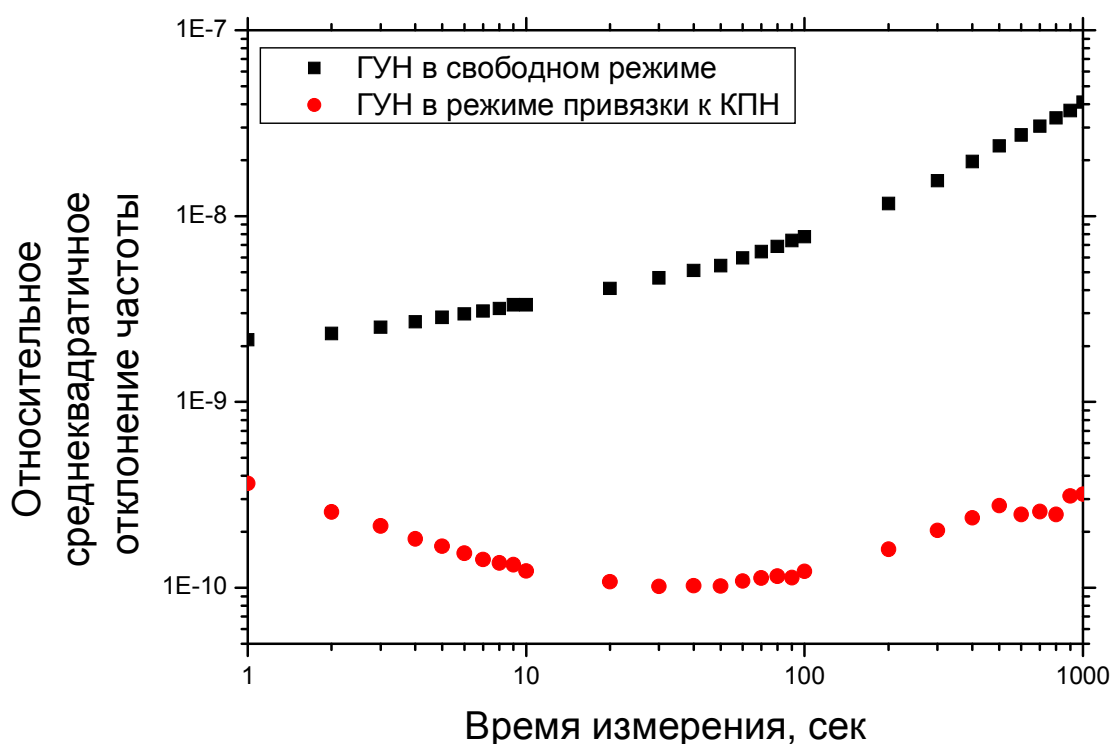


Рисунок 18 – Зависимость среднеквадратичного отклонения частоты разностного сигнала вспомогательного генератора и генератора управляемого напряжением Minicircuits ZX95, от времени измерения в режиме привязки к КПН резонансу (нижняя кривая) и в свободном режиме ГУН (верхняя кривая)

Из приведенного графика видно, что привязка генератора к КПН резонансу заметно улучшает стабильность его частоты. В области больших времен измерений основным фактором, влияющим на стабильность частоты, является изменение температуры воздуха в лаборатории. В течение рабочего дня изменение температуры может достигать величин порядка 10 градусов, что обусловлено отсутствием специальной системы поддержания температуры в лаборатории на заданном уровне. Стабильность частоты макета атомных часов в режиме привязки генератора к КПН резонансу при времени измерения 1 день составила: 1) для лабораторного генератора СВЧ Agilent E8257C – $\sim 1 \times 10^{-10}$, 2) для генератора, управляемого напряжением, Minicircuits – $\sim 5 \times 10^{-9}$. Воспроизводимость частоты от включения к включению также определялась температурным дрейфом и составила для лабораторного генератора СВЧ Agilent E8257C – $\sim 1 \times 10^{-10}$, а для генератора, управляемого напряжением, Minicircuits – $\sim 5 \times 10^{-9}$.

1.3 Сборка векторного магнитометра и исследования его основных характеристик

Большинство современных магнитометров рассчитаны лишь на измерение величины магнитного поля, но не его направления (например, SQUID-магнитометры [2] или магнитометры с оптической накачкой [3]). Ранее нами уже приводились теоретические основы векторной магнитометрии на основе резонансов КПН. В настоящем же отчете мы приводим схему разработанного магнитометра и некоторые результаты измерений с его помощью. Схема магнитометра показана на рисунке 19. Ток лазера с вертикальным резонатором (VCSEL) модулировался на частоте 6.8347 ГГц. При этом несущая составляющая излучения попадает в резонанс с переходом $5S_{1/2} F=2 \rightarrow 5P_{1/2} F'=1$ в атоме ^{87}Rb , в то время как боковая полоса находится в резонансе с переходом $5S_{1/2} F=1 \rightarrow 5P_{1/2} F'=1$. Отношением интенсивности несущей компоненты к интенсивности «боковой» компоненты можно было управлять, изменяя

мощность модулирующего сигнала, посылаемого на диодный лазер. Частота модуляции контролировалась специально изготовленным микроволновым источником с компьютерным управлением. В ходе измерений, представленных ниже, интенсивность боковой составляющей в спектре лазера контролировалась на уровне 60% от несущей составляющей, что позволило избавиться от сдвига частоты резонанса, линейного по интенсивности [4]. Мощность лазерного излучения составляла 120 мкВт, профиль пучка имел эллиптическую гауссовскую форму (1.8 на 1.4 мм). Ячейка, содержащая пары ^{87}Rb и буферный газ Ne, имела длину 75 мм и диаметр 22 мм. Температура поддерживалась равной 47.3 °С. Для контроля поляризации лазерного луча на входе в ячейку были помещены поляризационный делительный кубик (ПДК) и полуволновая пластинка, вращающая поляризацию в плоскости x - y . Угол поляризации ϕ определен как угол, между направлением вектора поляризации и вертикальной осью x .

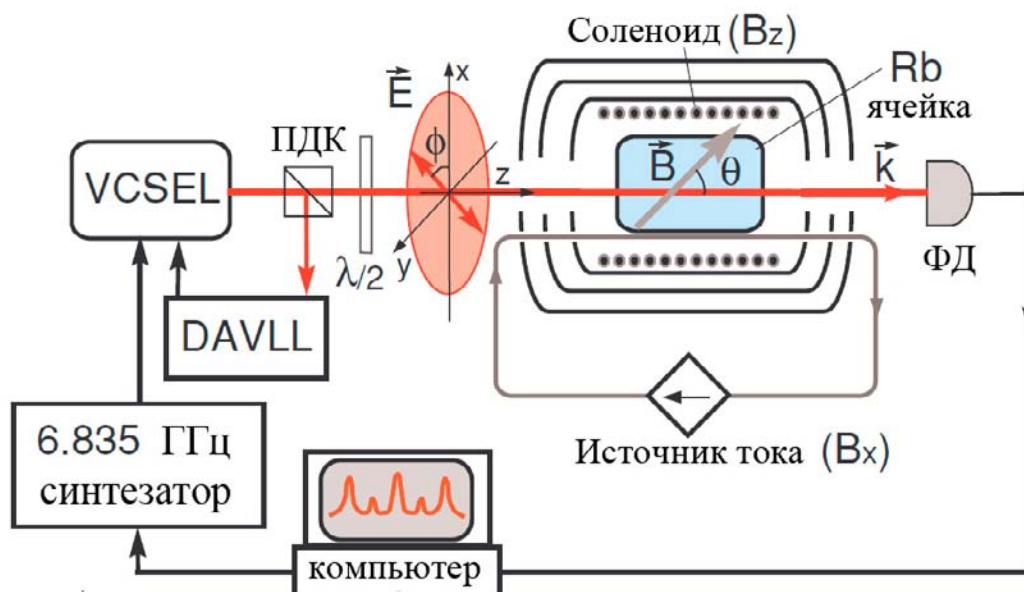


Рисунок 19 – Схематическое изображение векторного магнитометра

Внутри трехслойного магнитного экрана помимо ячейки с газом располагался также соленоид, создающий магнитное поле B_z , параллельное волновому вектору пучка. Параллельно распространению пучка был также расположен провод, позволяющий создавать ортогональную компоненту

магнитного поля B_x . Относительным изменением токов в соленоиде и линейном проводнике можно было изменять направление магнитного поля в кювете без изменения его величины. При этом зеемановское расщепление магнитных подуровней составляло 26 кГц.

Далее мы приводим результаты измерений пиков пропускания в сигнале поглощения ячейки, записанного как функция двухфотонной отстройки для различных ориентаций векторов \vec{k} и \vec{B} (т.е. при различных φ и θ – угол между осью z и направлением магнитного поля). Пример одного такого сигнала приведен на рисунке 20. Как видно из рисунка, сигнал имеет семь пиков электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), связанной с наступлением когерентного пленения населенностей, когда двухфотонная отстройка совпадает с соответствующим зеемановским расщеплением магнитных подуровней основного состояния.

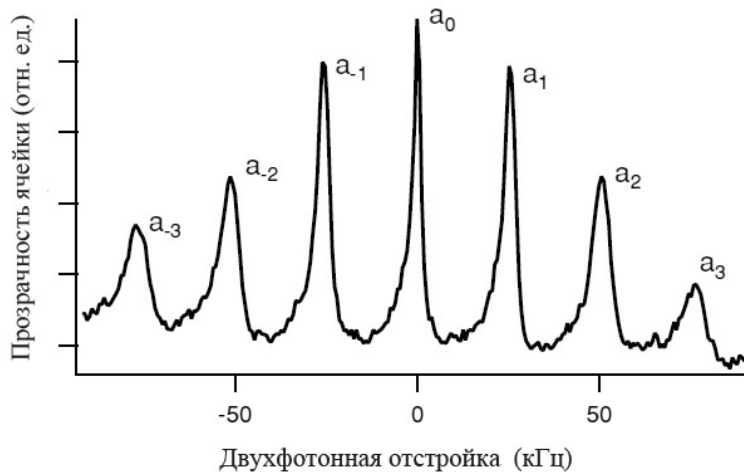


Рисунок 20 – Сигнал пропускания ячейки с парами ^{87}Rb и буферным газом Ne

На следующем рисунке приведены теоретические и экспериментальные зависимости амплитуд ЭИП пиков как функции угла φ при двух значениях угла θ . Наиболее яркие зависимости амплитуд пиков от ориентации поляризации света наблюдаются в случае $\theta=90^\circ$ ($\vec{B} \perp \vec{k}$). В соответствии с правилами отбора при $\vec{B} \parallel \vec{E}$ ($\varphi=0^\circ$) возможны только оптические переходы с сохранением проекции полного углового момента ($\Delta m=0$). Поэтому в сигнале появляются только a_{-2} и a_2 компоненты при соответствующих двухфотонных отстройках

$\Delta_{\text{HFS}} \pm 2g\mu_B B$ (где Δ_{HFS} – сверхтонкое расщепление, μ_B – магнетон Бора, g – фактор Ланде). Переход $F=1, m=0 \rightarrow F'=1, m=0$ запрещен в силу симметрии. В другой ситуации, при $\vec{B} \perp \vec{E} \perp \vec{k}$ ($\varphi=90^\circ$, $\theta=90^\circ$), происходят только переходы с $\Delta m=\pm 1$, что приводит к наблюдению трех пиков ЭИП с двухфотонными отстройками равными Δ_{HFS} и $\Delta_{\text{HFS}} \pm 2g\mu_B B$.

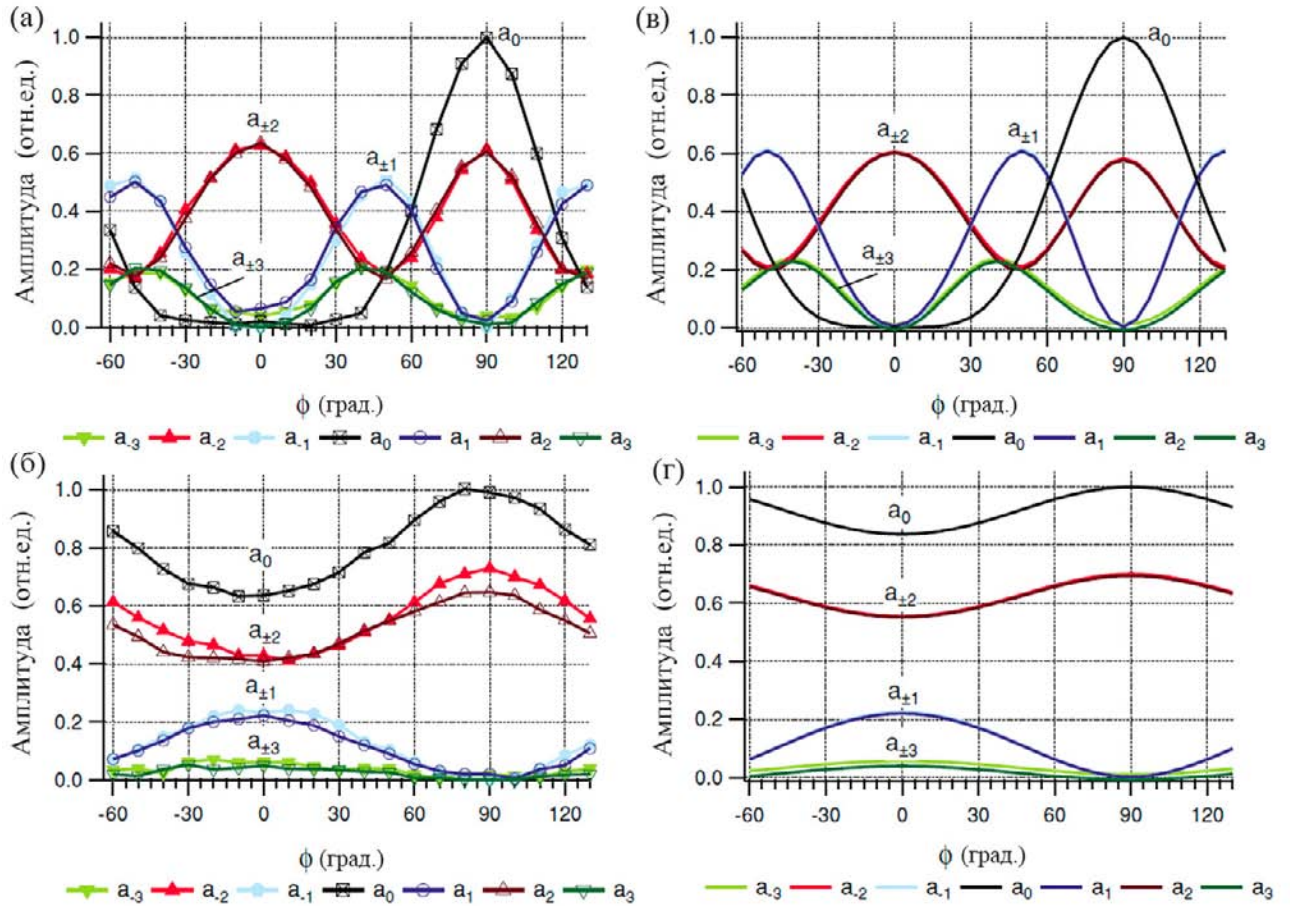


Рисунок 21 – Экспериментальные (а и б) и теоретические (в и г) зависимости амплитуд пиков электромагнитно-индуцированной прозрачности в сигнале прохождения ячейки с парами ^{87}Rb от ориентации вектора линейной поляризации светового пучка.

Верхний ряд для $\theta=90^\circ$, нижний – для $\theta=15^\circ$

Таким образом, исследуя положение экстремумов в приведенных зависимостях, можно определить плоскость, в которой находится вектор магнитного поля. Для окончательного определения направления магнитного поля, необходимо произвести два измерения, каждое из которых даст свою плоскость, в которой расположен вектор \vec{B} . Пересечением этих плоскостей и будет линия, вдоль которой лежит вектор магнитного поля.

2 Проведение патентных исследований

На четвертом (финальном) этапе нами был проведен патентный поиск по тематике ПНИР для определения уровня техники предполагаемого объекта патентования с целью выявления аналогов технического решения. Поиск, исследования и заключение выполнены в соответствии с требованиями ГОСТ Р15.011-96, установленными к патентным исследованиям.

В ходе выполнения работы были исследованы следующие информационные базы (БД): Российская полнотекстовая БД по изобретениям (RUPAT RUABRU, RUABEN), ретроспективная БД 1924-1993 г.г. (RUPAT_OLD) и БД полезных моделей (RUABU1); Европейская БД (esp@scenet); Евразийская БД (ЕАПАТИС); Японская БД (PAJ), БД США (uspto.gov). Были также рассмотрены различные материалы, опубликованные в научно-технической литературе.

Отчет о патентных исследованиях прилагается.

3 Разработка программы внедрения результатов ПНИР в образовательный процесс

По результатам исследований была составлена предварительная программа нового инновационного курса для студентов Физического факультета Новосибирского государственного университета. Название программы: «Современные тенденции развития лазерной метрологии: фундаментальные исследования и инновации». Основные моменты предлагаемой программы:

1. Новые направления в современной лазерной метрологии.

1.1. Обзор существующих стандартов частоты в радиочастотном и оптическом диапазонах. Фундаментальный и инновационный аспект лазерной метрологии.

1.2. Новые направления: миниатюрные атомные часы и магнитометры на основе эффекта когерентного пленения населенностей (КПН); первичные оптические стандарты, основанные на атомах, захваченных в оптическую решетку.

2. Миниатюрные атомные часы и магнитометры на основе КПН.

2.1. Чисто оптические методы возбуждения узкого радиочастотного резонанса. На чем основана возможность миниатюризации?

2.2. Научно-технический инновационный потенциал миниатюрных атомных часов и магнитометров.

2.3. Различные типы двухфотонных резонансов.

3. Основы теории эффекта КПН.

3.1. Понятие «темного» состояния при взаимодействии атома с резонансным электромагнитным полем.

3.2. Простейшая математическая модель при описании эффекта КПН (трехуровневая модель атома).

4. Поляризационный аспект эффекта КПН.

4.1. Учет вырождения энергетических уровней по проекции углового момента.

4.2. Выбор оптимальных поляризационных схем возбуждения КПН-резонанса.

5. *Оптические стандарты частоты.*

5.1. Сравнительный анализ характеристик уже существующих оптических стандартов (стандарты на одиночных ионах и на ансамбле свободных атомов).

Ион-атомное «соревнование».

5.2. Фемтосекундный комб-генератор как необходимый элемент оптических стандартов частоты.

6. *Методы лазерного охлаждения и захвата атомов.*

6.1. Магнито-оптическая ловушка как необходимый инструмент в современных стандартах частоты.

6.2. Лазерное охлаждение атомов: доплеровский температурный предел; методы суб-доплеровского охлаждения.

7. *Спектроскопические методы, применяемые в оптических стандартах для детектирования реперного резонанса.*

7.1. Метод одиночного светового импульса.

7.2. Метод Рамсея в разнесенных по времени световых импульсах.

8. *Оптические стандарты нового поколения.*

8.1. Идея оптической решетки на «магической» длине волны для сильно запрещенных оптических переходов в щелочноземельных атомах (компенсация полевого сдвига частоты перехода).

8.2. Зачем нужны оптические решетки (подавление эффектов отдачи и доплеровского сдвига частоты).

9. *Методы возбуждения сильно запрещенных оптических переходов.*

9.1. Возможность однофотонной спектроскопии для нечетных (с ненулевым спином ядра) изотопов щелочноземельных атомов.

9.2. Метод магнито-индуцированной спектроскопии для четных (с нулевым спином ядра) изотопов.

10. *Перспективы развития оптических стандартов частоты.*

10.1. Потенциально достижимые метрологические характеристики оптических стандартов, основанных на атомах в решетке. Возникающие при этом проблемы и способы их разрешения.

10.2. Разработка принципиально новых вариантов первичных оптических стандартов.

10.3. Инновационные применения оптических стандартов частоты в науке и технике.

Предполагается внедрить программу в образовательный процесс Физического факультета с первого семестра 2013 г. Программа рассчитана на магистрантов 5 и 6 курсов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итог проделанной работы. В ходе выполнения ПНИР был разработан и собран макет атомных часов с малогабаритным физическим дискриминатором на атомах цезия. В дискриминаторе использованы комплектующие отечественного производства: малогабаритная атомная ячейка с парами щелочного металла и буферного газа, специально созданные диодные лазеры с коротким резонатором ($\lambda=895$ нм). Были проведены исследования стабильности и воспроизводимости частоты атомных часов. Относительная нестабильность частоты при времени измерения 1 час составила $5 \cdot 10^{-11}$. Энергопотребление диодного лазера не превышает 15 мВт, энергопотребление по цепи стабилизации температуры лазера составило 90 мВт. Полное энергопотребление физического дискриминатора вместе с мощностью, расходуемой на разогрев ячейки с парами цезия, составило 140 мВт. Избыточное энергопотребление малогабаритного дискриминатора связано с необходимостью установки контактной пластины диодного лазера в массивный корпус – держатель СВЧ разъема. Это ограничение не является принципиальным и при переходе к согласованию СВЧ тракта с лазером полосковой линией будет устранена. Полный объем дискриминатора (без защитного корпуса) составляет 3 см^3 .

Нами также проведен анализ световых сдвигов в случае воздействия полихроматического излучения, генерируемого лазером в режиме сверхвысокочастотной модуляции тока, на трехуровневую атомную систему, в которой формируется опорный резонанс когерентного пленения населенностей. Предложены три способа ослабления оптических сдвигов: первый способ универсален и хорошо известен – это уменьшение интенсивности лазерного поля (возможности его использования ограничены малыми размерами макета атомных часов, и в частности размерами квантового дискриминатора и ячейки). Второй способ основан на оптимальном выборе индекса модуляции тока

лазера, когда перекрестные сдвиги и сдвиг от несущей компенсируются сдвигом от боковых полос высших порядков. Третий способ предполагает использование чисто двухчастотного поля с оптимальным подбором отношения интенсивностей компонент.

Основным внешним фактором, влияющим на стабильность частоты макета атомных частот, является температура окружающей среды. Ее влияние сводится к температурному сдвигу опорного СВЧ резонанса из-за недостаточно точного подбора состава смеси буферных газов в резонансных ячейках. Показано, что факторами, ограничивающими кратковременную и долговременную стабильность являются: относительно невысокая эффективность СВЧ модуляции из-за отсутствия согласования СВЧ тракта непосредственно с диодным лазером, приводящая к увеличению фоновой засветки несущей в оптическом спектре и уменьшению контраста опорного резонанса; избыточные шумы диодных лазеров; изменение эффективности СВЧ модуляции из-за зависимости импеданса лазера от температуры.

Сравнивая разработки данной работы с имеющимися в мире, можно сказать, что продемонстрированная стабильность частоты СВЧ генератора, управляемого малогабаритным квантовым дискриминатором, оказалась на порядок выше, чем у прецизионного термокомпенсированного кварцевого генератора компании «Морион», энергопотребление которого, к тому же, более чем на порядок превышает потребление нашей разработки.

На финальном этапе мы провели экспериментальные исследования параметров резонансов электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), образующихся при сканировании двухфотонной отстройки в присутствии магнитного поля. Было показано, что по поведению амплитуд семи пиков ЭИП можно извлечь полную информацию о магнитном поле (величине и направлении).

Следует отметить широкую область применения полученных результатов. В частности, миниатюрность и малое энергопотребление разработанных атомных часов, работающих на основе эффекта когерентного пленения

населенностей, безусловно, могут быть использованы в тех образцах вооружения и военной техники, функциональные качества которых напрямую зависят от стабильности, помехозащищенности, виброустойчивости и мобильности встроенных частотных реперов, синхронизирующих их работу с орбитальными, морскими, наземными или другими мобильными устройствами. Разработанный миниатюрный магнитометр с хорошим пространственным разрешением и высокой чувствительностью может в дальнейшем использоваться в мобильных устройствах, используемых, например, в геологической разведке полезных ископаемых, в различных медицинских приложениях.

ИТОГИ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЕКТА

Основная цель проекта, которая заключалась в практической реализации атомного стандарта частоты и магнитометра нового поколения, требовала решения ряда принципиальных физических и технических задач. Эти задачи были успешно решены в ходе работ по проекту. Основными задачами ПНИР являлись: 1) экспериментальное исследование резонансов когерентного пленения населенностей, возбуждаемые в парах рубидия полупроводниковыми лазерами; 2) развитие теории резонансов когерентного пленения населенностей (КПН), адекватно учитывающей сложную сверхтонкую и зеемановскую структуру энергетических уровней реальных атомов, поляризацию электромагнитных волн, различные модели релаксационных процессов, при разнообразных схемах возбуждения двухфотонных резонансов частотно модулированным лазерным излучением; 3) выбор оптимальной схемы возбуждения КПН-резонансов; 4) создание лабораторных образцов малогабаритных атомных часов и векторного магнитометра.

Теоретический анализ был основан на современном квантовомеханическом аппарате, включающем уравнение Шредингера и уравнение на матрицу плотности атома с привлечением квантовой теории углового момента. В ходе работы были предложены различные схемы возбуждения КПН резонансов для использования их в миниатюрных атомных часах. На основе детального изучения поведения характеристик КПН резонансов в их зависимости от интенсивности, поляризации и спектрального состава лазерного излучения, давления и состава буферного газа, антирелаксационного покрытия был выбран оптимальный вариант схемы возбуждения.

В ходе проекта были развиты общие принципы атомной векторной магнитометрии, основанной на высококонтрастных резонансах электромагнитно-индуцированной прозрачности в линейно поляризованном

поле. Эти принципы следуют общей симметрии задачи и справедливы для произвольных атомов, переходов и спектрального состава линейно поляризованной волны (включая монохроматический свет). Компас предполагает использование двух непараллельных лазерных пучка для измерения направления магнитного поля в трех измерениях. Предложенный метод имеет большой потенциал для достижения высокой чувствительности к направлению магнитного поля. В отличие от других схем векторных магнитометров, предложенная схема не зависит от полноты математической модели работы магнитометра и предоставляет прямую возможность отыскания направления магнитного поля с высоким угловым разрешением.

Для обеспечения практического решения поставленных задач в лаборатории был разработан набор электронных схем, объединенных в универсальном контроллере рабочих параметров инжекционного лазера. Он включает в себя сетевой блок питающих напряжений, источник тока, два идентичных, но независимых контура термостабилизации, генератор треугольного сигнала и парафазный усилитель высокого напряжения. Значение некоторых рабочих параметров контроллера отображается стрелочным индикатором на его лицевой панели. Кроме того, были исследованы ячейки, наполненные насыщенными парами рубидия и буферным газом, с антирелаксационным покрытием внутренних стенок. Использование буферного газа и специального покрытия стенок ячейки помогли добиться оптимальной ширины и амплитуды опорного СВЧ резонанса.

Стоит особо отметить большую роль молодых ученых-участников проекта, внесших определяющий вклад в научные исследования. Общение и обмен опытом между приглашенным исследователем Зибровым А.С. и молодыми учеными, несомненно, повысил их профессиональные навыки. Кроме того, успешная реализация проекта была бы невозможна без особой объединяющей и координирующей работы приглашенного исследователя. Благодаря Зиброву Александру Сергеевичу, ведущему сотруднику Гарвардского университета, проект был исполнен на высоком научном уровне.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения. М.: Физматлит, 2009. 512 с.
2. Clarke J. SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication, and Applications / edited by H. Weinstock // Kluwer Academic. – The Netherlands. – 1996. P.1–62.
3. Alexandrov E.B., Bonch-Bruевич V.A. Optically pumped atomic magnetometers after three decades // Opt. Eng. – 1992. – V.31. – P.711–717.
4. Zibrov S.A., Novikova I., Phillips D.F., Walsworth R.L., Zibrov A.S., Velichansky V.L., Taichenachev A.V., Yudin V.I. Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks // Phys. Rev. A. – 2010. – V.81. – P.013833.