

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Крючков Денис Сергеевич

**Компактные стабилизированные лазерные системы для транспортируемых  
оптических часов и прецизионной интерферометрии**

Специальность 1.3.19 –  
Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Хабарова Ксения Юрьевна

Москва – 2024

## Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Разработка и исследования компактного высокодобротного оптического резонатора Фабри-Перо на длине волны 1550 нм .....	18
1.1. Разработка геометрии тела резонатора.....	22
1.2. Разработка и создание высокоотражающих зеркал .....	26
1.3. Разработка вакуумной камеры и системы подвеса .....	32
1.4. Исследование термооптических эффектов в компактном высокодобротном оптическом резонаторе.....	35
1.5. Моделирование деформации зеркал в присутствии постоянного нагрева циркулирующим излучением .....	46
1.6. Создание и исследование компактной стабилизированной лазерной системы	56
1.7. Основные результаты Главы 1 .....	66
Глава 2. Прецизионная интерферометрия с использованием стабилизированной лазерной системы .....	68
2.1. Общие принципы измерения линейных смещений при помощи лазерных интерферометрических систем.....	69
2.2. Разработка и сборка оптоэлектронной схемы гетеродинного интерферометра.....	71
2.3. Разработка и сборка вакуумной камеры для гетеродинного интерферометра.....	76
2.4. Прецизионное измерение линейных смещений на гетеродинном интерферометре.....	77
2.5. Транспондерная схема лазерного гетеродинного интерферометра	88
2.6. Основные результаты Главы 2. ....	99

Глава 3. Транспортируемые оптические часы на одиночном ионе иттербия-171 в радиочастотной ловушке Пауля.....	101
3.1. Конструкция созданных оптических часов.....	103
3.2. Волоконная фемтосекундная гребенка оптических частот.....	106
3.3. Опорная ультрастабильная лазерная система на длине волны 1550 нм .....	109
3.4. Исследование стабильности выходного сигнала оптических часов .....	112
3.5. Основные результаты Главы 3 .....	115
Заключение .....	117
Благодарность.....	119
Список литературы .....	120

## Введение

Диссертационная работа посвящена исследованиям, направленным на компактизацию лазерных систем с активной стабилизацией частоты излучения по высокочастотным опорным оптическим резонаторам Фабри-Перо на длине волны телекоммуникационного диапазона. Компактные высокостабильные лазерные системы необходимы для использования в составе транспортируемых оптических часов, в задачах прецизионной интерферометрии, передачи ультрастабильных сигналов на оптической несущей по волоконным и открытым каналам, сенсорике. В работе исследованы эффекты, проявляющиеся при уменьшении длины опорного оптического резонатора и соответствующем увеличении интенсивности циркулирующего излучения; создан и исследован гетеродинный лазерный интерферометр для прецизионного измерения линейных смещений с точностью, достаточной для современных гравиметрических миссий; исследовано использование независимой опорной компактной ультрастабильной лазерной системы на телекоммуникационной длине волны в составе оптических часов на одиночном ионе иттербия-171 в радиочастотной ловушке для обеспечения высокой кратковременной стабильности и непрерывности синтеза выходного радиочастотного сигнала, перспективной компактизации и повышения надежности используемых лазерных систем.

**Актуальность темы исследования:** Внимание к стабильности частоты излучения лазерных источников возникло и стало расти практически сразу вместе с открытием принципа лазерной генерации и определением предела Шавлова-Таунса [1] в 1958-м году и созданием первых типов лазеров: твердотельного [2] и первого непрерывного – газового – [3] в 1960-м; полупроводникового, функционирующего при криогенных температурах – в 1962-м. Уже тогда становилось понятно, что задачи метрологии времени и пространства,

телекоммуникации и удаленного зондирования уже в скором времени будут в числе основных, стоящих перед создаваемыми и разрабатываемыми лазерными системами. В 1965-м году наиболее стабильными по частоте были газовые лазеры [4], сами по себе обладающие низким фундаментальным пределом Шавлова-Таунса, а их доминирующие технические шумы могли быть последовательно устранены, в том числе – добавлением обратной связи – стабилизацией по контуру усиления, по провалу Лэмба. Следующей важной идеей, получившей свои четкие очертания в 1968-м, стало более последовательное формулирование методов стабилизации с использованием контура усиления и с использованием внешнего частотного дискриминатора – атомного или молекулярного облака/пучка [5], [6], внешнего интерферометра Фабри-Перо [7]. В том же 1968-м была окончательно сформирована идея, что ключевым направлением развития метрологии времени и частоты будет являться переход к оптическим стандартам частоты, требующим высокостабильных лазерных источников [8], в качестве основного инструмента все еще рассматривались стабилизированные газовые лазеры.

В 1970-м году еще одним важнейшим шагом к текущему статусу стабилизированных лазерных систем стало создание лазерных диодов, способных работать при комнатных температурах [9], что впоследствии позволит создавать более компактные лазерные источники в более широком диапазоне длин волн. Чуть позже благодаря этому активное развитие получили твердотельные лазеры, для накачки которых стало возможно использовать более эффективные диоды и диодные линейки. Это привело к созданию непрерывных спектрально-узких твердотельных лазерных источников с диодной накачкой [10]. К тому же, в 1978-м году был предложен метод оптической обратной связи [11], позволивший создавать диодные лазеры с внешним резонатором, которые до сих пор являются незаменимым инструментом прецизионной спектроскопии. Такие источники имеют «врожденный» механизм частотной перестройки в широком диапазоне длин волн и полосе частот с помощью модуляции тока накачки и изменения длины резонатора, что является необходимым для создания активной обратной связи.

Стоит отметить, что примерно в это же время появляются первые запросы и проекты по созданию высокостабильных лазерных систем для использования в космосе. Так, в начале 1980-х появилась программа исследования тропосферы, которую проводил Исследовательский центр Лэнгли НАСА [12]. Была создана программа SUNLITE - Stanford University NASA Laser in-space Technology Experiment, одной из задач которой являлась разработка высокостабильного и надежного лазерного источника для длительной эксплуатации в космосе и решения задач удаленного зондирования атмосферы, оптической связи в космосе, передачи сигналов времени между спутниками GPS, создания прецизионного лазерного лидара [13].

Примерно в то же время – в 1983-м – был разработан фазово-модуляционный метод Паунда-Драйвера-Холла [14] активной стабилизации частоты лазерного источника к вершине пика пропускания внешнего опорного интерферометра Фабри-Перо, который окончательно определит облик подавляющего большинства высокостабильных лазерных систем вплоть до текущего времени.

На данный же момент стабилизированные лазерные системы, обладающие субгерцовой спектральной шириной линии излучения, являются наиболее актуальным инструментом в прецизионной спектроскопии, и множестве других задач современной науки, носящих фундаментальный и прикладной характер. Наиболее яркими из их числа являются определение зарядового радиуса протона [15], поиск дрейфа постоянной тонкой структуры [16], [17], детектирование гравитационных волн [18], [19], тесты Лоренц-инвариантности [20]. Особо стоит отметить, что ультрастабильная лазерная система является неотъемлемой составной частью любых современных оптических часов: принцип их работы заключается в подстройке частоты излучения такого лазера к частоте спектрально узкого «часового» перехода ансамбля лазерно-охлажденных атомов или одиночного иона [21], [22]. В этом случае шумовые характеристики лазерной системы определяют стабильность оптических часов на коротких временах (время

подготовки ансамбля атомов/одионочного иона, порядка 0,1-5 секунд) и могут ограничивать стабильность на больших временах вследствие эффекта Дика [23].

Лазерные системы с малой спектральной шириной линии также могут быть использованы для точной передачи сигналов оптической частоты и времени по волоконным линиям или открытым каналам [24], [25], [26]. Возможность передачи высокостабильных сигналов частоты на дальние расстояния открывает новые перспективы в навигации и картографировании гравитационного потенциала [27]. К тому же, активно развивается ряд современных и ярких задач, включающий в себя задачи сенсорики – когерентной рефрактометрии [28] и дальнометрии, прецизионной интерферометрии для релятивистской геодезии [29]. Данные задачи требуют использования компактных, технологичных и надежных стабилизированных лазерных систем для использования в условиях вне лаборатории.

Оптические часы уже занимают важное место и в нашей повседневной жизни. Они участвуют в формировании и поддержании национальных шкал времени (UTC, TAI), играют решающую роль в коммуникационных технологиях, обеспечивают синхронизацию геометрически разнесенных процессов, обеспечивают глобальные навигационные спутниковые системы опорными сигналами. Во многом к этому привело создание фемтосекундных гребенок оптических частот [30], возможность переноса стабильности оптических часов в радиодиапазон позволила повысить вклад оптических часов в национальные шкалы времени до уровня, сравнимого с радиочастотными Cs фонтанами, активными водородными мазерами.

Отдельно в качестве перспективной области применения высокостабильных лазерных источников можно выделить проверку современных физических теорий: так, сличение двух оптических часов может использоваться для измерения возможного дрейфа постоянной тонкой структуры и поиска ее осцилляций [31]. По одной из теоретических моделей эти изменения могут быть вызваны скалярными полями темной материи: в их присутствии возникают топологические дефекты

массы, проявляющиеся в виде вариаций фундаментальных мировых констант — постоянной тонкой структуры  $\alpha$ , массы электрона  $e$  и отношения масс протона и электрона [32].

Оптические часы до недавнего времени являлись весьма сложными, чувствительными и габаритными научными установками, однако на данный момент задача построения оптических реперов частоты с неточностью и нестабильностью на уровне единиц шестнадцатого знака уже имеет более технический, нежели научный характер: существуют коммерчески доступные наборы компонентов для создания оптических реперов частоты [33] и готовые решения для программно-аппаратных комплексов управления ими [34]. Всё больший акцент делается на создание транспортируемых и бортовых [35], [36], [37], [38] реперов и стандартов частоты, основанных на прецизионной спектроскопии ансамблей ультрахолодных атомов и одиночных ионов в ловушках.

Существенный прогресс в лазерных технологиях, создание надежных полностью волоконных оптических частотных гребенок, значительные успехи в удержании и лазерном охлаждении атомов и ионов, а также новые идеи способов минимизации вклада систематических частотных сдвигов создали условия для создания относительно компактных и надежных систем. Яркими успехами последнего десятилетия является разработка ряда транспортируемых оптических часов [39], [40], [41], которые демонстрируют значительно лучшие характеристики, чем их ближайшие конкуренты: активные водородные мазеры и мобильный цезиевый фонтан FOM1 [42]. Переносные системы открыли путь для новых применений, например, релятивистской геодезии [43], [44]. Токийские эксперименты с двумя переносными оптическими часами на нейтральных атомах стронция в оптической решетке [40] уже продемонстрировали уровень точности, сопоставимый с лучшими традиционными геодезическими методами. Совсем недавно красное гравитационное смещение частоты на масштабах порядка размера атомного облака в оптической решетке было измерено оптическими часами на нейтральных атомах стронция в JILA, США [43], [45].



Такие успехи вывели транспортируемые оптические часы в ряд самых чувствительных квантовых сенсоров, наиболее привлекательных для дальнейшего тестирования общей теории относительности. Несколько научных групп проводят активные исследования для создания все более компактных и надежных оптических часов, подходящих для использования вне лабораторных условий. Так, группа из PTB, Германия, продемонстрировала транспортируемые оптические часы на нейтральном атоме стронция в оптической решетке, обладающие неопределенностью  $7,4 \times 10^{-17}$  [37], [45]. Эта система была использована для первых в мире измерений, направленных на определение гравитационного красного сдвига частоты между лабораторными часами в INRIM (Турин, Италия) и транспортируемыми оптическими часами, перевезенными в лабораторию в Модане, Франция [43]. Группа из RIKEN, Япония, сообщила о разработке мобильных оптических часов на основе лазерно-охлажденных атомов стронция в оптической решетке с относительной неопределенностью  $5,5 \times 10^{-18}$ , «атомная» часть которых была поднята на Токийскую башню для измерения гравитационного красного сдвига [40].

Таким образом, постоянное развитие уже существующих областей применения ультрастабильных лазерных систем и активное появление фундаментальных и прикладных задач для систем в транспортируемом и бортовом исполнении накладывает все более и более строгие требования на их компактность, мобильность и удобство эксплуатации, причем, как самих систем, так и устройств, в составе которых они используются.

**Целью** данной работы является разработка и исследование компактных лазерных систем с активной стабилизацией частоты излучения по внешнему высокочастотному оптическому резонатору Фабри-Перо, исследование перспектив их использования в качестве опорных высокостабильных источников в задачах прецизионной интерферометрии и создания транспортируемых оптических часов для фундаментальных и прикладных применений.

Для достижения этой цели было необходимо решение ряда **научных задач**:

1. Разработать и создать 20-мм высокодобротный резонатор Фабри-Перо, обеспечивающий существенное снижение объема и массы вакуумной камеры, для перспективного использования в компактной стабилизированной лазерной системе.

2. Исследовать особенности и эффекты, вклад которых в относительную нестабильность длины резонатора существенно возрастает при уменьшении длины опорного резонатора и соответствующем росте интенсивности внутрирезонаторного излучения на зеркалах.

3. Разработать, создать и исследовать гетеродинный лазерный интерферометр на длине волны 1550 нм для прецизионного измерения линейных смещений, собственные шумы которого соответствуют требованиям современных гравиметрических миссий, а длина измеряемой трассы может быть масштабирована до требований реальных космических экспериментов.

4. Разработать, создать и исследовать оптический генератор частоты на одиночном ионе иттербия-171 в радиочастотной ловушке Пауля, в котором независимая компактная опорная ультрастабильная лазерная система на длине волны 1550 нм используется для повышения надежности и перспективного упрощения оптической схемы оптических часов.

#### **Научная новизна:**

1. Впервые экспериментально исследован эффект термооптической бистабильности на длине волны ближнего ИК диапазона в компактном высокодобротном резонаторе Фабри-Перо. Определена чувствительность частоты моды резонатора к интенсивности внутрирезонаторного излучения на зеркалах, постоянная времени теплового отклика зеркал.

2. С помощью численного моделирования термомеханических процессов впервые предсказан эффект смещение точки нулевого коэффициента теплового

расширения опорного резонатора в зависимости от циркулирующей в нем мощности для многослойных высокоотражающих зеркал со сверхнизкими потерями на подложках из стекла со сверхнизким коэффициентом теплового расширения Corning ULE и подложках из стекла КУ-1.

3. Впервые предложена и реализована схема построения транспортируемых оптических часов на одиночном ионе иттербия-171 в радиочастотной ловушке Пауля, в которой опорная ультрастабильная лазерная система на длине волны 1550 нм используется для стабилизации многоканального фемтосекундного синтезатора оптических частот, реализующего локальную стабилизацию частот всех используемых лазерных систем и синтез выходного сигнала.

### **Практическая значимость**

Созданная компактная стабилизированная лазерная система может быть использована в задачах передачи ультрастабильных сигналов времени и частоты на оптической несущей для удаленного сличения оптических реперов частоты, задачах прецизионной дальнометрии, сенсорики.

Результаты исследования термооптической бистабильности в компактном резонаторе на длине волны 1550 нм могут быть использованы для создания оптических логических устройств и должны учитываться при разработке оптических резонаторов для применения в оптических стандартах частоты, времени и длины, экспериментах по высокоточной лазерной спектроскопии и интерферометрии.

Учет эффекта смещения точки нулевого коэффициента теплового расширения в зависимости от заводимой в резонатор мощности излучения необходим для последовательной метрологической характеристики лазерных систем со стабилизацией по компактным оптическим резонаторам, обладающим высокой интенсивностью циркулирующего излучения на зеркалах.

Созданный лазерный гетеродинный интерферометр доказывает работоспособность используемых методов и достижимость чувствительности,

необходимой для работы гравиметрической космической группировки, результаты его исследования могут лечь в основу для подготовки современных миссий релятивистской геодезии.

Предложенная схема построения транспортируемых оптических часов со стабилизацией фемтосекундного синтезатора оптических частот, реализующего локальную стабилизацию используемых лазерных систем по независимой опорной ультрастабильной лазерной системе, позволяет упростить оптическую схему, повысить компактность, обеспечить большую надежность, отказоустойчивость и автономность разрабатываемых транспортируемых оптических часов, которые, в свою очередь, необходимы для формирования и поддержания национальной шкалы времени, укрепления наземного и бортового сектора ГЛОНАСС, синхронизации геометрически разнесенных процессов, метрологического обеспечения фундаментальных исследований.

### **Методология и методы исследования**

Для проведения исследований использовались лазерные системы, частота излучения которых стабилизировалась по внешним опорным резонаторам Фабри-Перо фазово-модуляционным методом Паунда-Дривера-Холла. Исследование спектральных характеристик высокочастотных оптических резонаторов проводилось методом измерения затухания амплитуды волны светового поля в резонаторе. Для сличения лазерных источников на близких длинах волн использовались гетеродинные схемы, для сличения существенно отличающихся по частоте – фемтосекундный синтезатор оптических частот. Исследование термооптических эффектов проводилось методами численного моделирования соответствующих процессов. Полученные в эксперименте данные были аппроксимированы теоретическими моделями с целью вычисления и анализа интересующих характеристик.

### Положения, выносимые на защиту:

1. Термооптические эффекты, превышающие уровень тепловых шумов в коротких (менее 2 см) высокодобротных резонаторах Фабри-Перо, оказывают существенное влияние на частотную стабильность моды резонатора. Вызванный ими нелинейный отклик приводит к эффекту оптической бистабильности, который может быть использован в задаче управления оптическими полями и должен быть учтен при стабилизации частоты лазера по моде резонатора.

2. Достигнутый созданным гетеродинным лазерным интерферометром уровень шумов составляет менее  $40 \frac{\text{ФМ}}{\sqrt{\text{Гц}}}$  в диапазоне частот 1 – 50 Гц и  $10 \frac{\text{ПМ}}{\sqrt{\text{Гц}}}$  на частоте 0,1 Гц, что обеспечивает предел чувствительности интерферометра на уровне 270 пм на времени усреднения 10 с при длине трассы 5 см, соответствующий требованиям современных космических гравиметров. Активная стабилизация частоты излучения лазерной системы с длиной волны излучения 1550 нм по внешнему высокодобротному резонатору Фабри-Перо за счет повышения длины когерентности поля позволяет масштабировать измеряемую длину трассы до требуемой для гравиметрических применений без потери точностных характеристик.

3. Стабилизация фемтосекундного синтезатора оптических частот (ФСОЧ) в системе транспортируемых оптических часов на одиночном ионе иттербия по частоте ультрастабильного лазера 1550 нм обеспечивает кратковременную относительную нестабильность часов в радиочастотном диапазоне 1 ГГц на уровне не более  $9 \times 10^{-15}$  при времени усреднения 1 с. Предложенная схема с использованием ультрастабильного лазера 1550 нм гарантирует бесперебойный синтез выходного сигнала даже при потере иона иттербия. В интеграции с многоканальным ФСОЧ реализуется локальная стабилизация частот лазерных систем, осуществляющих охлаждение и контроль квантового состояния иона, что существенным образом упрощает оптическую схему и повышает компактность установки.

**Достоверность** результатов работы подтверждается согласием данных, полученных в ходе различных экспериментов, их воспроизводимостью, согласием с опубликованными данными схожих экспериментов других научных групп, а также согласием с выводами теоретических моделей.

### **Апробация работы**

Результаты работы были лично представлены автором на четырех всероссийских и международных конференциях и симпозиумах:

1. «Компактные транспортируемые ультрастабильные лазерные системы для квантовых вычислений, метрологии и сенсорики» Д.С. Крючков, К.С. Кудеяров, Г.А. Вишнякова, Н.О. Жаднов, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский, Десятая Всероссийская конференция с международным участием «Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение» (КВНО-2023), 17 – 21.04.2023 г., г. Санкт-Петербург.

2. “On features and applications of the compact high-Q optical reference cavity” D. Kryuchkov, G. Vishnyakova, N. Zhadvon, K. Kudeyarov, K. Khabarova, N. Kolachevsky, 30th annual international laser physics workshop 18 – 22.07.2022).

3. «К созданию универсального компактного опорного осциллятора на оптической частоте», Крючков Д.С., Жаднов Н.О., Кудеяров К.С., Вишнякова Г.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н., Лазерные, плазменные исследования и технологии. ЛаПлаз-2022, 22 – 25.03.2022, г. Москва.

4. «Сверхкомпактный высокодобротный резонатор для универсального опорного оптического осциллятора» Д.С. Крючков, К.С. Кудеяров, Г.А. Вишнякова, Н.О. Жаднов, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский, X Международный симпозиум «Метрология времени и пространства», 6 – 8.10.2021 г., раб. пос. Менделеево.

### **Личный вклад**

В части исследований компактного высокочастотного интерферометра Фабри-Перо на длине волны 1550 нм автором лично выполнено: моделирование и разработка дизайна высокоотражающих многослойных диэлектрических покрытий для длины волны 1550 нм; статический и модальный анализ для расчет формы тела и системы подвеса резонатора методом конечных элементов для минимизации его вибрационной восприимчивости; термомеханическое моделирование, разработка дизайна и изготовление компактной высоковакуумной камеры; разработка, создание и юстировка оптической системы для измерения термооптических эффектов, оптической системы стабилизации частоты излучения эрбиевого волоконного лазера по компактному резонатору, оптической системы сличения с ультрастабильным лазером на длине волны 1140 нм; проведение измерений.

В части моделирования смещения точки нулевого коэффициента теплового расширения в компактном опорном высокочастотном оптической резонаторе в присутствии циркулирующего излучения – разработка теоретической модели на основе экспериментальных данных измерений термооптических эффектов; проведение термомеханических расчетов методом конечно-элементного анализа.

В части создания гетеродинного лазерного интерферометра в транспондерной схеме автором лично выполнено: разработка и изготовление вакуумной камеры большого объема, разработка и изготовление оптоволоконных и электрических вакуумных вводов; создание и юстировка оптической схемы интерферометра; проведение измерений.

В части исследования использования независимой компактной опорной ультрастабильной лазерной системы на длине волны 1550 нм для стабилизации многоканального фемтосекундного синтезатора оптических частот в оптическом генераторе частоты на одиночном ионе иттербия-171 в радиочастотной ловушке Пауля автором лично выполнена характеристика, юстировка и отладка компактной опорной ультрастабильной лазерной системы на длине волны 1550 нм, стабилизация многоканального фемтосекундного синтезатора оптических частот

по опорной лазерной системе, определение стабильности выходного радиочастотного сигнала.

Подготовка публикаций результатов исследований проводилась совместно с соавторами, причем, вклад автора был определяющим.

## Публикации

Основные результаты по теме диссертационной работы изложены в 5-ти научных изданиях, индексируемых международными базами данных Scopus (Q2 и Q3) и Web of Science:

1. Khabarova, K., Kryuchkov, D., Borisenko, A., Zalivako, I., Semerikov, I., Aksenov, M., Sherstov, I., Abbasov, T., Tausenev, A., Kolachevsky, N. “Toward a New Generation of Compact Transportable Yb<sup>+</sup> Optical Clocks” // *Symmetry*. – 2022. – Т. 14, – № 10. – С. 2213.

2. Крючков Д. С., Кудеяров К. С., Вишнякова Г. А., Жаднов Н. О., Хабарова К. Ю., Колачевский Н. Н. «Миниатюрные высокодобротные резонаторы ULE для стабилизации частоты лазерного излучения» // Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2021. – №10. – С. 295-300.

3. К. С. Кудеяров, В. К. Милюков, Д. С. Крючков, И. А. Семериков, О. А. Ивлев, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский. «Характеристики лабораторного макета гетеродинного лазерного интерферометра для разработки проекта космической гравиметрии» // *Квантовая электроника*. – 2022. – Т. 52, № 6. – С. 555–559.

4. Вишнякова Г. А., Крючков Д. С., Воронова Т. А., Кудеяров К. С., Чиглинцев Э. О., Жаднов Н. О., Хабарова К. Ю., Колачевский Н. Н. «Термооптическая бистабильность в компактном высокодобротном резонаторе на длине волны 1550 нм» // Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2023. – № 9. – С. 385-390.

5. Шакиров, М. И., Жаднов, Н. О., Крючков, Д. С., Кудеяров, К. С., Хабарова, К. Ю., Колачевский, Н.Н. «Деформация зеркал и сдвиг температуры нулевого теплового расширения оптического резонатора из-за нагрева излучением» //



Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2023. – №12. – С. 121-132.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 132 страницы, включая 51 рисунок. Список цитируемой литературы содержит 123 наименования.

## **Глава 1. Разработка и исследования компактного высокочастотного оптического резонатора Фабри-Перо на длине волны 1550 нм**

Наиболее удобным и эффективным решением задачи сужения спектральной ширины линии излучения лазерного источника является активная подстройка частоты его излучения к внешней резонансной опоре – ультрастабильному интерферометру Фабри-Перо фазово-модуляционным методом Паунда-Драйвера-Холла [14]. Достижимые такой системой метрологические характеристики в первую очередь определяются используемым резонатором, а именно – фундаментальным пределом тепловых шумов нестабильности длины из-за броуновских колебаний поверхности зеркала [46]. Стоит учесть, что многие задачи прецизионной интерферометрии, такие как когерентная рефлектометрия [47], передача ультрастабильных сигналов времени и частоты [48], дальнометрия [29], сенсорика [49] не накладывают столь строгих требований на кратковременную и долговременную стабильность частоты лазерной системы, как передовые задачи квантовой метрологии [50]. Таким образом, возможно использование более простых и, как следствие, более компактных вариантов исполнения опорных оптических резонаторов и вакуумных камер для создания систем с характеристиками, достаточными для подавляющего большинства более массовых приложений.

Компактизация стабилизированной лазерной системы в первую очередь требует уменьшения геометрических размеров опорного резонатора и его вакуумной камеры. Это приводит к повышению фундаментального предела тепловых шумов, оценка уровня которых для разных длин и материалов резонатора [46] приведена на Рис. 1.

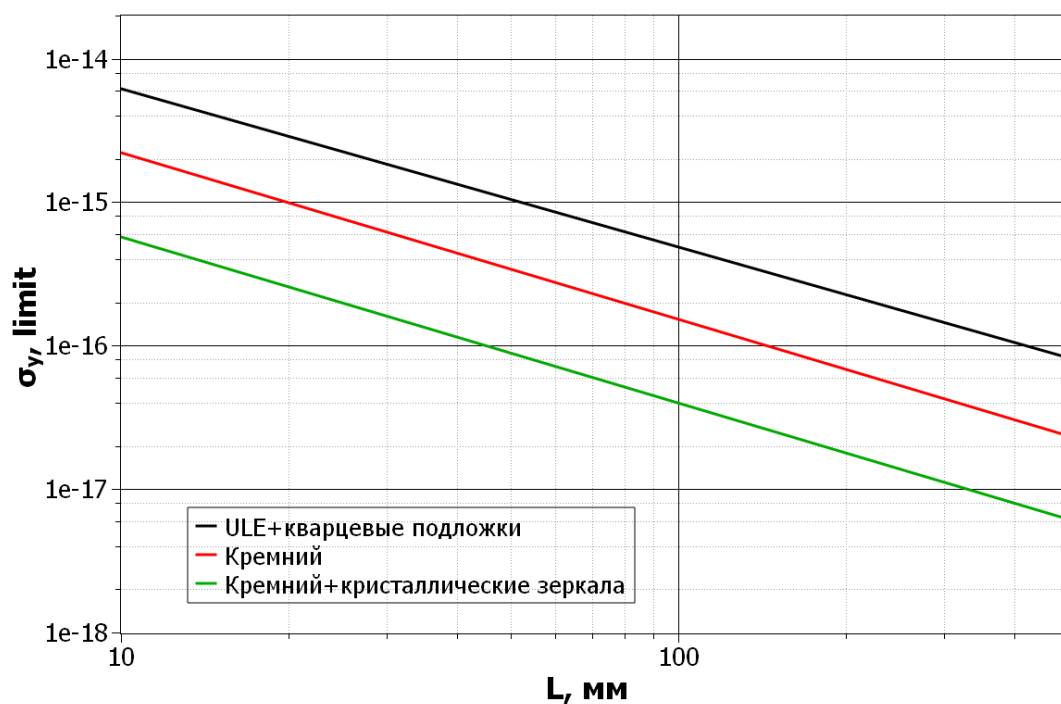


Рис. 1. Фундаментальный предел тепловых шумов для опорных резонаторов Фабри-Перо, состоящих из разных материалов.

Характерная длина наиболее часто используемых опорных резонаторов составляет 50 – 100 мм. Для систем при «комнатной» температуре в качестве материала тела используют Corning ULE, имеющее точку нулевого коэффициента теплового расширения в этом температурном диапазоне, в качестве материала подложек – плавленый кварц. Таким образом, предел тепловых шумов для большинства используемых резонаторов приходится на диапазон  $4 \times 10^{-16} \div 1 \times 10^{-15}$ . В случае использования материала Corning ULE для изготовления подложек зеркал предел тепловых шумов возрастает в  $\sqrt{2}$  раз за счет несколько более плохих механических характеристик, однако это существенно не меняет картины для обсуждаемых приложений. Для перехода к более компактному исполнению лазерных систем интерес может представлять диапазон длин опорного резонатора 10 ÷ 20 мм, позволяющий существенно снизить массогабаритные характеристики вакуумной камеры и все еще сохраняющий предел тепловых шумов на приемлемом уровне  $2.5 \times 10^{-15} \div 5 \times 10^{-15}$ .

Для исследования перспектив компактизации высокодобротных оптических далее будем рассматривать 20 мм монолитный резонатор Фабри-Перо, тело и подложки зеркал которого изготовлены из Corning ULE, покрытия зеркал – многослойные диэлектрические  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ , что обеспечивает фундаментальный предел тепловых шумов на уровне  $4 \times 10^{-15}$ .

Особое внимание стоит уделить эффектам, которые не вносят лидирующий вклад в нестабильность положения резонансной частоты опорного интерферометра «стандартной» длины, однако могут существенно возрастать вместе с миниатюризацией системы. В качестве основных источников нестабильности частоты стабилизированного по резонатору лазерного источника, можно выделить следующие:

1) Непосредственно влияющие на длину резонатора вибрационные возмущения. Флуктуации давления в вакуумной камере, приводящие к вариации показателя преломления среды распространения лазерного луча, и, как следствие, меняющие «эффективную длину» опорного резонатора. Данный эффект устраняется поддержанием достаточно высокого уровня вакуума ( $\sim 10^{-7}$  и менее мБар) [51]

2) Шумы и неидеальность работы петли обратной связи в части пропорционально-интегрально-дифференциального контроллера, фазового детектора, источника высоковольтного напряжения для управления пьезокерамикой лазерного источника, шумы фотодиода метода Паунда-Драйвера-Холла. Данный тип шумов может быть охарактеризован методами, предложенными в [14], [51], [52], [53].

3) Флуктуации остаточной амплитудной модуляции (англ. RAM). К ее возникновению приводит наличие фазовой модуляции, являющейся обязательной для реализации метода Паунда-Драйвера-Холла. Флуктуации глубины и фазы «паразитной» амплитудной модуляции могут быть вызваны поляризационными эффектами или низкодобротными интерферометрами, возникающими между плоскопараллельными гранями оптических элементов, например,

поляризационного кубика и окошка фотодиода, окошками вакуумной камеры, оптоволоконного коллиматора, и др. Влияние RAM на качество привязки может быть измерено, а вклад устранен методами [54], [55].

4) Шумы, вызванные взаимодействием циркулирующего излучения с покрытием зеркал. Базовым является дробовой шум фотонов, или шум, вызванный давлением света. Данный тип шумов хорошо усредняется увеличением заводимой и, как следствие, циркулирующей мощности и не накладывает дополнительных ограничений в реальных системах. Кроме того, на длину может оказывать влияние «термооптический» (англ. photothermal), вызванный нагревом покрытий со стороны циркулирующего излучения. В случае исследования перспектив компактизации опорных интерферометров именно данный пункт может оказаться наиболее важным направлением.

Активное развитие технологий миниатюризации высокоотражающих зеркал и рост востребованности компактных стабилизированных лазерных систем [56], [57], [58] приводят к уменьшению линейных размеров опорных резонаторов, что, в свою очередь, ведет к уменьшению размера моды, а значит, к росту интенсивности излучения на зеркале. Таким образом, детальное исследование эффектов, приводящих к флуктуациям и сдвигам собственных частот оптических резонаторов, необходимо для их применения в компактных стабилизированных лазерных системах. При этом, первым и наиболее важным направлением для исследования является изучение эффекта деформации зеркал резонатора в присутствии нагрева со стороны остаточного поглощения излучения в покрытиях.

В качестве примечания стоит отметить, что для кристаллических отражающих покрытий [59], [60], применение которых на данный момент активно увеличивается в задачах метрологии и сенсорики, термооптические шумы существенно менее характерны в силу существенно более высокой теплопроводности отражающего покрытия. Однако для них существует ряд иных шумовых процессов, которые также все еще требуют последовательного исследования. Например, флуктуации мощности циркулирующего излучения

приводят к яркому проявлению «шума фото-двулучепреломления», англ. photo-birefringence noise, превышающего предел тепловых шумов. Природа этого шума связывается с линейным электрооптическим эффектом, однако на момент написания данной работы не имеет последовательного и полного теоретического описания. Другим примером служит «внутренний шум двулучепреломления», строго антикоррелированный для двух поляризационных мод резонатора и слабо зависящий от флуктуаций циркулирующей/заводимой мощности, который может быть устранен только с помощью техники поляризационного усреднения – «двухчастотной» привязки лазерного источника к двум разным поляризационным модам с использованием дополнительного электрооптического модулятора. Другим нежелательным эффектом может являться возрастание угла механических потерь в низкочастотной полосе при понижении температуры покрытий, исследования которого осуществлялись методами квантовой оптомеханики [61]. К тому же, вклад в шумы кристаллических отражающих покрытий, превышающий фундаментальный предел теплового шума на порядок, наблюдается со стороны «избыточного» шума, англ. «excess noise», имеющего большúю пространственную корреляцию и не зависящего от поляризации и формы резонансной моды. Точная природа данного шума на момент написания работы не изучена [62].

Основной целью данной главы является экспериментальное и теоретическое исследование эффектов, возникающих при миниатюризации высокодобротного опорного оптического резонатора Фабри-Перо для использования в компактных стабилизированных лазерных системах.

### **1.1. Разработка геометрии тела резонатора**

Резонатор Фабри-Перо выступает в роли опорного элемента в системе стабилизации: частота излучения лазерного источника активно подстраивается к пику собственного резонанса интерферометра. Стабильность частоты лазера

ограничена стабильностью расстояния между зеркалами опорного резонатора, лидирующий вклад в которую базово дают следующие факторы: внешние вибрации (возбуждение механических колебаний в теле резонатора и зеркалах), стабильность давления в воздушном канале между зеркалами (вариация давления приводит к вариации показателя преломления вдоль распространения лазерного луча, что приводит к изменению оптического пути, что эквивалентно изменению расстояния между зеркалами), стабильность температуры сборки тела и зеркал резонатора. Основной задачей разработки сборки резонатора, вакуумной камеры и системы подвеса является минимизация вкладов данных эффектов в стабильность частоты собственного резонанса интерферометра.

В качестве базовой геометрии рассмотрим тело резонатора, представляющее из себя цилиндр из материала Corning ULE 7972 Premium Grade, длина которого составляет 20 мм, диаметр определим равным 12,7 мм, по главной оси симметрии цилиндра проходит воздушный канал диаметром 8 мм. Зеркала, состоящие из подложек, материал – Corning ULE 7972 Premium Grade толщиной 5 мм и диаметром 12,7 мм, и диэлектрического отражающего покрытия  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  крепятся на торцах цилиндра оптическим контактированием так, чтобы их центры совпадали с осью симметрии воздушного канала. Далее необходимо размещение двух групп из трех точек детерминированного подвеса на теле резонатора. Плоскости, в которых лежат группы точек подвеса, параллельны торцевым, а диаметр окружности, проходящей через точки, меньше диаметра цилиндра на параметр  $d$ . Подобная геометрия представлена на Рис. 2.

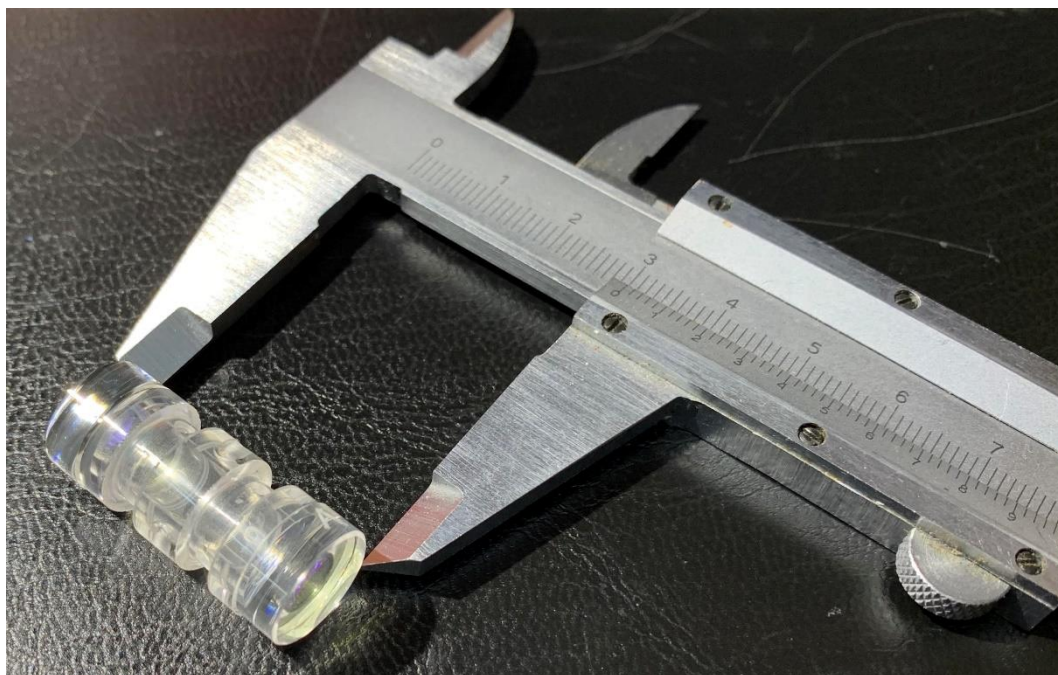


Рис. 2. Предложенная геометрия тела резонатора. Длина тела 20 мм, диаметр 12.7 мм, итоговая длина с учетом зеркал составляет 30 мм.

Под воздействием внешних сил длина резонатора может подвергаться изменению вследствие двух причин: смещений зеркал и их наклона, Рис. 3.

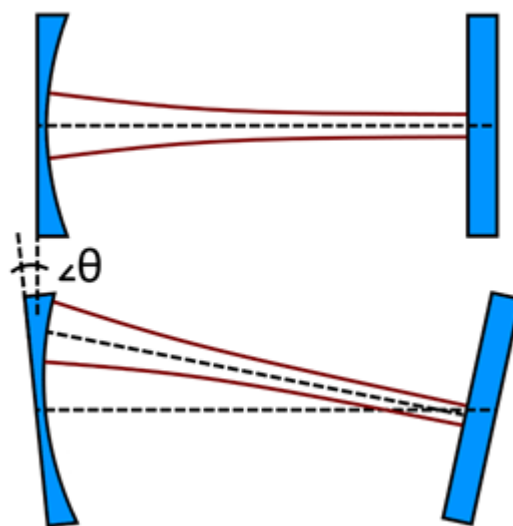


Рис. 3. Влияние наклона зеркал на положение моды резонатора, сформированного плоским и вогнутым зеркалами. Угол наклона сильно преувеличен для более наглядной иллюстрации эффекта.



Варьированием удаления плоскостей точек подвеса от торцевых поверхностей необходимо добиться минимального смещения длины резонатора при изгибе зафиксированного в системе подвеса тела под действием вертикального ускорения. Также должна анализироваться глубина расположения опор в теле резонатора, таким образом, целесообразно строить численное моделирование вокруг оптимизации глубины расположения опор  $d$  и удаления плоскости противоположащих опор от торцевых плоскостей тела.

Расчет упругих деформаций выполнялся методом конечно-элементного анализа, который позволяет решать различные оптимизационные задачи с высокой эффективностью. На первом этапе моделирования был проведен анализ статического механического воздействия, так как именно низкочастотная (до 100 Гц) область шумового спектра представляет интерес для функционирования “часовой” лазерной системы. Более того, длина звуковой волны в стекле превышает размер резонатора, поэтому можно считать, что все части резонатора колеблются в фазе, а значит, можно рассматривать деформации под воздействием постоянной силы. С помощью модального анализа были определены частоты наиболее ярких механических резонансов, для предложенной геометрии они приходятся на диапазон 1000 – 10 000 Гц, шумы в котором хорошо усредняются оптоэлектронной петлей обратной связи, поэтому воздействием данных резонансов можно пренебречь. По результатам серии моделирований, в которой варьировалось положение групп точек подвеса на теле резонатора, было определено оптимальное смещение и заглубление точек, результатом явилась геометрия тела резонатора, на основании которой были изготовлены два тела для оптических резонаторов.

Один из результатов моделирования, проведенного методом конечно-элементного анализа, представлен на Рис. 4.

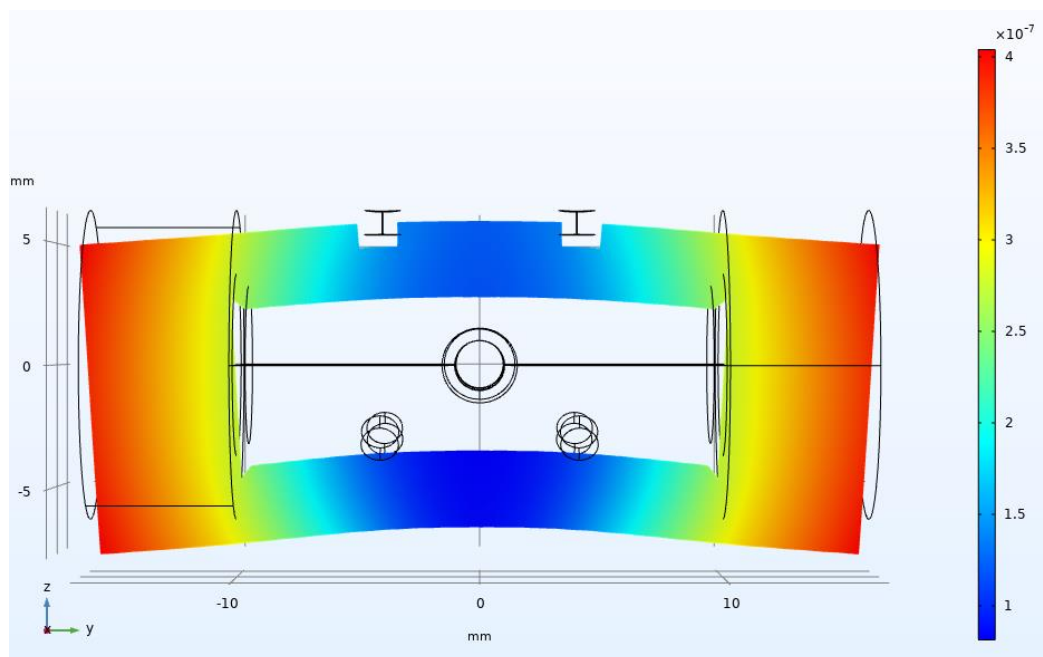


Рис. 4. Результат моделирования смещения резонатора, жёстко закрепленного в точках подвеса, под действием гравитации. По вертикальной оси цветом – смещение тела относительно исходного положения, мм.

## 1.2. Разработка и создание высокоотражающих зеркал

Следующим важным шагом к созданию опорного ультрастабильного резонатора, является изготовление и исследование высокодобротных зеркал со сверхмалыми потерями. Они определяют титульную характеристику – резкость – произведение характерного времени затухания внутрирезонаторного поля в  $e$  раз и межмодового расстояния резонатора. Более высокий амплитудный коэффициент отражения зеркала достигается увеличением числа слоев в отражающей Брэгговской структуре, что, в свою очередь, ведет к усложнению технологического процесса нанесения покрытия и к большому количеству потенциальных дефектов в нем. Внутрирезонаторные потери излучения на таких дефектах фактически определяют достижимую резкость и резонансное пропускание интерферометра.

В первую очередь необходима подготовка поверхности подложек для нанесения на них отражающих покрытий. Для высокодобротных зеркал лидирующим каналом избыточных потерь, связанных с подложкой, является рассеяние на дефектах поверхности. Присутствие точечного дефекта подложки, напрямую переходящего в дефект отражающего покрытия при напылении, в области конкретной пространственной собственной оптической моды резонатора, помимо роста общего уровня избыточных потерь может привести к «вынужденной» селекции мод. В эксперименте данный эффект проявляется в полной невозможности наблюдения требуемой моды, так как потери для нее сделают ее возбуждение энергетически невыгодным и приведут к ее подавлению на фоне других.

Таким образом, для получения зеркал с малыми потерями необходимы подложки со средней шероховатостью порядка  $1 \text{ \AA}$  и отсутствием точечных дефектов. В работе изготовление подложек предполагалось осуществлять из материала Corning ULE 7972 Premium grade. Геометрия подложек также была рассчитана исходя из удобства юстировки и реализации оптического контакта между зеркалами и телом резонатора. Для создания зеркал резонатора предполагалось использование плоско-плоской подложки диаметром  $12,7 \text{ мм}$  и толщиной  $5 \pm 0,5 \text{ мм}$ , и плоско-вогнутой подложки диаметром  $12,7 \text{ мм}$ , толщиной  $6 \pm 0,5 \text{ мм}$  и радиусом кривизны центральной части  $230 \pm 10 \text{ мм}$ .

После изготовления необходимо произвести глубокую шлифовку-полировку (ГШП) подложек. На Рис. 5 и Рис. 6 представлены измерения качества полученных подложек.

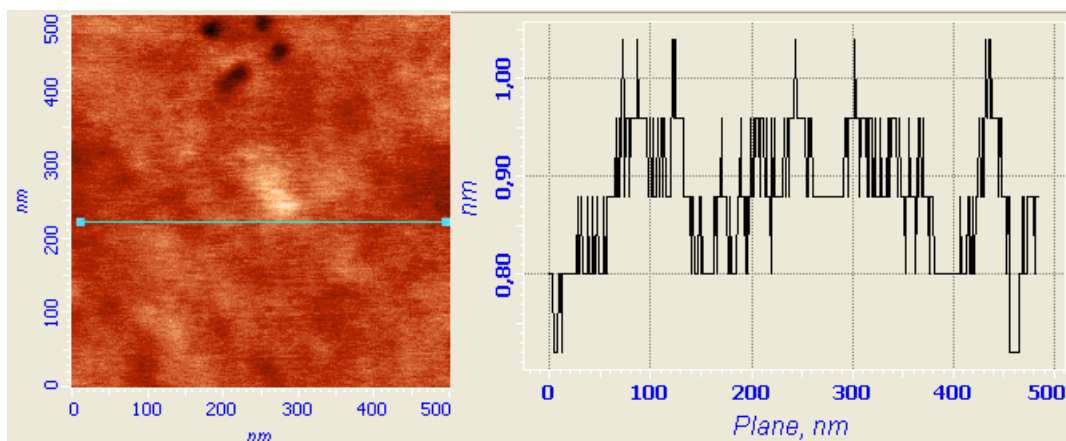


Рис. 5. Результаты сканирования поверхности подложки с помощью атомно-силового микроскопа АСМ (NT-MDT). Справа - отклонение от плоскости (в нм) в сечении, соответствующем голубой линии на изображении слева.  $RMS=0,11$  nm,  $pick-to-pick=0,24$  nm (на уровне шумов микроскопа).

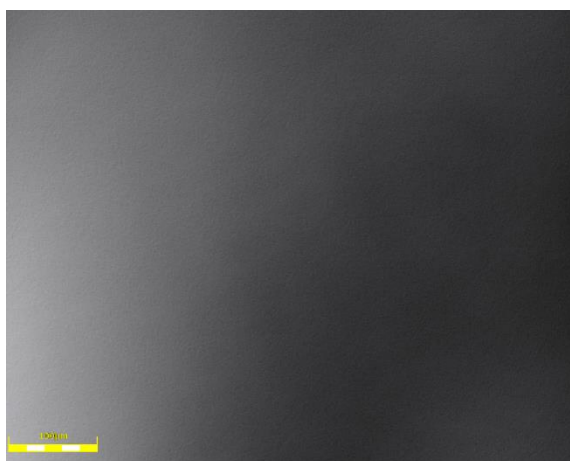


Рис. 6. Снимок поверхности подложки с увеличением 100х.

На Рис. 7 представлена расчетная зависимость амплитудного коэффициента отражения уединенного зеркала от длины волны падающего излучения в диапазоне длин волн 100 нм для дизайнов, состоящих из 34, 36, 38, 40 чередующихся четвертьволновых слоев  $SiO_2/Ta_2O_5$ . Показатель преломления  $SiO_2$  вблизи длины волны 1550 нм принят равным – 1.4738,  $Ta_2O_5$  – 2.0995, показатель преломления подложки – 1.46. Физическая толщина слоя  $Ta_2O_5$  составляет 184.47 нм, слоя  $SiO_2$

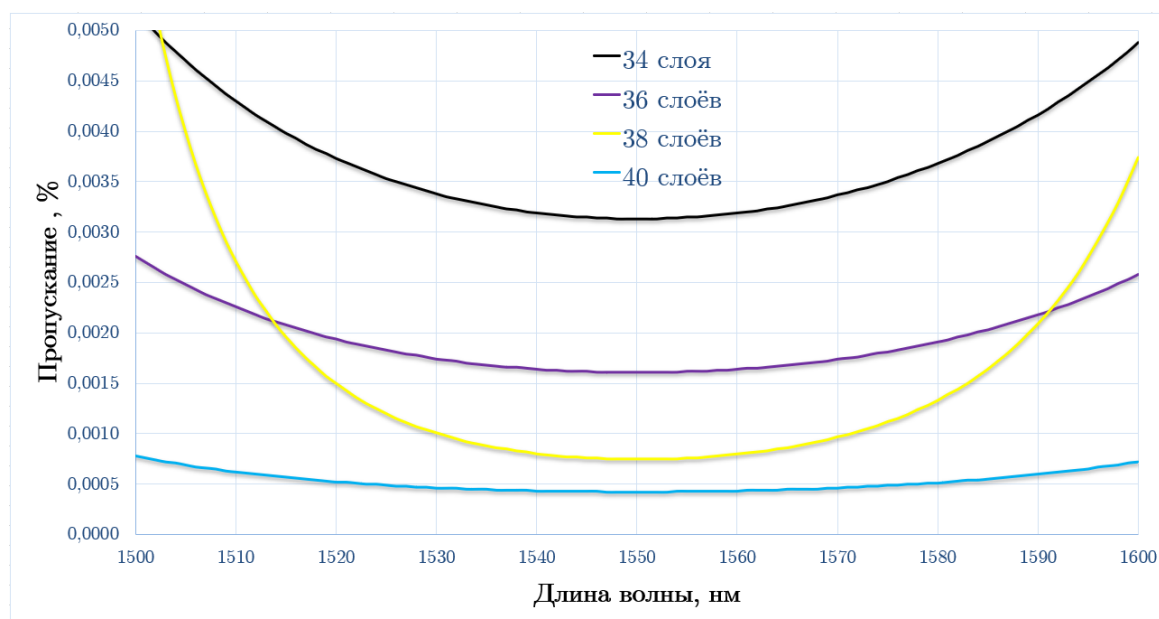


Рис. 7. Зависимость коэффициента пропускания уединенного зеркала от длины волны падающего излучения для отражающих покрытий, состоящих из 34, 36, 38, 40 слоев. Центральная длина волны зеркала 1550 нм. Результат моделирования.

Напыление зеркал осуществлялось на установке ионно-лучевого осаждения SPECTOR Veeco. В данной установке используются два сеточных источника ионов – источника Кауфмана. Источник для распыления (поз. 1, Рис. 8) формирует высокоэнергетический пучок ионов аргона с энергией, достаточной для распыления мишеней из напыляемых материалов (поз. 3). Ионный источник для ассистирования (поз. 2) формирует низкоэнергетический пучок ионов кислорода, необходимый для облучения подложек в процессе роста пленок с целью улучшения качества осаждаемых пленок.

Детали располагаются на подложкодержателе (поз. 4). Контроль напыления осуществляется с помощью системы оптического контроля по свидетелю, установленному на подложкодержателе рядом с деталями. Для расчета точки остановки слоя и перехода на следующий слой используется программно-аппаратный комплекс Veeco. На подложки было нанесено покрытие из 34 слоев.

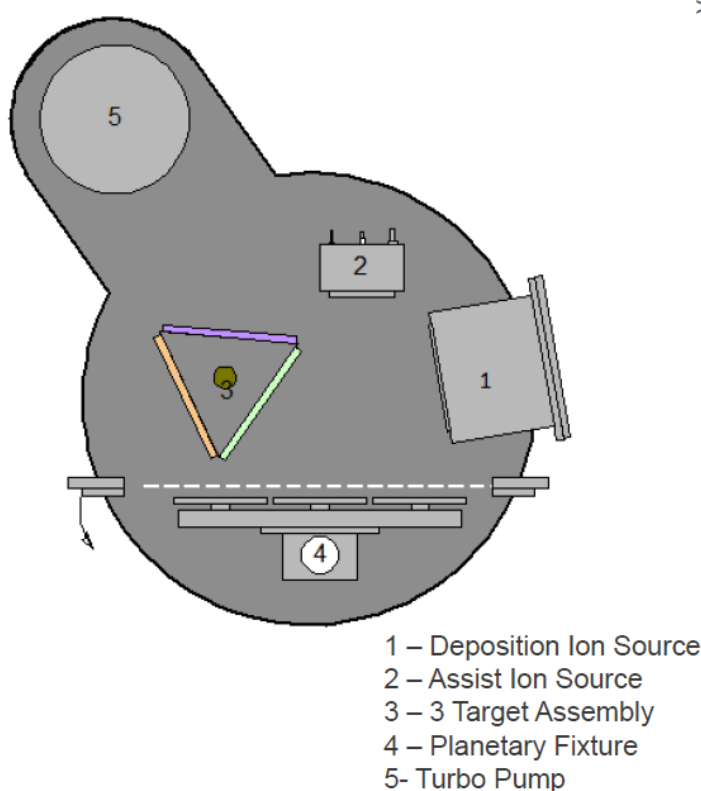


Рис. 8. Схематичное изображение вакуумной камеры напылительной установке SPECTOR Veeco.

Созданные зеркала были закреплены методом оптического контактирования на теле из стекла Corning 7972 Premium grade, оптимальная геометрия которого была определена ранее.

Зеркала, образующие резонатор, имеют следующие параметры: диэлектрические отражающие покрытия  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  на подложках из материала Corning ULE 7972 Premium Grade, толщина 5 мм и диаметр 12,7 мм, центральная длина волны 1550 нм, плоско-плоское и плоско-вогнутое зеркало с радиусом кривизны 230 мм (такой радиус кривизны обеспечивает устойчивость резонатора и делает возможным оптимальное геометрическое согласование собственной моды резонатора и заводимого в него излучения исходя из планируемых габаритов системы). Задние поверхности зеркал просветлены, что обеспечивает отражение от

них менее 0,1% по мощности. Фотография созданного резонатора представлена на Рис. 2.

Для контроля результата выполнения комплекса процессов подготовки подложек и напыления отражающих покрытий необходимо определить резкость получившихся высокоотражающих зеркал. Соответствующая данному исследованию оптическая схема представлена на Рис. 9.

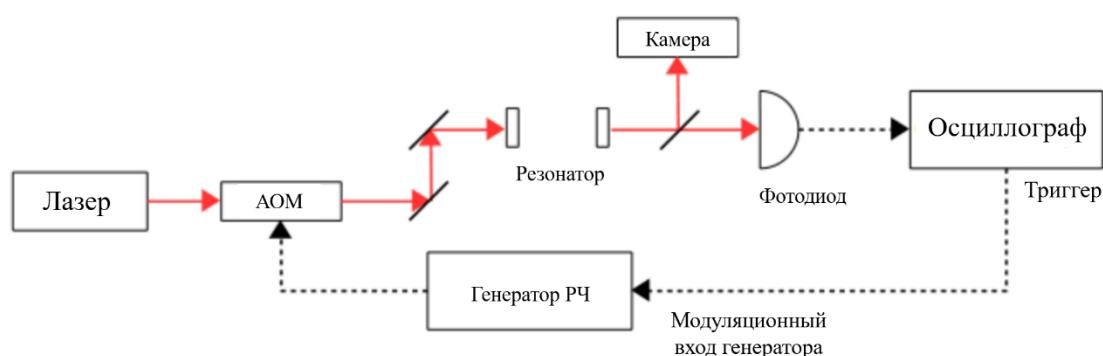


Рис. 9. Оптическая схема метода "ring-down". Красным обозначен ход оптических пучков, черным пунктиром - электрические сигналы. АОМ – акустооптический модулятор, РЧ – радиочастотный сигнал.

В качестве источника излучения использовался волоконный лазер Koheras AdjustIK с длиной волны 1550 нм, его частота сканировалась встроенной в него пьезокерамикой вблизи максимума пропускания TEM<sub>00</sub> (фундаментальной) моды резонатора, сигнал которого регистрировался фотодиодом и InGaAs камерой. Выход фотодетектора был подключен к осциллографу, на котором был выставлен уровень срабатывания триггера, близкий к максимуму пропускания. Выход сигнала триггера подавался на управляющий вход амплитудной модуляции радиочастотного генератора, накачивающего акустооптический модулятор. Таким образом, при достижении сигналом пропускания уровня триггера акустооптический модулятор выключал лазерное излучение. Полученный после этого сигнал на осциллографе характеризовал время жизни фотона в резонаторе. В первую очередь, было отдельно измерено время отклика фотодиода для

исключения его влияния на измерения времени жизни фотона в резонаторе. Схема измерения аналогична представленной, но излучение подавалось напрямую на фотодиод. Измеренное время отклика составило 432 нс что намного меньше ожидаемого времени затухания амплитуды поля световой волны. Измеренное время жизни фотона в резонаторе и рассчитанная на его основе резкость составили, соответственно, 1,74 мкс и 82 000, резонансное пропускание при оптимальном геометрическом согласовании составило ~50%.

Мощностной коэффициент отражения  $R$  зеркал в приближении их одинаковости ( $r_1^2=r_2^2=R$ ) может быть оценен из значения резкости по Формуле (1):

$$F = \pi \frac{R}{1 - R} \quad (1)$$

Таким образом, для созданной пары зеркал компактного высокодобротного резонатора  $R = 99,996\%$ .

Здесь важно отметить, что при проведении исследования резкости и уровня резонансного пропускания данного резонатора было обнаружено необычное поведение формы линии резонансного пропускания: она начинала приобретать асимметричный вид в зависимости от направления сканирования частоты при увеличении мощности в лазерном пучке. Анализу данного эффекта будет посвящен Раздел 1.4.

Однако, для перехода к исследованию данного нетипичного для длин волн ближнего ИК диапазона эффекта, резонатор должен быть вакуумирован, чтобы исключить влияние атмосферных газов, присутствовавших в канале между зеркалами.

### **1.3. Разработка вакуумной камеры и системы подвеса**



Для снижения влияния вероятного поглощения, флуктуаций показателя преломления, акустических возмущений и колебаний температуры на положение частоты собственного оптического резонанса опорный интерферометр должен быть помещен в вакуумную камеру. Для этого была разработана система подвеса резонатора по двум группам из трех радиально-симметричных точек согласно ранее разработанной геометрии тела.

Сборка тела резонатора и зеркал закрепляется в кольцах системы подвеса, для изготовления которых был использован политетрафторэтилен (PTFE, тефлон) с помощью установочных винтов М1.6, материал – нержавеющая сталь AISI 304, концевики которых упираются до радиально-симметричных засверловок в теле резонатора. Низкая теплопроводность нержавеющей стали вместе с маленькой площадью пятна контакта шпилек и тела резонатора существенно снижают теплообмен по каналу теплопроводности, что позволяет увеличить постоянную времени теплового отклика частоты собственного резонанса на изменение внешней температуры. Кольца системы подвеса имеют миллиметровый пропилен для возможности деформации, а диаметр колец, в которых смонтирована сборка резонатора, больше внутреннего диаметра пассивного теплового экрана на 0.3 мм, что позволяет распереть кольца внутри него за счет силы упругости. Тепловой экран №2 – пассивный, в свою очередь, при помощи шести шпилек из нержавеющей стали А4, устанавливается в центре экрана №1 (активный), изготовленного из Д16Т. К внешней стенке активного экрана крепится радиусно-плоская переходная деталь, позволяющая максимизировать тепловой контакт активного экрана и элемента Пельтье, который служит в качестве исполнительного элемента внутривакуумной системы температурной стабилизации. К переходной детали также крепятся два датчика температуры – AD590 и NTC 10 кОм, которые используются в качестве опорных для температурного контроллера. Элемент Пельтье при помощи плоско-радиусной детали крепится к основанию вакуумной камеры, которым служит патрубок CF63, изготовленный из нержавеющей стали AISI304. В патрубок вварены три полуниппеля CF16 для размещения

электрического ввода, магниторазрядного насоса и вакуумного крана, через который осуществляется откачка конструкции. Оптический доступ к резонатору обеспечивают два просветленных окошка на фланцах CF40, которые крепятся на патрубках CF63 через соответствующие переходники. Результат CAD-моделирования и фактический вид вакуумной камеры представлены на Рис. 10.

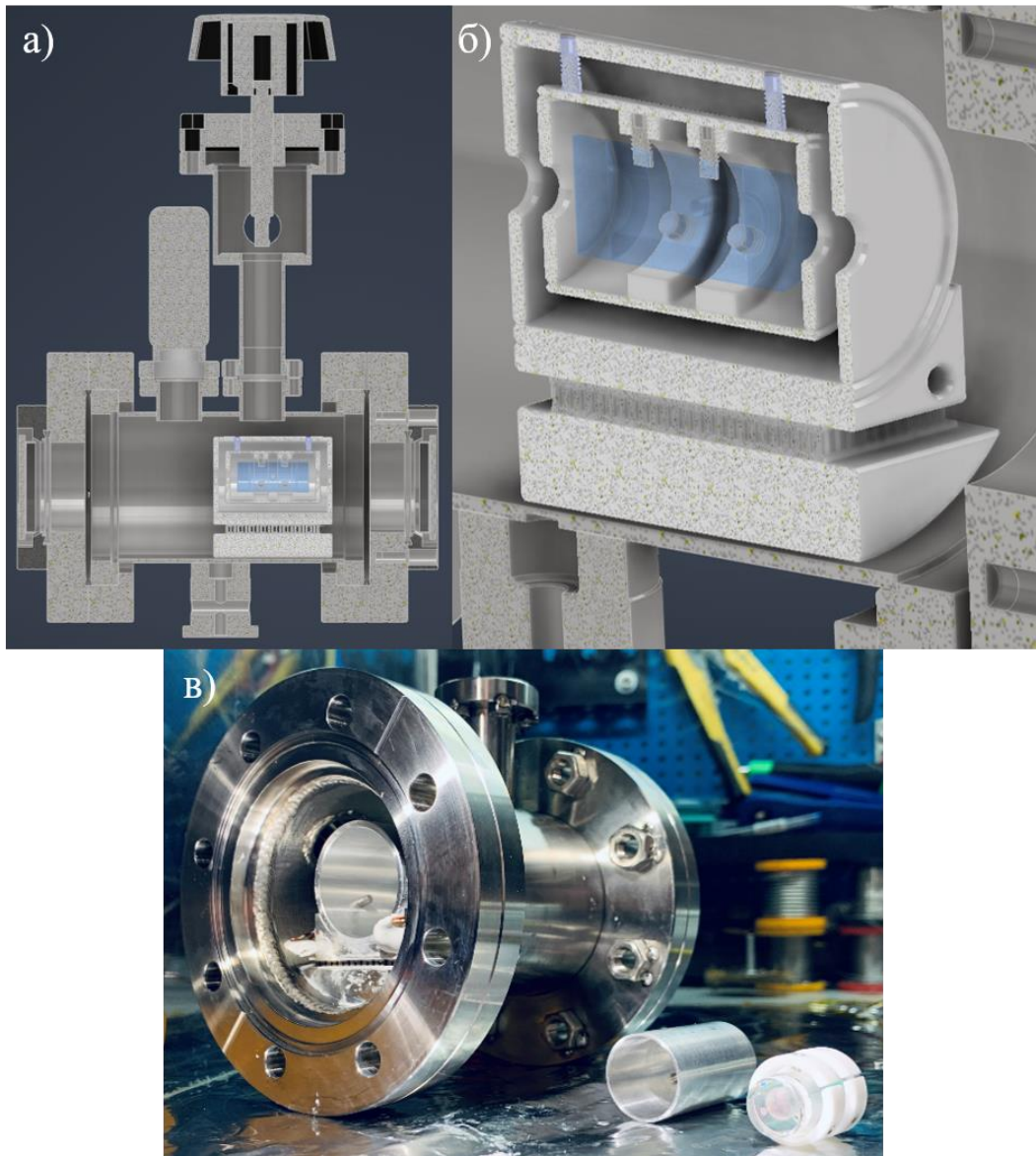


Рис. 10. а) Разработанная вакуумная камера компактного резонатора. Сечение по средней плоскости. б) Крупный план резонатора, системы подвеса, тепловых экранов и системы температурной стабилизации результаты (CAD-моделирования). в) Изготовленная вакуумная камера, компактный оптический

резонатор в системе подвеса, тепловой экран №2 (пассивный) на финальном этапе сборки.

Герметичность вакуумной камеры перед установкой в нее резонатора была проверена с помощью гелиевого течеискателя Leybold, что привело к двум итерациям устранения течей с полной разборкой и повторной проваркой некоторых швов. Итоговый темп натекания гелия составил менее  $10^{-10}$  мБар/л•с, что позволило произвести окончательную сборку. Далее вакуумная камера была откачана двухступенчатым турбомолекулярным насосом до уровня вакуума  $10^{-9}$  мБар (с недельным «отжигом» при температуре 98 °С).

#### **1.4. Исследование термооптических эффектов в компактном высокодобротном оптическом резонаторе**

Одним из возможных проявлений термооптических эффектов является бистабильное поведение резонансной системы, признаки которого были обнаружены при измерении резкости высокодобротного резонатора, разработке и созданию которого посвящен Раздел 1.2, хотя подобные эффекты, как правило, наиболее ярко проявляются при относительно большой мощности заводимого в резонатор излучения видимого и ближнего УФ диапазона. Во время исследования резкости компактного ультрастабильного резонатора была обнаружена зависимость формы линии его пропускания от качества юстировки заводимого в него излучения. От качества юстировки напрямую зависит степень геометрического согласования заводимого излучения с собственной модой резонатора, что говорит о зависимости эффекта от циркулирующей внутри резонатора мощности. Характерный вид симметричного контура, соответствующего «плохой» юстировке, и асимметричного, соответствующего большей циркулирующей мощности, представлены на Рис. 11.

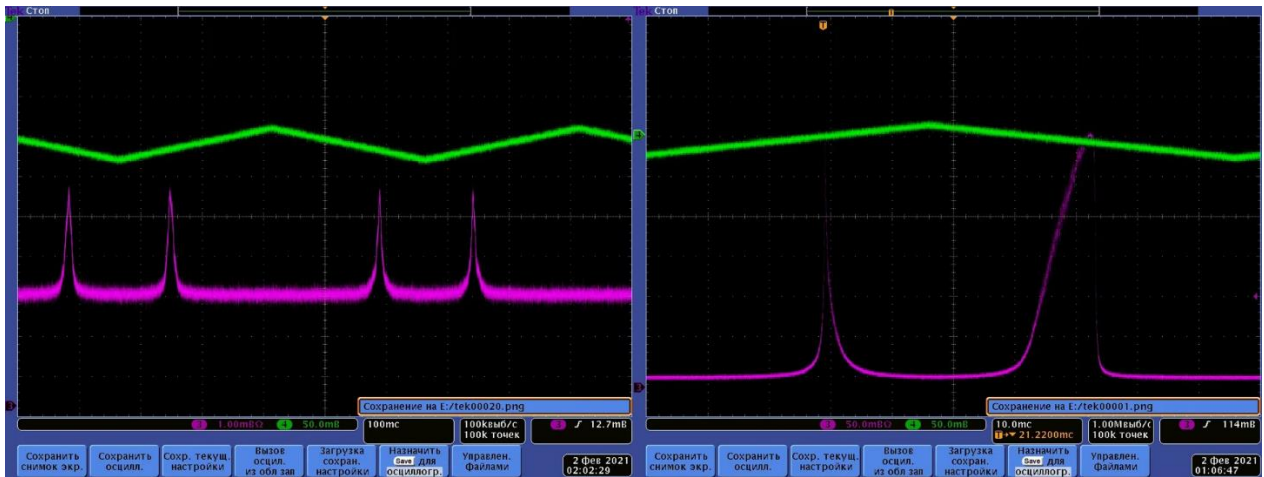


Рис. 11. Первое наблюдение появления зависимости формы линии резонансного пропускания созданного интерферометра от направления сканирования частоты при увеличении заводимой мощности. Фиолетовым – контур пропускания, зеленым – управляющий сигнал, подаваемый на внутреннюю пьезокерамику лазерного источника для перестройки частоты.

Бистабильной называется оптическая система, которая для некоторой заданной интенсивности входного сигнала может иметь два возможных значения выходного сигнала [63]. Бистабильное поведение было теоретически предсказано и экспериментально исследовано для большого набора оптических и оптомеханических систем, таких как двухмодовые лазеры [64], Зеемановские лазеры [65], параметрические осцилляторы [66], лазеры на красителях [67].

В случае взаимодействия оптического излучения с резонансной оптической системой, бистабильность может проявиться как зависимость формы линии пропускания от направления сканирования частоты. Явление бистабильности наблюдается в самых разных оптических системах: в макроскопических резонаторах Фабри-Перо [68] и кольцевых резонаторах [69], в микрорезонаторах [70], [71], в гибридных оптомеханических системах [72] и др.

Данный эффект открывает возможность управлять одним оптическим пучком при помощи другого, что представляет интерес для создания оптических

логических элементов [73], [74], а также замедления света [75] и создания оптической памяти [76].

Оптическая бистабильность на длинах волн телекоммуникационного диапазона привлекает особое внимание, так как оптические логические элементы могут найти применение в широко распространенных системах передачи информации на основе оптоволоконных каналов. В связи с этим представляется особенно интересным изучение бистабильности на длинах волн телекоммуникационного диапазона.

Для возникновения бистабильности необходимо существование механизма обратной связи, который при изменении входной интенсивности влияет на коэффициент поглощения системы или на её показатель преломления. Примером системы, в которой бистабильность вызывается изменением поглощения (такие системы называют “абсорбционными”), является резонатор Фабри-Перо, заполненный средой с насыщающимся поглощением. При варьировании входной интенсивности в окрестности интенсивности насыщения среды пропускание этой системы может принимать одно из двух возможных значений в зависимости от “предыстории” взаимодействия света и резонатора [63].

При достаточном значении интенсивности света в моде бистабильность может возникнуть за счёт изменения оптической длины резонатора в результате тепловой деформации зеркал, вызванной поглощением света [68]. Этот эффект может приводить к возникновению обратной связи между частотой моды резонатора и частотой излучения и может проявляться как “самопривязка” резонатора к частоте лазерного излучения [77].

#### **1.4.1. Модель формы линии резонансного пропускания в присутствии бистабильности**

Нагрев зеркал, вызванный поглощением излучения, циркулирующего в резонаторе, приводит к уменьшению его длины и смещению положения резонанса пропускания. Тогда форма линии пропускания описывается соотношением (2) [68]

$$y(x) = \frac{1}{1 + (x - \beta y)^2} \quad (2)$$

где  $y$  - относительное пропускание резонатора,  $x$  - отстройка частоты лазерного излучения от резонансной частоты невозмущённого резонатора в единицах  $\gamma/2$ ,  $\gamma$  - полная ширина резонанса на полувысоте,  $\beta/P_0$  - чувствительность сдвига резонанса к прошедшей мощности  $P_0$  в единицах  $\gamma/2$ . При  $\beta=0$  соотношение (2) переходит в невозмущённый лоренцевский контур. Данная формула справедлива в стационарном случае, то есть, если сканирование осуществляется медленно. Обобщение на случай произвольной скорости сканирования частоты приводит к соотношению (3) [68].

$$\frac{1}{y(x)} = 1 + \left\{ x - \frac{\beta}{x_0} \int_{-\infty}^x y(x') f \left[ \frac{(x - x')}{x_0} \right] dx' \right\}^2 \quad (3)$$

где  $x_0 = \dot{\nu}\tau/(\gamma/2)$ ,  $\dot{\nu}$  - скорость сканирования,  $\tau$  - постоянная времени теплового отклика,  $f(t/\tau) = \exp(-t/\tau)$  - функция теплового отклика зеркал. В пределе  $x_0 \ll 1$  (медленное сканирование) это уравнение сводится к соотношению (2), а в пределе  $x_0 \gg 1$  (быстрое сканирование) - к невозмущённому лоренцевскому контуру.

Уравнение (3) решалось численно методом последовательных приближений. Данный метод позволил количественно описать не только форму пика, получаемого при сканировании в сторону увеличения частоты, но и получаемого при уменьшении частоты.

### 1.4.2. Экспериментальное исследование бистабильности

Для изучения зависимости формы резонансной линии от различных параметров была создана оптическая схема, представленная на Рис. 12. Излучение эрбиевого волоконного лазера Koheras AdjustIK E15 на длине волны 1550 нм стабилизировалось по высокочастотному оптическому резонатору из монокристаллического кремния [46] методом Паунда-Драйвера-Холла, что существенно повышало удобство работы. Далее стабилизированное излучение направлялось на волоконный акустооптический модулятор LightComm АОМ-1550-3-000-80-0.3W, после которого – заводилось в вакуумную камеру с исследуемым оптическим резонатором. Заводимое в резонатор излучение было геометрически согласовано с фундаментальной модой TEM<sub>00</sub> резонатора подбором и юстировкой асферической линзы выводного волоконного коллиматора, измеренная по отношению мощности резонансно прошедшего к мощности заводимого излучения эффективность согласования составила 42%. Прошедшее через резонатор излучение регистрировалось камерой с InGaAs матрицей и быстрым фотодетектором.

Температура точки нулевого коэффициента теплового расширения исследуемого резонатора была определена по изменению частоты его резонансной моды TEM<sub>00</sub> при перестройке температуры тела в диапазоне 10 – 35 С°, «нулевая» точка для данного резонатора составила 31,5 С°. Стабилизация температуры в нулевой точке позволила существенно снизить долговременные уходы частоты исследуемого резонатора, что позволило использовать независимую стабилизированную лазерную систему в качестве источника излучения.

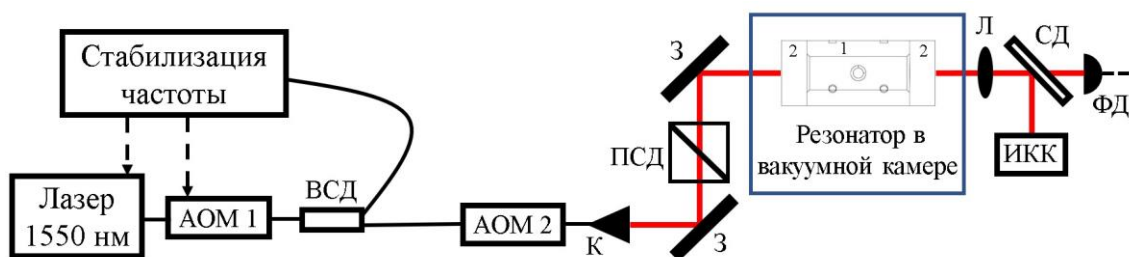


Рис. 12. Принципиальная оптическая схема экспериментальной установки. Сплошными тёмными линиями обозначены оптические волокна, пунктирными - электрические сигналы, сплошными светлыми (красными) - ход пучка в открытом пространстве. 1 - тело резонатора, 2 - подложки зеркал, АОМ 1 - акусто-оптический модулятор в схеме стабилизации частоты излучения лазера методом Паунда-Драйвера-Холла, АОМ 2 - акусто-оптический модулятор сканирования частоты излучения, ВСД - волоконный светоделитель, К - коллиматор, З - зеркала, ПСД - поляризационный светоделитель, Л - линза, СД - светоделитель, ФД - фотодетектор, ИКК - инфракрасная камера.

Было проведено две серии измерений: (1) при различных мощностях заводимого излучения от 17 мкВт до 13,7 мВт при скорости сканирования 1,6 МГц/с (амплитуда сканирования 1 МГц, частота сканирования 0,4 Гц) и (2) при различных скоростях сканирования от 160 кГц/с до 160 МГц/с (амплитуда сканирования 2 МГц, частота сканирования от 0,02 Гц до 20 Гц) при заводимой мощности 3 мВт.

На Рис. 13 (а,б,в) приведены примеры контуров пропускания для прошедших (заводимых) мощностей 0,072 мВт (0,18 мВт), 0,64 мВт (1,6 мВт) и 2,52 мВт (6,3 мВт), соответственно, при скорости сканирования  $\dot{\nu} = 1,6 \text{ МГц/с}$  (серия 1). Хорошо видно искажение формы контуров при увеличении мощности излучения, уширение контура, полученного при сканировании в сторону увеличения частоты (далее - “широкий” контур), и сужение контура, полученного при сканировании в сторону уменьшения частоты (далее - “узкий” контур). Зависимости величины эффекта от поляризации входного излучения замечено не было.



На том же Рис. 13 (г,д,е) приведены контура, полученные с помощью численного моделирования с параметрами  $\beta/P_0 = 4$  1/мВт и  $x_0 = 0,55$ , выбор которых обсуждается ниже. Также для сравнения показаны аналитические кривые для стационарного случая, см. Соотношение (2). Результаты численного моделирования с учётом скорости сканирования хорошо согласуются с экспериментальными.

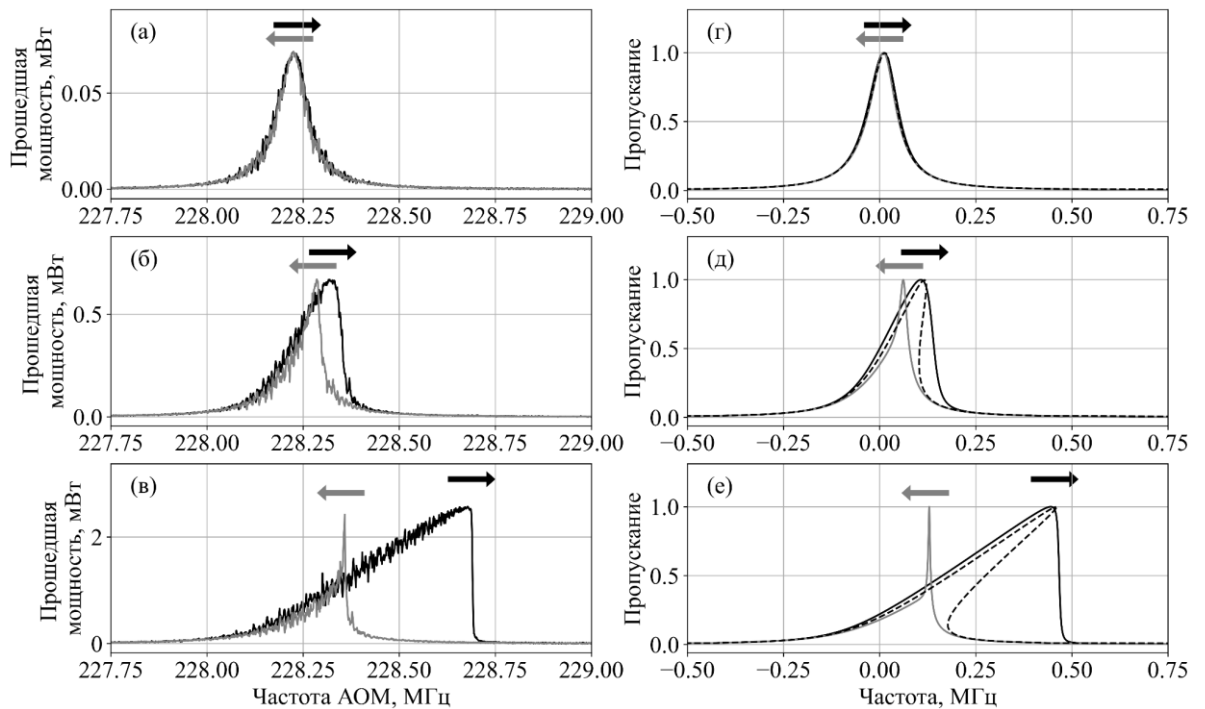


Рис. 13. Вид контуров при сканировании частоты лазерного излучения вблизи резонансной частоты резонатора. Чёрные контура соответствуют сканированию в направлении увеличения частоты (обозначено чёрной стрелкой), серые контура - в направлении уменьшения частоты (обозначено серой стрелкой). (а,б,в) Экспериментальные кривые при скорости сканирования  $1,6$  МГц/с и различных прошедших (заводимых) мощностях излучения: (а)  $0,072$  мВт ( $0,18$  мВт), (б)  $0,64$  мВ ( $1,6$  мВт) и (в)  $2,52$  мВт ( $6,3$  мВт). (г,д,е) Результаты численного моделирования с параметрами  $x_0 = 0,55$  и (г)  $\beta = 0,29$ , (д)  $\beta = 2,6$  и (е)  $\beta = 10,1$ . Пунктир - аналитическая кривая для стационарного случая.

Аналитическая форма линии, полученная в стационарном случае, также хорошо описывает низкочастотный склон “широкого” контура, что говорит о том, что этот случай близок к стационарному. Численное моделирование позволило воспроизвести также “узкий” контур.

На Рис. 14 (а,б,в) приведены формы контуров, полученные для скоростей сканирования  $160 \text{ МГц/с}$ ,  $8 \text{ МГц/с}$  и  $0,6 \text{ МГц/с}$ , соответственно, и прошедшей (заводимой) мощности  $P_0 = 1,25 \text{ мВт}$  ( $3 \text{ мВт}$ ) (серия 2). На том же Рис. 14 (г,д,е) изображены профили, полученные в результате численного моделирования теми же параметрами, как на Рис. 13:  $\beta = 5$  и  $x_0/\dot{\nu} = 0,35 \text{ с/МГц}$ , и для сравнения аналитические стационарные кривые. Как и на Рис. 13, ярко выражен эффект искажения контура и отличия формы при сканировании в различных направлениях. При малой скорости сканирования (Рис. 14) численное и аналитическое решение для низкочастотного склона “широкого” контура близки друг к другу, однако при увеличении скорости сканирования аналитическое решение становится неприменимым.

Стоит отметить, что относительное пропускание не зависит от заводимой мощности и скорости сканирования.

На Рис. 15 (а) показана экспериментальная зависимость положений максимумов контуров от прошедшей мощности при скорости сканирования  $1,6 \text{ МГц/с}$  (серия 1), на рис. 4 (б) - от обратной скорости сканирования при прошедшей мощности  $1,25 \text{ мВт}$  (серия 2). Наилучшим образом эти зависимости для “широкого” контура описываются результатами численного моделирования с параметрами  $\beta/P_0 = 4 \text{ 1/мВт}$ , что соответствует зависимости сдвига максимума резонанса от мощности  $180 \text{ кГц/мВт}$ , и  $x_0/\dot{\nu} = 0,35 \text{ с/МГц}$ , что соответствует времени теплового отклика резонатора  $\tau = 16 \text{ мс}$ .

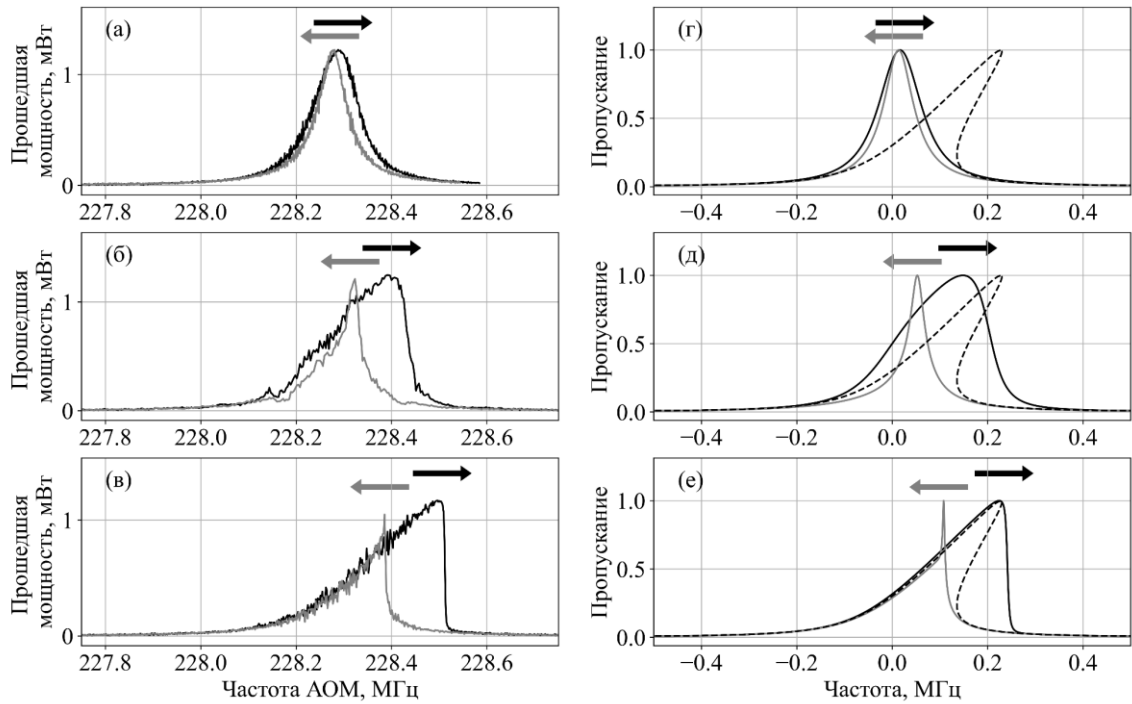


Рис. 14. Вид контуров при сканировании частоты лазерного излучения вблизи резонансной частоты резонатора. Чёрные контура соответствуют сканированию в направлении увеличения частоты (обозначено чёрной стрелкой), серые контура - в направлении уменьшения частоты (обозначено серой стрелкой). (а,б,в) Экспериментальные кривые при мощности прошедшего излучения 1,25 мВт и скорости сканирования: (а)  $160 \text{ МГц/с}$ , (б)  $8 \text{ МГц/с}$  и (в)  $0,6 \text{ МГц/с}$ . (г,д,е) Результаты численного моделирования с параметрами  $\beta=5$  и (г)  $x_0=55$ , (д)  $x_0=2,8$  и (е)  $x_0=0,21$ . Пунктир - аналитическая кривая для стационарного случая.

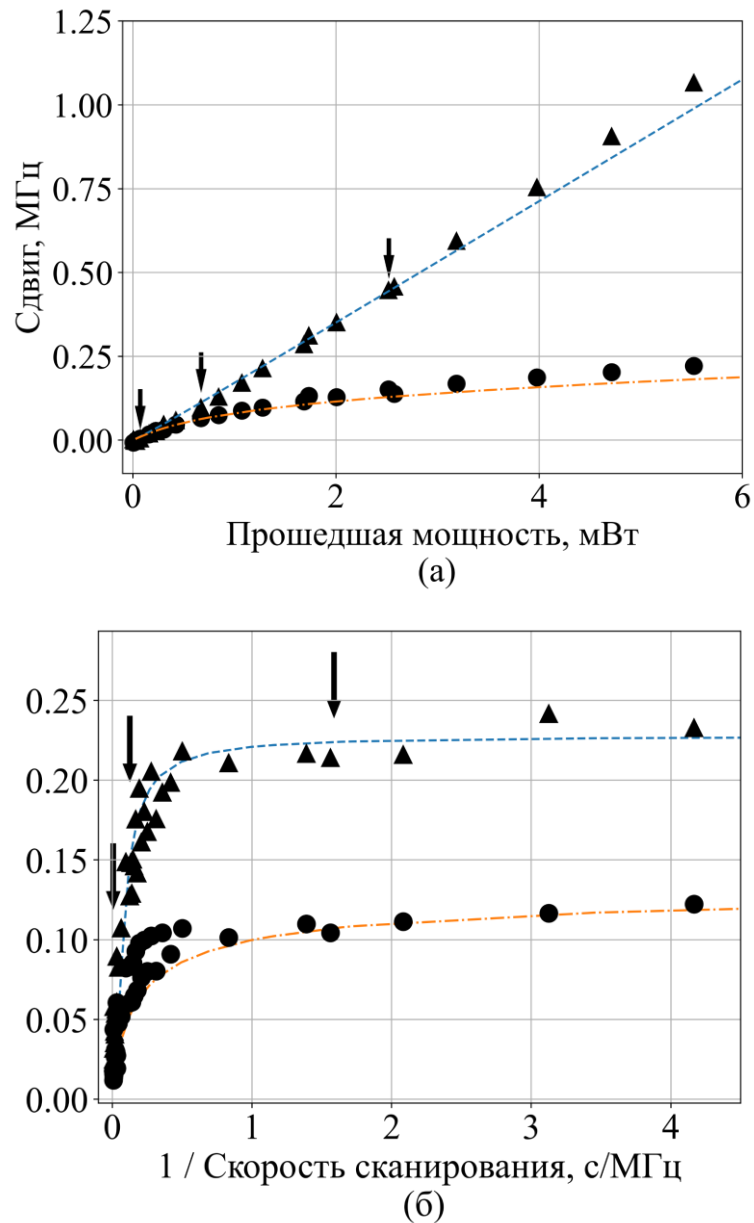


Рис. 15. Зависимость сдвига максимума контуров пропускания от (а) прошедшей мощности излучения при скорости сканирования 1,6 МГц/с и (б) обратной скорости сканирования при прошедшей мощности 1,25 мВт. Маркерами показаны экспериментальные данные, кривыми - результаты численного моделирования с параметрами  $\beta/P_0 = 4 \text{ 1/мВт}$  и  $x_0/\dot{\nu} = 0,35 \text{ с/МГц}$ . Треугольники и синий пунктир - сдвиг контура, полученного при сканировании в сторону увеличения частоты (“широкий” контур), кружки и оранжевый штрих-пунктир - в сторону уменьшения (“узкий” контур). Стрелками обозначены измерения, представленные на (а) Рис. 13 и (б) Рис. 14.

Таким образом, эффект термооптической бистабильности в 20 мм высокодобротном оптическом резонаторе Фабри-Перо для длины волны 1550 нм приводит гистерезисному виду линии пропускания резонатора при сканировании частоты излучения в различных направлениях. Чувствительность частоты (длины) созданного резонатора к интенсивности циркулирующего в нем излучения составила  $150 \frac{\text{Гц}}{\text{Вт}/\text{мм}^2}$  (или  $16 \frac{\text{фМ}}{\text{Вт}/\text{мм}^2}$ ), чувствительности резонансной частоты к мощности прошедшего излучения около  $180 \frac{\text{Гц}}{\text{мкВт}}$ , постоянная времени теплового отклика  $\tau$  составляет 16 мс, что подтверждается численным моделированием формы линии пропускания резонатора при наличии бистабильности.

Данное исследование характеризует быстрый «переходный» процесс в покрытиях зеркал, который соответствует резкому изменению циркулирующей в резонаторе мощности. С учетом определенного значения чувствительности резонансной частоты к мощности прошедшего излучения, получается, что для достижения предела тепловых шумов с использованием данного резонатора необходимо контролировать мощность прошедшего излучения на уровне десятков нВт, что являет собой отдельную и весьма технически нетривиальную задачу, ведущую к усложнению системы.

В то же время, в случае стабилизированного по резонатору лазерного источника, постоянный теплоподвод в отражающее покрытие со стороны циркулирующего излучения должен вызывать некоторое распределение температуры в зеркале, которое должно вызывать механические напряжения в системе. Анализ возможного вклада этого эффекта в спектральные характеристики компактного опорного резонатора со стороны данного эффекта также должен быть проведен.

### **1.5. Моделирование деформации зеркал в присутствии постоянного нагрева циркулирующим излучением**

При полном согласовании импедансов зеркал, циркулирующее внутри резонатора Фабри-Перо излучение усиливается в  $F^*/\pi$  раз, где  $F^*$  - резкость резонатора, типичные значения которой на данный момент составляют вплоть до 100 000 – 500 000. Для «микрзеркал», создаваемых методами литографии, в частности – ионного травления после нанесения маски фоторезиста на плоскопараллельную ГШП подложку [78] – вплоть до 1 000 000. Поглощение резонансного излучения в отражающих покрытиях зеркал таких систем может приводить к существенному сдвигу собственных частот резонатора. В случае компактных и сверхкомпактных опорных резонаторов, тепловые деформации зеркал вносят большой вклад в изменение частоты его собственного оптического резонанса в относительном выражении. Таким образом, при компактизации, влияние излучения становится все более значимым; наблюдается ряд специфических эффектов, таких, как оптическая бистабильность вплоть до длин волн ближнего ИК диапазона, которой посвящен предыдущий раздел, пульсации мощности [79], стохастические резонансы [80].

В данном разделе проводится численное моделирование и анализ термомеханического эффекта – деформаций зеркала под влиянием нагрева поглощенной покрытиями зеркал частью циркулирующего излучения. Тип деформации будет напрямую зависеть от материала, из которого изготовлена подложка зеркала, а также от его начальной температуры. Если подложка зеркала изготовлена из кварца, для которого коэффициент теплового расширения положителен, то его нагрев лазерным излучением приведёт к вспучиванию поверхности и сокращению длины резонатора. В случае, если подложка зеркал изготовлена из стекла со сверхнизким коэффициентом теплового расширения Corning ULE 7972 Premium grade, которая обладает точкой нулевого коэффициента

теплового расширения  $T_0$ , при начальной температуре существенно ниже  $T_0$  (в области отрицательного КТР) возможен противоположный эффект, будет, наоборот, образовываться впадина на поверхности зеркала. Если начальная температура немного ниже  $T_0$ , то локальный нагрев поверхности может вызвать переход температуры через нулевую точку и привести к образованию более сложного профиля деформации зеркала.

Из-за того, что КТР и кварца и ULE-стекла имеют температурную зависимость, деформация зеркал, изготовленных из этих материалов, будет отличаться для разных температур. Данный эффект может приводить к смещению температуры нулевого КТР, так как температурная зависимость длины резонатора будет определяться не только его телом, но и зеркалами, вносящими свой вклад за счет деформации под действием лазерного излучения. Схожий эффект сдвига температуры нулевого теплового расширения, вызванный разностью коэффициентов теплового расширения тела опорного резонатора и подложек зеркала, был рассмотрен в работе [81], где было предложено использование дополнительных компенсационных колец для смещения точки нулевого КТР.

### **1.5.1. Постановка задачи для моделирования**

Анализ тепловых деформаций зеркал под действием нагрева излучением проводился путем компьютерного моделирования в программе конечно-элементного анализа COMSOL Multiphysics. В расчете была использована модель резонатора, соответствующая монолитному компактному интерферометру Фабри-Перо, описанному в Разделе 1.2. Данный резонатор имеет длину 20 мм и форму, представленную на Рис. 16. Зеркала резонатора представляют собой брэгговские отражающие покрытия, состоящие из 17-ти пар слоев  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ , нанесенных на подложки с глубокой шлифовкой-полировкой, подготовка которых была также описана в Разделе 1.2. Тело резонатора и подложки зеркал изготовлены из стекла Corning ULE 7972 Premium grade. Толщина подложки составляет 5 мм, диаметр

резонатора – 12,7 мм. Диаметр отражающего покрытия равен 6 мм, толщина – 7,6 мкм.

Для упрощения модели добавлением симметрии в систему положим, что резонатор составлен парой вогнутых зеркал с радиусами кривизны 400 мм. Для излучения на длине волны 1550 нм радиус пятен моды по уровню интенсивности  $1/e^2$  на таких зеркалах составляет 178 мкм, что совпадает с величиной перетяжки на плоском зеркале для фактически изготовленного резонатора.

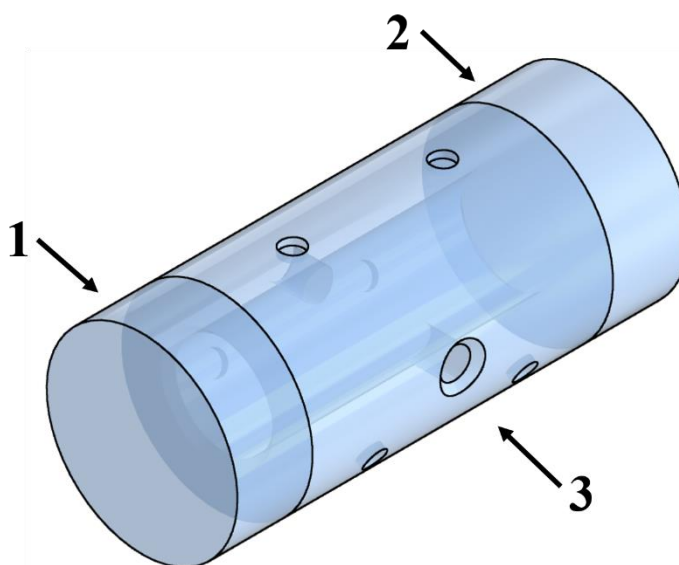


Рис. 16. Рассматриваемая модель резонатора. 1, 2 - зеркала резонатора, 3 - тело резонатора. Зеркала закреплены на теле оптическим контактом. Диаметр тела и зеркал 12,7 мм, длина тела 20 мм, толщина подложек 5 мм. Тело резонатора имеет осевое отверстие диаметром 6.5 мм внутри которого распространяется излучение.

Для резонатора, используемого в модели, были заданы значения резкости  $F=82000$  и пропускания в резонансе 50%, также полученные экспериментально для резонатора, экспериментальному исследованию которого посвящена Глава 1. Данным значениям соответствуют коэффициенты отражения ( $R$ ) и поглощения ( $A$ ), рассчитанные для первого и второго зеркал, соответственно равные:  $R_1=0,99996$ ,  $A_1=0,000014$ ,  $R_2=0,999964$ ,  $A_2=0,000014$ . Модель строится на предположении, что зеркала достаточно близки по своим оптическим свойствам, рассеянием излучения



в них можно пренебречь, а коэффициент пропускания уединенного зеркала приблизительно равен коэффициенту поглощения. Коэффициент усиления излучения в таком резонаторе составляет  $1,8 \times 10^4$ . Также было рассчитано, что 10% мощности резонансного излучения отражается от резонатора, 40% - проходит и 50% поглощается зеркалами, что приводит к их нагреву. Таким образом, можно заключить, что так как рассматриваемые зеркала имеют одинаковые коэффициенты поглощения, на каждом из них выделяется 25% мощности излучения, направленного в резонатор.

Нагрев зеркала в модели задается постоянным потоком тепла через отражающую поверхность с профилем, отвечающим гауссовому пучку моды резонатора с радиусом 178 мкм. В ходе расчетов было принято, что температура тела резонатора постоянна, что можно считать справедливым для большинства реальных экспериментов, так как тело резонатора имеет значительно больший размер, чем зеркала, и находится в тепловом контакте с тепловыми экранами вакуумной камеры, температура которых активно стабилизируется. В результате нагрева зеркала излучением и отвода тепла к телу (теплопроводностью через область оптического контакта) устанавливается тепловое равновесие. Целью расчета было определение стационарного распределения температур и соответствующей этому распределению деформации зеркал. Зеркала резонатора могут обмениваться тепловым излучением с окружением, однако, вклад этого эффекта мал, и мы им пренебрегаем. Также в модели было принято, что тепловые деформации, в основном, происходят в небольшой области в окрестности центра поверхности зеркала, а область оптического контакта с резонатором остается неподвижной.

### **1.5.2. Методика, результаты и анализ расчетов**

Поскольку ULE-стекло сжимается при нагревании в области температур ниже  $T_0$ , а при более высоких температурах наоборот расширяется (в точке нулевого КТР

резонатор самый «короткий»), тепловая деформация зеркала будет иметь различный характерный вид для трех случаев выбора начальной температуры  $T$ :  $T > T_0$ ,  $T < T_0$ ,  $T \approx T_0$ .

На Рис. 17 представлены результаты расчетов распределения температур и соответствующие профили деформаций поверхности под действием нагрева лазерным излучением.

а) При температуре зеркала ниже  $T_0$  поверхность будет выгибаться вниз, профиль деформации будет иметь вид углубления.

б) При температуре выше  $T_0$  поверхность будет выгибаться вверх, профиль деформации будет иметь вид пика.

с) При температуре зеркала, близкой к  $T_0$ , различные участки поверхности будут выгибаться вниз или вверх согласно распределению температуры на поверхности зеркала. В области, где температура ниже  $T_0$ , поверхность будет выгибаться вниз, а в области, где температура становится выше  $T_0$ , поверхность начинает выгибаться вверх.

В нашей модели температура нулевой точки была принята равной  $20,9$  °С. Отметим, что форма поверхности, представленная на Рис. 17 (е) будет справедлива и для других материалов с положительным коэффициентом теплового расширения, например для, кварца.

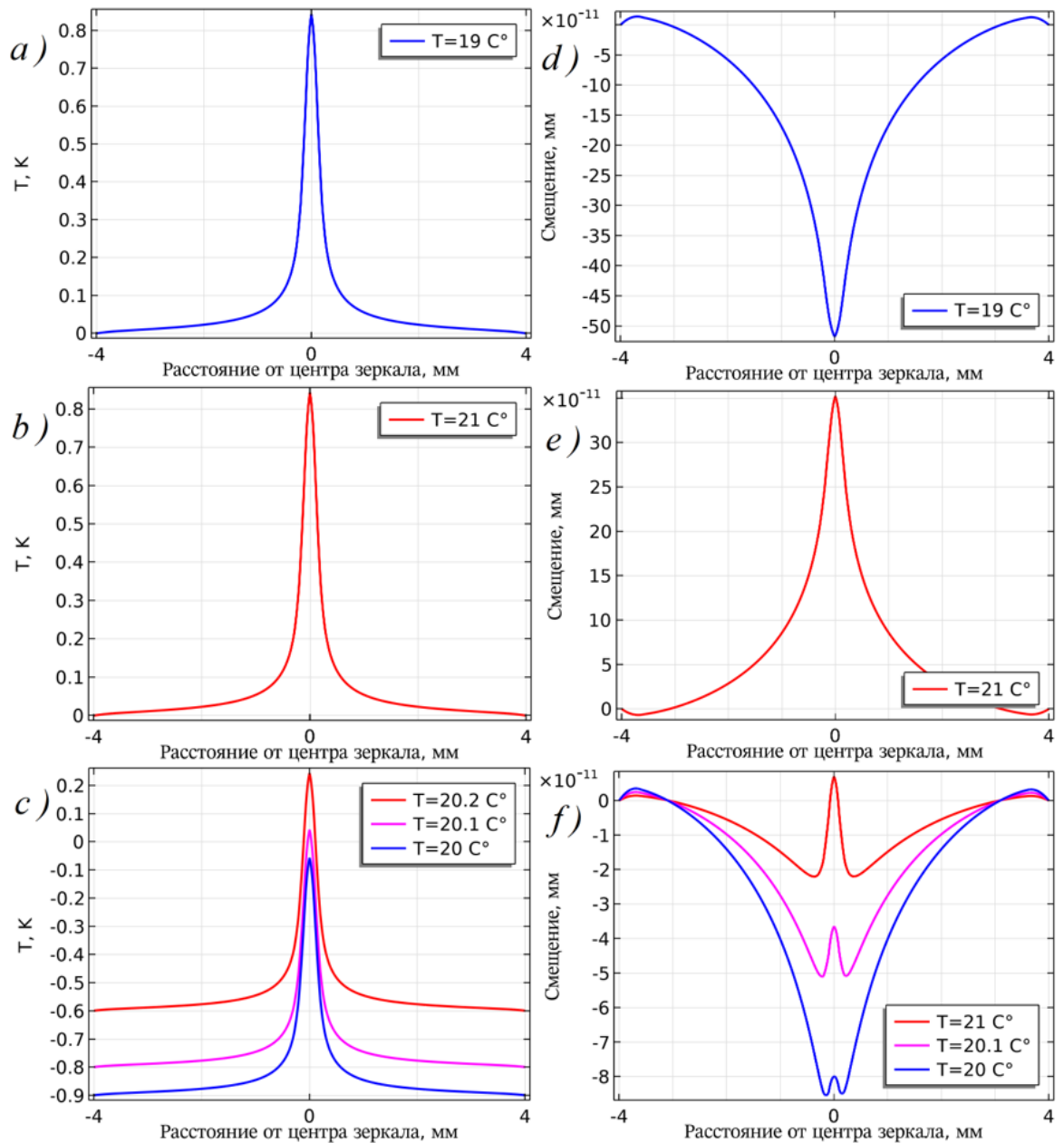


Рис. 17. а, б - профили распределения температуры вдоль диаметра зеркала относительно температуры резонатора при температурах тела резонатора  $19\text{ }^\circ\text{C}$  и  $21\text{ }^\circ\text{C}$ ; с - профили распределения температуры вдоль диаметра зеркала относительно нулевой точки теплового расширения при  $20\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $20,1\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $20,2\text{ }^\circ\text{C}$ ; d, e, f - соответствующие профили смещения поверхности из-за тепловой деформации (вдоль диаметра зеркала). Температура нулевой точки составляет  $20,9\text{ }^\circ\text{C}$ . Расчеты проведены для мощности излучения, поглощенной зеркалом, равной  $0,5\text{ мВт}$ . Радиус пятна моды по уровню интенсивности  $1/e^2$  на таких зеркалах составляет  $178\text{ мкм}$ .

Тепловая деформация зеркал приводит к изменению длины резонатора. Однако основное влияние на длину оказывает только та область поверхности зеркала, на которую падает излучение моды. Чтобы найти “эффективное” смещение поверхности  $Z(T)$  необходимо проинтегрировать смещение каждой точки зеркала  $z(r, T)$  с учетом профиля интенсивности  $g(r)$  пучка по поверхности зеркала [82]:

$$Z(T) = \int_S g(\vec{r}) * z(\vec{r}, T) d^2r \quad (4)$$

Исходя из осевой симметричности задачи данное выражение можно упростить:

$$Z(T) = \frac{4}{w^2} * \int_0^\infty e^{-\frac{2r^2}{w^2}} * z(r, T) * r dr \quad (5)$$

Результаты расчетов смещения зеркала для различных поглощаемых зеркалом мощностей и температур резонатора в окрестности температуры нулевого теплового расширения приведены на

Рис. 18.

Деформация зеркал под действием нагрева приводит к изменению температуры нулевого теплового расширения резонатора в целом. Зависимость длины резонатора от температуры можно вычислить как:

$$L(T) = L_{\text{тело}}(T) + 2 Z(T) \quad (6)$$

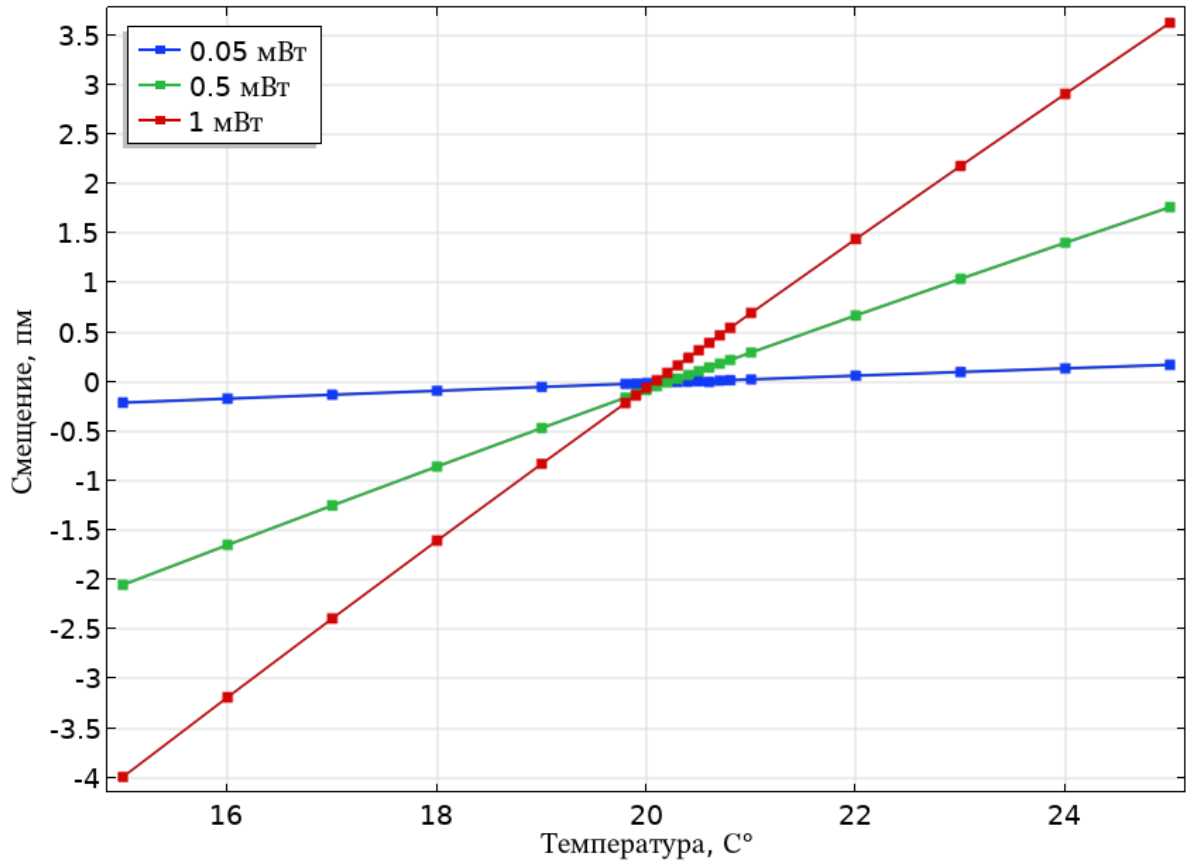


Рис. 18. Зависимость эффективного смещения поверхности зеркала с подложкой из ULE-стекла от температуры резонатора для различных значений мощности излучения, поглощаемой зеркалом. Зависимости аппроксимированы линейной функцией.

Зависимость длины тела  $L_{\text{тело}}(T)$  от температуры определяется свойствами стекла ULE. На Рис. 19 приведены зависимости относительных смещений зеркал, длины тела резонатора и резонатора в целом от температуры. Из-за нагрева зеркал температура нулевого расширения смещается в сторону меньших температур.

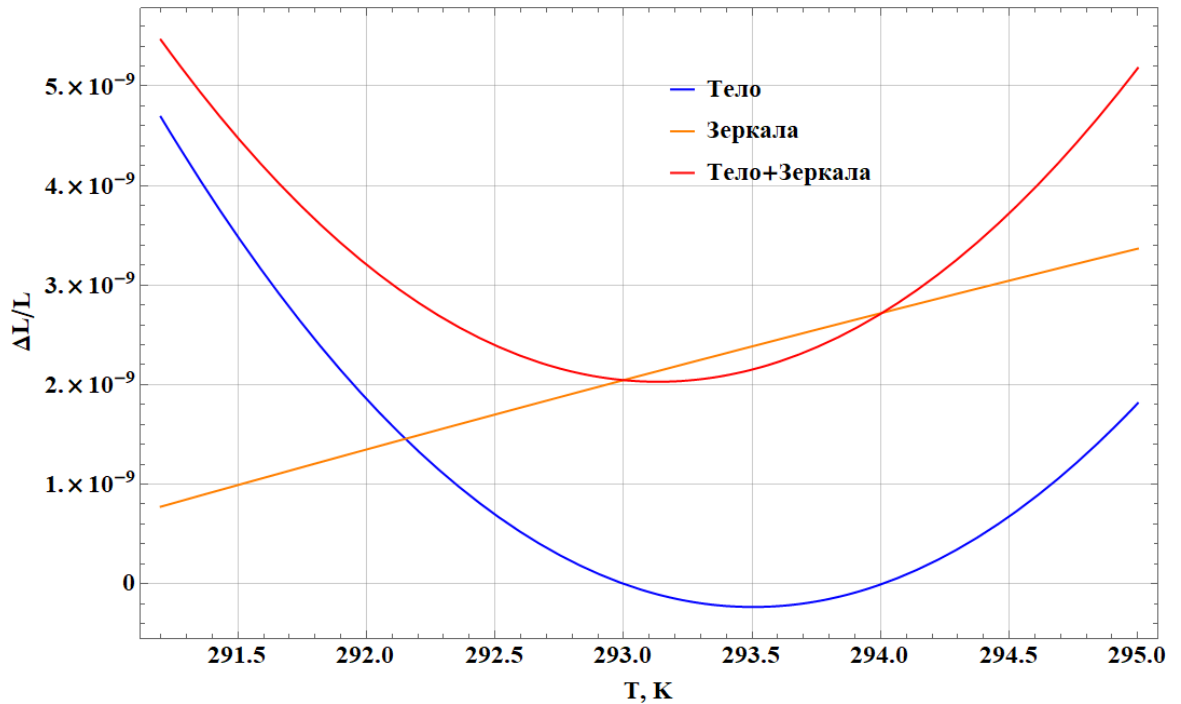


Рис. 19. Графики относительных изменений длины резонатора в зависимости от температуры без учета деформации зеркал (синий) и с учетом зеркал (красный). Оранжевый график иллюстрирует зависимость среднего смещения поверхностей зеркал от температуры. Красный график получается в результате суммирования синего и оранжевого, что приводит к смещению нулевой точки. Расчеты проведены для мощности излучения 10 мВт, поглощенной зеркалом. Функция относительного изменения длины тела:  $\frac{\Delta L}{L} = 7,3 * 10^{-5} - 6 * 10^{-7}T + 1,6 * 10^{-9}T^2 - 1,2 * 10^{-12}T^3$ .

Таким образом, мы можем рассчитать значение сдвига точки нулевого расширения резонатора в зависимости от мощности, поглощенной зеркалом (Рис. 20).

Аналогичные расчеты можно провести для зеркал на подложке из плавленого кварца. Рассчитанные значения были аппроксимированы линейными функциями, проходящими через начало координат. Наклон прямой для ULE составил -78 мК/мВт, для кварца -65 мК/мВт. Несмотря на то, что для кварца коэффициент теплового расширения значительно больше, чем для ULE, наклон прямой отличается несущественно. Для данного эффекта определяющим является

производная коэффициента теплового расширения по температуре, которая для кварца меньше, чем для ULE.

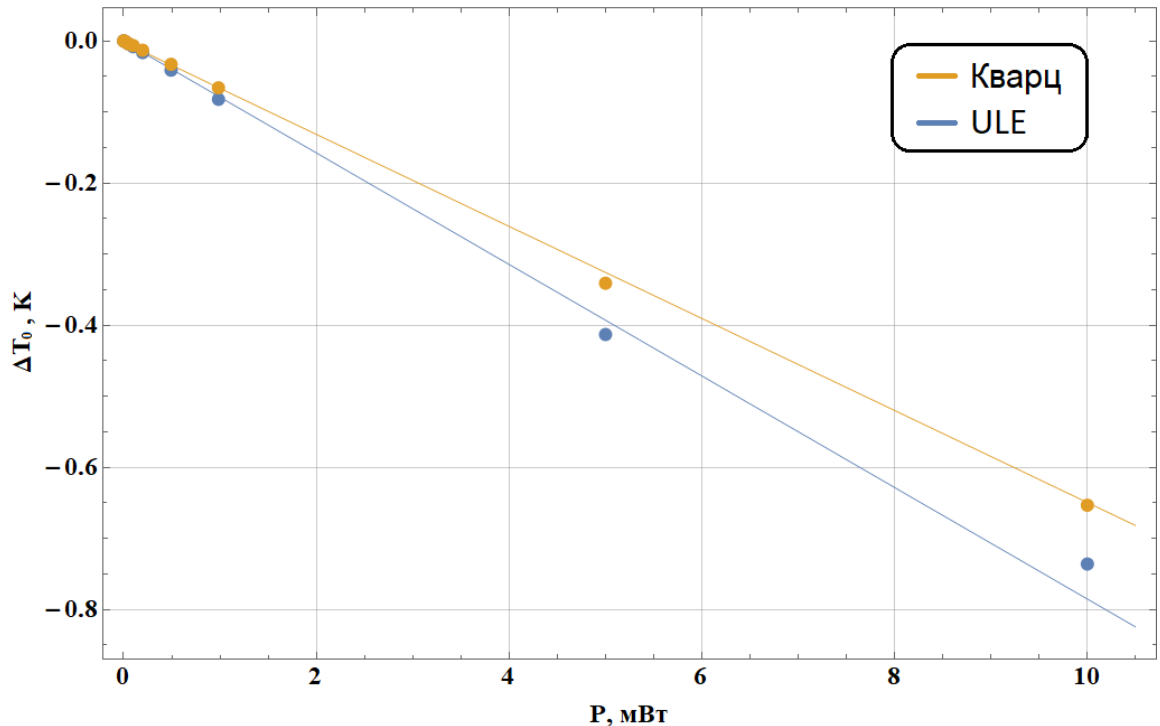


Рис. 20. Зависимость сдвига температуры нулевого теплового расширения симметричного резонатора Фабри-Перо от мощности излучения, поглощенной одним зеркалом. Для рассмотренной модели мощность, поглощаемая каждым из зеркал, составляет четверть от полной мощности излучения, вводимой в резонатор.

В экспериментах точку нулевого теплового расширения опорного резонатора обычно определяют по температурной зависимости частоты его моды. Учитывая смещение температуры нулевого теплового расширения в зависимости от внутрирезонаторной мощности, необходимо проводить измерения нулевой точки резонатора при той же заводимой мощности, при которой будет осуществляться стабилизация частоты лазера.

Обычно для обеспечения высоких значений отношения сигнала ошибки к шуму достаточно вводить в ультрастабильные опорные резонаторы несколько десятков микроватт лазерного излучения. Нагрев зеркал излучением такой мощности для рассмотренной модели резонатора привел бы к смещению

температуры нулевой точки на единицы мК. Если предположить, что неконтролируемые флуктуации температуры ULE-резонатора в вакуумной камере составляют  $\sim 3$  мК, то отстройка поддерживаемой температуры от нулевой точки на 3 мК приведет к относительным флуктуациям его длины на уровне  $10^{-14}$ , что накладывает дополнительные требования на точность определения положения нулевой точки.

Отметим, что в ультрастабильных лазерных системах для лабораторного использования описанный эффект смещения нулевой точки все же будет малозначителен за счет большой длины и теплоёмкости резонаторов, а также возможности эффективного экранирования от тепловых флуктуаций окружения. Однако смещение нулевой точки под действием излучения может оказать значительное влияние на стабильность миниатюрных резонаторов, имеющих длину порядка 1 см и менее, работы по созданию которых активно ведутся в последнее время. В таких системах тепловые деформации зеркал будут иметь больший масштаб за счет меньшего размера моды излучения и вносить больший вклад в изменения длины за счет более короткого тела. Эти факторы приводят к увеличению сдвига температуры нулевого теплового расширения. Сохраняя компактность, трудно обеспечить эффективное экранирование от колебаний температуры окружающей среды, поэтому эффект сдвига нулевой точки резонатора в зависимости от мощности может сыграть значительную роль при использовании таких устройств.

## **1.6. Создание и исследование компактной стабилизированной лазерной системы**

Завершающим шагом создания лазерной системы со стабилизацией по компактному высокочастотному резонатору стало изготовление оптоволоконной схемы стабилизации частоты фазово-модуляционным методом Паунда-Драйвера-



Холла. В качестве источника излучения был использован эрбиевый волоконный лазер Koheras AdjustIK, имеющий центральную длину волны 1550,12 нм. Принципиальная оптоэлектронная схема представлена на Рис. 21.

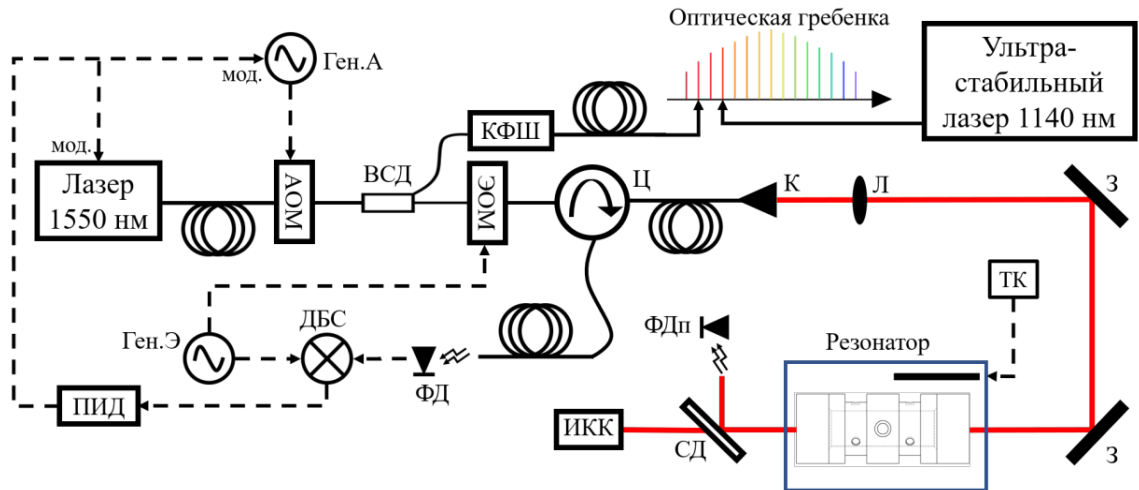


Рис. 21. Схема стабилизации частоты лазера по моде резонатора. АОМ - волоконный акусто-оптический модулятор; ВСД - волоконный светоделитель; ЭОМ - электро-оптический модулятор; Оптическая гребенка - фемтосекундная гребенка оптических частот; КФШ - оптоволоконная линия с активной компенсацией фазовых шумов [83]; Ц - волоконный циркулятор; К - коллиматор; Л - согласующая линза; З - зеркало; ФДп - фотодиод пропускания; ИКК - инфракрасная камера; ФД - фотодиод ПДХ; ДБС - двойной балансный смеситель; Ген.Э, Ген.А - радиочастотные генераторы; ПИД пропорционально-интегрально-дифференциальный контроллер; ТК - температурный контроллер; СД - светоделитель. Сплошными чёрными линиями показаны оптические волокна, красными — пучки в свободном пространстве, пунктирными чёрными — электрические сигналы.

Излучение волоконного лазера направляется в волоконный акустооптический модулятор AA Optoelectronics MT80-IIR30-Fio-SM5-J1-A-(s-)VSF, накачка которого осуществлялась на частоте 79,97 МГц. После этого часть излучения с помощью волоконного светоделителя отправляется на электрооптический фазовый

модулятор iXblue MPX-LN0.1, который осуществляет фазовую модуляцию лазерного излучения на частоте 19,87 МГц. Выбор таких частот обусловлен желанием избежать совпадения с гармониками других используемых в лаборатории радиочастот. Другая часть излучения направлялась к фемтосекундной гребенке оптических частот, размещенной в другом лабораторном помещении. Так как длина оптоволоконной линии составила ~ 50 м, была использована активная компенсация фазовых шумов в волокне, обусловленных акустическими и температурными возмущениями [83]. Затем излучение направляется в волоконный циркулятор, из которого через коллиматор и согласующую линзу заводится в резонатор с помощью двух зеркал. Прошедшее излучение регистрируется фотодиодом и камерой с InGaAs матрицей. Отраженное излучение отводится циркулятором на фотодиод метода ПДХ, сигнал с которого демодулируется на фазовом детекторе Mini-Circuits ZRPD-1+ сигналом генератора, накачивающего ЭОМ. Фотодиод метода ПДХ регистрировал биения отраженных вблизи резонанса компонент излучения: части несущей и боковых частот. Резкая зависимость фазы отраженной несущей от ее положения относительно резонанса позволяла сформировать асимметричный широкополосный сигнал ошибки [14], характерный вид которого (получаемый при сканировании частоты лазера пьезокерамикой) представлен на Рис. 22. Полученный таким образом сигнал ошибки подается на пропорционально-интегрально-дифференциальный контроллер, выход которого управляет частотой генератора накачки АОМа (через модуляционный вход радиочастотного генератора) и напряжением на встроенной пьезокерамике лазера (модуляционный вход высоковольтного усилителя пьезокерамики), замыкая тем самым петлю обратной связи. В качестве ПИД контроллера был использован одноплатный компьютер с быстродействующими ЦАП, АЦП и ПЛИС STEMlab 125-14.

Используемый АОМ обеспечивает перестройку частоты излучения в диапазоне 2 МГц с полосой 1 МГц (ограниченной его быстродействием – временем распространения звуковой волны по кристаллу).

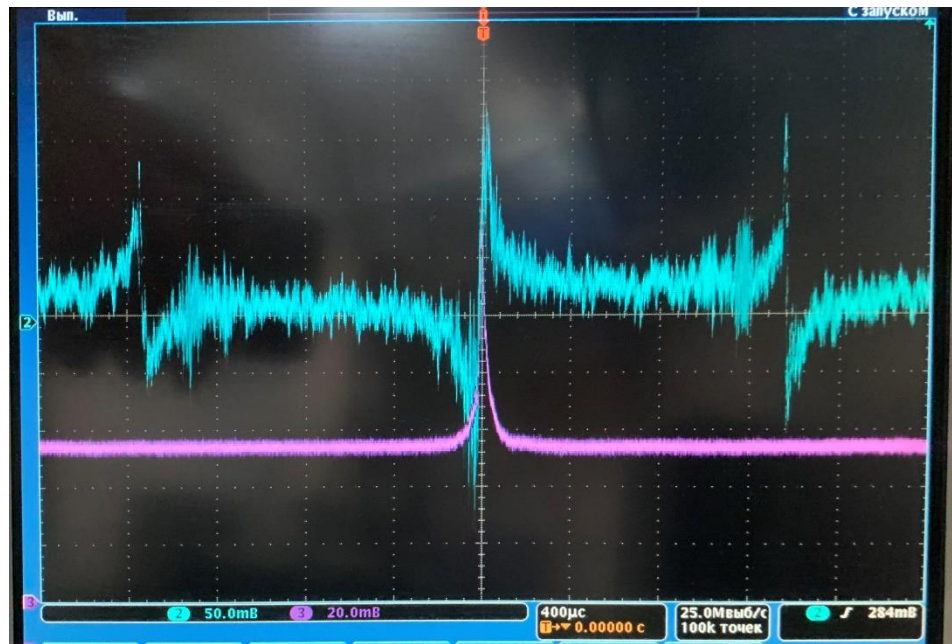


Рис. 22. Характерный вид сигнала ошибки метода ПДХ – синим. Центральный пик соответствует сигналу ошибки на несущей частоте лазерного источника, слева и справа от нее – на боковых частотах («сайдбэндах») фазовой модуляции.

ПИД был настроен таким образом, чтобы частота несущей лазерного излучения соответствовала точке пересечения нуля сигналом ошибки, что стабилизировало частоту лазерного источника к собственной моде опорного резонатора.

Итоговая ширина полосы петли обратной связи составила 350 кГц, что многократно превышает ширину линии свободной генерации используемого лазерного источника (она была измерена ранее и составляет менее 7 кГц @ 1 с). Характерный спектр сигнала с фотодиода ПДХ представлен на Рис. 23. Ширине полосы петли обратной связи соответствуют максимумы в данном спектре – на этих частотах набег фазы между шумами лазера и сигналом обратной связи составляет  $\pi$ .



Рис. 23. Спектр сигнала с фотодиода ПДХ при активированной обратной связи. Красные стрелки – максимумы, белая – частота модуляции 20 МГц.

Пропускание резонатора при активированной системе стабилизации составило более 40% от заводимой мощности (с учетом отраженных от резонатора боковых частот фазовой модуляции), что является необычно высоким показателем для высокодобротных резонаторов Фабри-Перо и свидетельствует о крайне низком уровне и высокой «одинаковости» потерь на отражающих покрытиях зеркал.

Для характеристики спектральной ширины линии и относительной нестабильности частоты излучения созданной стабилизированной лазерной системы, было осуществлено сличение с имеющейся в распоряжении стабилизированной лазерной системой на длине волны 1140 нм [84], [85] с использованием стабилизированной по ней фемтосекундной гребенке оптических частот. Часть излучения, доставленная по оптоволокну с активной компенсацией фазовых шумов к оптической гребенке, формировала сигнал биений с соответствующей спектральной компонентой гребенки, который регистрировался балансным фотодетектором. Стабилизация гребенки по лазерной системе 1140 нм обеспечивает нестабильность частоты всех спектральных компонент не более  $2 \times 10^{-14}$  на временах усреднения 1 мс – 100 с. Для анализа ширины линии частота сигнала биений гетеродинировалась до 211 кГц смешением с независимым генератором,

стабилизированным по пассивному водородному мазеру. Полученный низкочастотный сигнал записывался осциллографом в течение 1 секунды, количество точек выборки составляло  $10^6$ . Ширина линии излучения зависит от времени усреднения в соответствии с характером остаточных шумов, поэтому был проведён анализ для нескольких значений в интересующем нас диапазоне: 50 мс, 100 мс, 1 с. Для корректного определения ширины на времени 50 мс весь набор данных делился на участки по 50 мс, к каждому из которых применялось преобразование Фурье. Затем полученные спектры приводились к общему центру для учёта медленных флуктуаций частоты и усреднялись между собой.

Итоговый контур аппроксимировался лоренцевским контуром, результат показан на Рис. 24 (а). Полученная ширина не превышает 50 Гц на времени усреднения 50 мс, что соответствует длине когерентности  $L_{\text{coh}} = 6000$  км. Аналогично были получены значения ширины для времён 100 мс и 1 с, при этом стоит отметить, что с увеличением времени более достоверный результат дает аппроксимация гауссовским контуром [86]. Полученные значения не превышают 100 Гц на времени усреднения 100 мс и 150 Гц на времени усреднения 1 с. Ширина линии используемого лазера без стабилизации на временах 10 – 100 мс составляет 5-7 кГц, что соответствует длине когерентности 40 – 60 км.

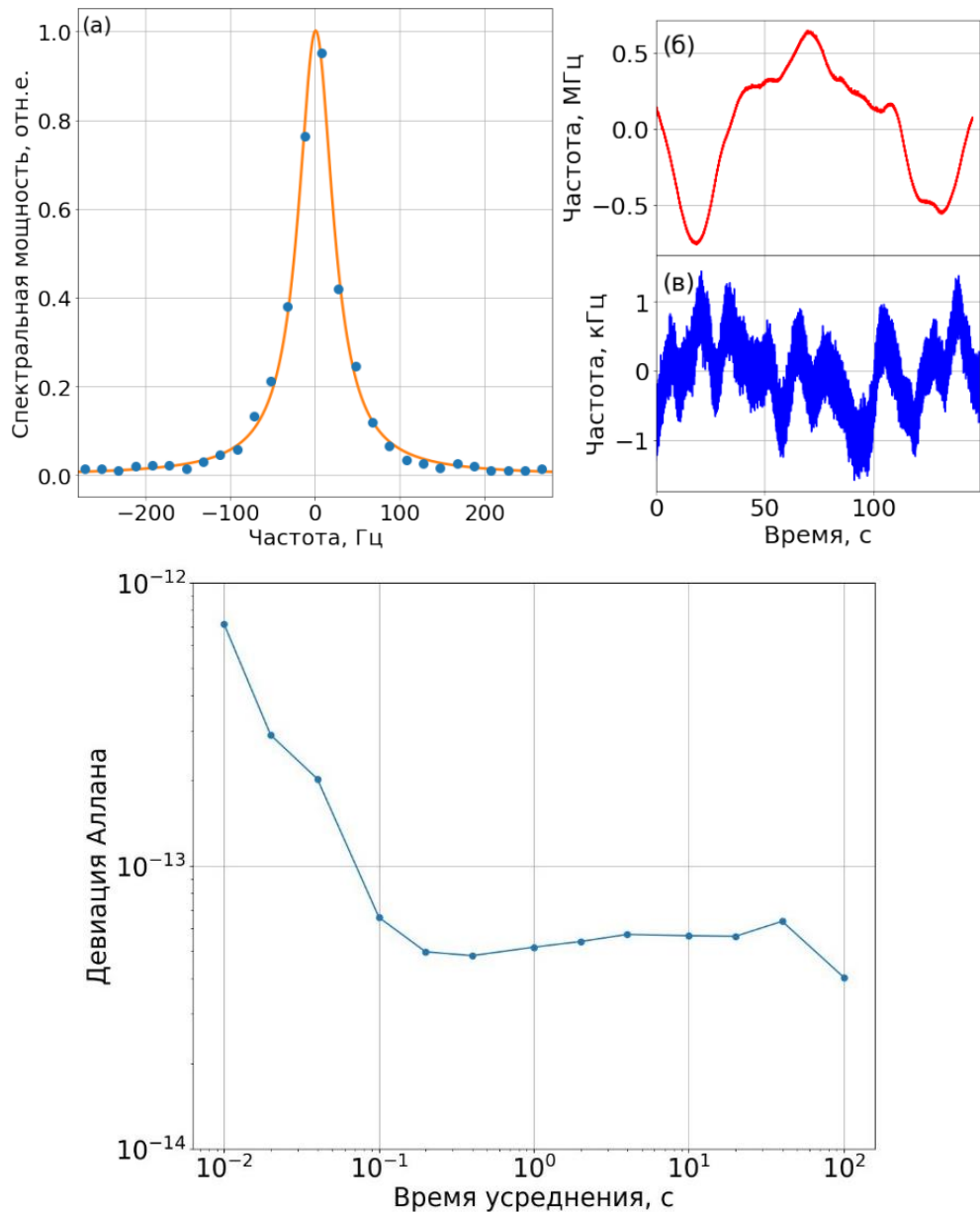


Рис. 24. (а) Спектр излучения волоконного лазера, стабилизированного по созданному резонатору. Синие кружки – измерение при усреднении 50 мс, оранжевая кривая – аппроксимация лоренцевским контуром. (б,в) Частота биений лазера без и со стабилизацией и фемтосекундной гребёнки, стабилизированной по независимому лазеру, в зависимости от времени после вычета линейного дрейфа. (г) Девиация Аллана сигнала биений лазера, стабилизированного по миниатюрному резонатору.

Для анализа нестабильности частота сигнала биений была записана измерителем фазы К+К Messtechnik с высоким разрешением без мертвого времени

[87]. На Рис. 24 (б,в) показаны зависимости частоты биений от времени для лазера. На Рис. 24 (г) приведена девиация Аллана [88] частоты сигнала биений. Аппроксимация данных линейной функцией показала наличие линейного дрейфа  $\sim 1,5 \text{ Гц/с}$ , который был вычтен при вычислении девиации. Значение нестабильности достигает  $5 \times 10^{-14}$  на времени усреднения 1 с, что на порядок больше предела тепловых шумов для такого резонатора, который равен  $5 \times 10^{-15}$ .

Характерный дрейф «больших» метрологических систем находится на уровне десятков мГц, в данном случае такое большое значение дрейфа может свидетельствовать о ошибке при определении значения точки нулевого КТР для данного резонатора, что, с учетом выводов Раздела 1.5, может объяснять превышение фактической относительной нестабильности лазерной системы над пределом тепловых шумов на больших (несколько секунд – десятки секунд) временах усреднения. Превышение на более коротких может быть обусловлено флуктуациями мощности заводимого/прошедшего излучения, влиянию которых посвящен Раздел 1.4, неидеальностью работы петли обратной связи из-за флуктуаций остаточной амплитудной модуляции, яркое проявление которой характерно для волоконных систем [54], [89].

Для сравнения относительной нестабильности созданной компактной лазерной системы с наилучшими достигаемыми на данный момент результатами можно обратиться к Рис. 25. Объем созданного резонатора составляет  $\sim 3,8$  мл, что в полной мере позволяет сравнивать его с представленными аналогами. Стабильность созданной системы оказывается чуть менее, чем на порядок хуже наиболее близкого по объему резонатора аналога. Причиной тому служат технические шумы, возросшие требования на контроль которых обсуждались выше.

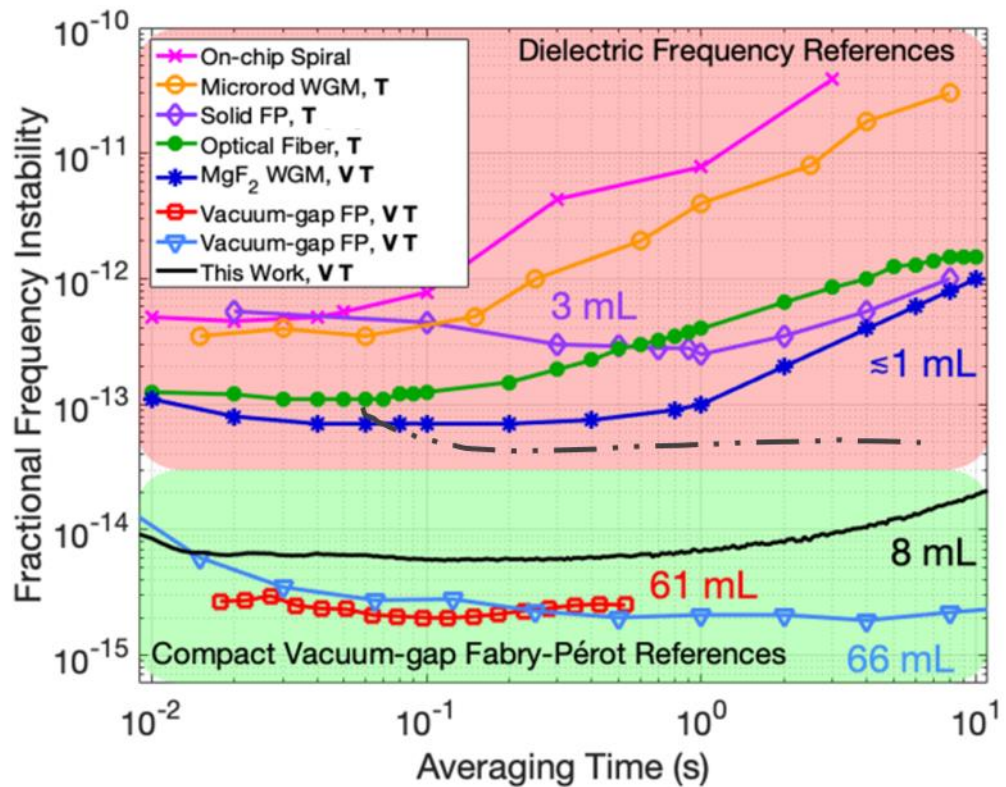


Рис. 25 [90]. Сравнение относительной нестабильности современных компактных лазерных систем, созданных по различным технологиям. Розовым – система со стабилизацией по спиральному резонатору [91], созданному с помощью технологий интегральной фотоники; желтым – по микроцилиндрическому резонатору на модах шепчущей галереи [92]; темно-фиолетовым – по резонатору Фабри-Перо без воздушного канала для распространения излучения [93]; зеленым – по оптоволоконному резонатору [94]; темно-синим – по микрорезонатору из  $\text{MgF}_2$  на модах шепчущей галереи [95]; черным, светло-синим, красным – по резонаторам Фабри-Перо с воздушным каналом, представленным в работах [90], [96], [97]. Серый двойной пунктир – уровень нестабильности созданной в данной работе системы, добавлен на исходный рисунок. Т – наличие активной температурной стабилизации; V – вакуумирование объема с резонатором.

Результаты исследований, которым посвящена данная глава, приводят к защищаемому положению №1:



1. Термооптические эффекты, превышающие уровень тепловых шумов в коротких (менее 2 см) высокочастотных резонаторах Фабри-Перо, оказывают существенное влияние на частотную стабильность моды резонатора. Вызванный ими нелинейный отклик приводит к эффекту оптической бистабильности, который может быть использован в задаче управления оптическими полями и должен быть учтен при стабилизации частоты лазера по моде резонатора.

Основные результаты данных исследований изложены в:

1. Крючков Д. С., Кудеяров К. С., Вишнякова Г. А., Жаднов Н. О., Хабарова К. Ю., Колачевский Н. Н. «Миниатюрные высокочастотные резонаторы ULE для стабилизации частоты лазерного излучения» // Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2021. – №10. – С. 295-300.

2. Вишнякова Г. А., Крючков Д. С., Воронова Т. А., Кудеяров К. С., Чиглинцев Э. О., Жаднов Н. О., Хабарова К. Ю., Колачевский Н. Н. «Термооптическая бистабильность в компактном высокочастотном резонаторе на длине волны 1550 нм» // Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2023. – № 9. – С. 385-390.

3. Шакиров, М. И., Жаднов, Н. О., Крючков, Д. С., Кудеяров, К. С., Хабарова, К. Ю., & Колачевский, Н.Н. «Деформация зеркал и сдвиг температуры нулевого теплового расширения оптического резонатора из-за нагрева излучением» // Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2023. – №12. – С. 121-132.

Можно сделать вывод, что «прямая» компактизация высокочастотного опорного оптического резонатора, с одной стороны, позволяет существенно снизить массогабаритные характеристики вакуумной камеры, упрощает его систему подвеса и конструкцию системы в целом. С другой стороны, именно компактность приводит к резкому возрастанию вклада термооптических эффектов, которые могут и напрямую и косвенно влиять на стабильность системы.

Необходимый контроль параметров для исключения данного вклада усложняет электронно-оптическую часть стабилизированной лазерной системы, ее настройку и дальнейшую эксплуатацию в целом. К тому же, даже при выполнении всех необходимых условий, такая система будет обладать существенно более высоким пределом тепловых шумов по сравнению с системой на основе резонатора «стандартной» длины. И при этом сложность исполнения оптической и электронно-оптической части таких систем будут вполне сопоставимы.

Однако, стоит отметить, что «упрощенные» компактные системы с относительно высокой нестабильностью на уровне нескольких единиц четырнадцатого знака все еще могут быть использованы для некоторых прикладных задач, таких как передача ультрастабильных сигналов времени и частоты, прецизионная интерферометрия и дальнометрия, когерентная рефлектометрия.

## **1.7. Основные результаты Главы 1**

В данной Главе получены следующие основные результаты:

1. Разработан, изготовлен и охарактеризован компактный высокодобротный оптический резонатор для длины волны 1550 нм. Резкость резонатора составляет 82 000, ширина собственного оптического резонанса 97 кГц, величина резонансного пропускания (от заводимой мощности, с учетом боковых частот фазовой модуляции) – 50%.

2. Исследован эффект оптической бистабильности в компактном высокодобротном резонаторе на длине волны 1550 нм. Рассмотрена модель формы линии резонансного пропускания интерферометра Фабри-Перо в присутствии бистабильности, вызванной нагревом отражающих покрытий зеркал циркулирующим излучением. Проведены измерения форм линий пропускания при сканировании частоты лазерного излучения вблизи резонансной частоты резонатора. Для полученных экспериментальных данных проведено численное

моделирование, с помощью которого определена зависимость сдвига центра линии собственного резонанса компактного интерферометра от прошедшей мощности, равная  $180 \text{ кГц/МВт}$ , постоянная времени теплового отклика отражающих покрытий зеркал резонатора  $\tau = 16 \text{ мс}$ , чувствительность резонансной частоты интерферометра к интенсивности циркулирующего в нем излучения, равная  $150 \frac{\text{Гц}}{\text{Вт/мм}^2}$ .

3. Методами численного моделирования предсказана величина эффекта смещения точки нулевого коэффициента теплового расширения опорного резонатора в зависимости от циркулирующей в нем мощности в стационарном случае по линейному закону с коэффициентами  $-78 \text{ мК/МВт}$  и  $-65 \text{ мК/МВт}$  для зеркал на ULE и кварцевых подложках соответственно.

4. Создана и исследована лазерная система с активной стабилизацией частоты излучения по компактному резонатору. Ширина спектра излучения компактной системы составила  $50 \text{ Гц}$  на времени  $50 \text{ мс}$ , относительная нестабильность  $-5 \times 10^{-14}$  на времени усреднения  $0,1 - 10 \text{ с}$ . Данные спектральные характеристики оказываются достаточными для использования такой системы в задачах, не требующих рекордных показателей кратковременной и долговременной стабильности, таких как передача ультрастабильных сигналов времени и частоты, прецизионная интерферометрия и дальнометрия.

## **Глава 2. Прецизионная интерферометрия с использованием стабилизированной лазерной системы**

Методы лазерной интерферометрии находят широкое применение в таких областях современной науки и техники, как гравиметрия [98], гироскопия [99], детектирование гравитационных волн [100], передача высокоточных сигналов времени и частоты [26]. Одним из наиболее амбициозных проектов с применением лазерных интерферометров стала космическая миссия GRACE-FO (Gravity Recovery and Climate Experiment Follow-On), запущенная в мае 2018 года [29]. Целью миссии является изучение распределения массы Земли и его изменений путем картографирования гравитационного потенциала. В составе миссии работают два спутника, находящихся на орбите на высоте 500 км на расстоянии 220 км друг от друга. Флуктуации гравитационного поля Земли приводят к изменению расстояния между спутниками, которое может быть измерено лазерной интерферометрической системой с высокой точностью. Данные, полученные миссией, находят применение в геодезии, геофизике и гидрологии [101]. Важнейшим элементом миссии является лазерная интерферометрическая система, обеспечивающая точность определения расстояния между спутниками на уровне десятков нанометров [102].

Основной целью данной главы является экспериментальная демонстрация принципиальной возможности регистрации линейных сдвигов методами лазерной интерферометрии с погрешностью на уровне 10 – 30 нм, определение и устранение основных источников погрешности измерений, адаптация данной схемы к измерению расстояния между удаленными на сотни километров объектами, например – спутниками околоземной группировки.

## 2.1. Общие принципы измерения линейных смещений при помощи лазерных интерферометрических систем

Здесь кратко приведем общие принципы работы модуля гетеродинного интерферометра, позволяющего измерять величину линейного смещения. Более подробное описание их непосредственной реализации в экспериментальной установке будет приведено далее.

Задачей, которую решают лазерные интерферометрические схемы, является непрерывное измерение расстояния до удаленного объекта с высокой точностью. Для этого излучение непрерывного лазерного источника направляется в интерферометр, где разделяется на две части делителем пучка (Рис. 26). Одна часть излучения идет по короткому опорному плечу интерферометра, другая направляется к удаленному объекту, расстояние до которого требуется измерить. На удаленном объекте расположен отражатель, отражающий излучение обратно. Полученный отправителем свет смешивается с опорным плечом интерферометра и направляется на фотодетектор. Сигнал с детектора направляется на фазометр, который измеряет фазу сигнала  $\psi(t)$ , пропорциональную расстоянию до удаленного объекта  $\rho(t)$  [102]:

$$\psi(t) \approx -\omega_{offset}t - \frac{4\pi}{\lambda}\rho(t), \quad (7)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения лазерного источника,  $\omega_{offset}$  – угловая частота сдвига между опорным и сигнальным плечами интерферометра.

Появление сдвига частоты может быть вызвано разными причинами: доплеровским сдвигом, прохождением через акустооптический модулятор, в транспондерной схеме [102] – отстройкой второго лазера относительно первого. Таким образом, измерение фазы гетеродинного сигнала дает возможность напрямую вычислить перемещение удаленного предмета.

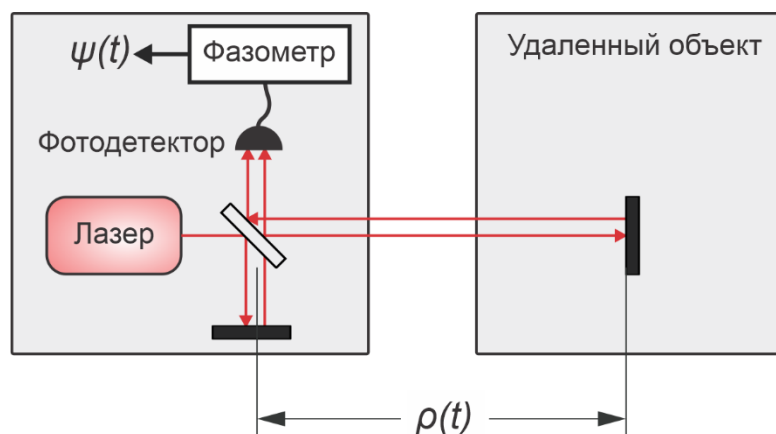


Рис. 26. Принципиальная схема работы модуля гетеродинного интерферометра для измерения линейных смещений.

В реальных гравиметрических миссиях расстояние между спутниками составляет порядка сотен километров, как следствие – из-за дифракционной расходимости и конечного размера собирающей оптики потери в вернувшемся оптическом пучке могут быть очень значительными. Для решения этой проблемы в эксплуатируемых на данный момент космических лазерных интерферометрах используется технология транспондера, см. Рис. 27. На каждом космическом аппарате (КА) установлены идентичные интерферометры с лазерными источниками, стабилизированными по частоте. После того, как излучение ведущего («master») лазера, установленного на КА-1, проходит межспутниковое пространство и достигает КА-2, оптоэлектронная система автоподстройки фазы синхронизирует фазу излучения ведомого («slave») лазера КА-2 с фазой принятого слабого светового сигнала. Затем лазерное излучение КА-2 направляется обратно на КА-1. Информация о длине двойного пути светового луча содержится в разности фаз между опорным лучом КА-1 и принятым слабым световым сигналом. Это базовый принцип работы лазерной интерферометра транспондерного типа, который в данном случае работает в режиме дальнометра, измеряющего расстояние (точнее, изменение расстояния) между двумя КА, удаленными друг от друга на ~ 200 км. Подобная схема позволяет снизить энергетические требования к лазерному источнику и повысить надежность работы системы.

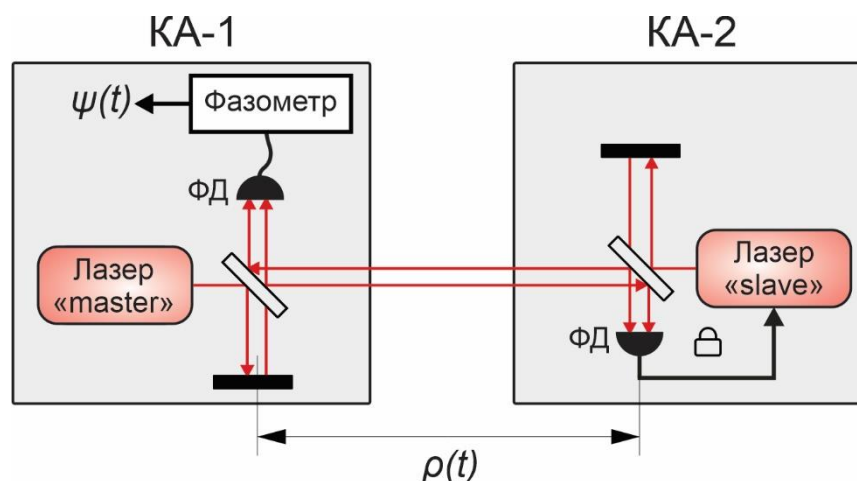


Рис. 27. Принципиальная схема измерения смещения с помощью лазерного интерферометра в транспондерной схеме. КА – космический аппарат, ФД – фотодетектор,  $\rho(t)$  – длина оптической трассы,  $\psi(t)$  – измеряемый фазовый сигнал. Замком обозначена фазовая привязка.

## 2.2. Разработка и сборка оптоэлектронной схемы гетеродинного интерферометра

Для демонстрации принципиальной возможности измерения линейных сдвигов с погрешностью 10 – 30 нм была разработана и создана экспериментальная установка, являющаяся вариантом реализации гетеродинного интерферометра. В данном разделе описаны устройство и принципы работы оптической и электронной частей экспериментальной установки.

В качестве источника лазерного излучения используется волоконный эрбиевый лазер Koheras AdjustIK E15 с длиной волны излучения 1550 нм. Частота излучения лазера стабилизируется методом Паунда-Драйвера-Холла по внешнему высокочастотному резонатору, что позволяет получить ширину линии излучения на уровне половины высоты менее  $\Delta\nu_{0,5} \sim 100$  Гц. Нестабильность частоты лазера увеличивает погрешность измерения смещения. Для оценки влияния данного параметра можно вычислить длину когерентности лазерного излучения  $L_{coh} =$

$\frac{c}{\Delta\nu_{0,5}}$ , где  $c$  – скорость света, и сравнить ее с удвоенной длиной сигнального плеча интерферометра. Для используемого лазера даже при отсутствии стабилизации (ширина линии порядка 5 кГц) длина когерентности составляет 60 км, поэтому вклад нестабильности частоты в шумы интерферометра пренебрежимо мал при использовании макета, в котором длина канала составляет 5 см. В случае же использования данной системы для измерения расстояний порядка 300 км, что окажется необходимым для ее использования на спутниках, активная стабилизация лазерного излучения становится необходима. Так, для компактной стабилизированной лазерной системы, которой посвящен Раздел 1.6, длина когерентности излучения составляет 3 000 км, что в полной мере позволяет ее использовать для подобного класса задач.

Оптическая схема гетеродинного интерферометра представлена на Рис. 28. От лазера к интерферометру излучение доставляется через одномодовые (SM) оптоволоконные линии и компоненты. Излучение мощностью 20 мВт делится волоконным делителем в соотношении 50:50 на два пучка, каждый из которых проходит через соответствующий волоконный акусто-оптический модулятор (АОМ) с номинальной частотой 80 МГц, работающий в первом порядке дифракции (LightComm АОМ-1550-3-000-80-0.3W и АА OPTO-ELECTRONIC MT80-PIR30-Fio-SM0,5-J1-A-(s)-VSF). АОМы питаются на частотах 80 и 82 МГц, соответственно, от радиочастотного генератора Rigol DG4102 с двумя независимыми выходами, сигнал которых усиливается приблизительно на 29 дБ при помощи усилителей Mini-Circuits ZHL-1-2W-S+. Затем излучение направляется на два входа модуля лазерного интерферометра. При наблюдении интерференции двух пучков, частоты которых отличаются на 2 МГц, будут наблюдаться биения на разностной частоте, что позволяет симулировать доплеровский сдвиг при относительной скорости двух спутников 3 м/с. Применение АОМ на высокой частоте модуляции для имитации низкочастотного доплеровского сдвига – это искусственный прием, обусловленный имеющимся в наличии лабораторным оборудованием.



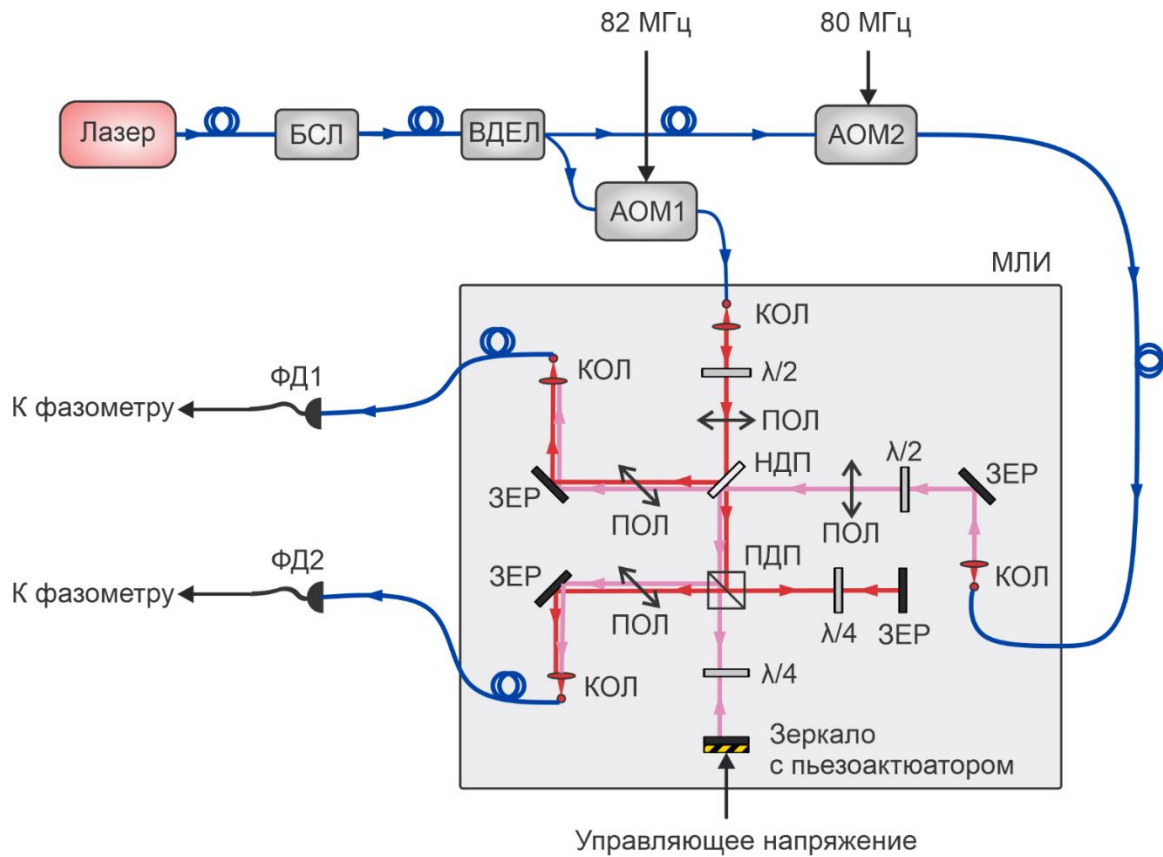


Рис. 28. Оптическая схема гетеродинного интерферометра. АОМ – акустооптический модулятор; ВДЕЛ – волоконный светоделитель; НДП – неполяризационный делитель пучка; ПДП – поляризационный делитель пучка; ПОЛ – поляризатор; КОЛ – оптоволоконный коллиматор; ЗЕР – зеркало;  $\frac{\lambda}{2}$ ,  $\frac{\lambda}{4}$  – полуволновая, четвертьволновая фазовая пластинка, соответственно; ФД – фотодиод; БСЛ – блок стабилизации частоты лазера по внешнему резонатору Фабри-Перо.

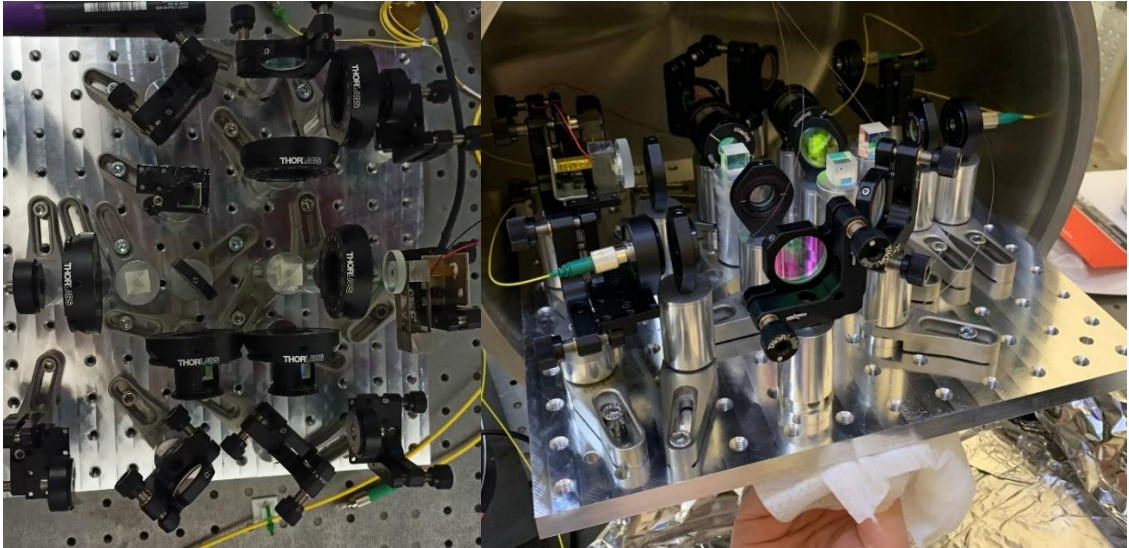


Рис. 29. Плита гетеродинного лазерного интерферометра.

Модуль лазерного интерферометра собран на оптической плите размером  $30 \times 30$  см (Рис. 29) и представляет собой комбинацию двух интерферометров: один с делителем пучка, коэффициент деления которого слабо зависит от поляризации, и один – с поляризационным. Каждый из двух пучков после прохождения АОМ коллимируется при помощи асферической линзы с фокусным расстоянием 4,51 мм, затем для них устанавливается одна из двух ортогональных поляризаций (горизонтальная и вертикальная) при помощи полуволновой фазовой пластинки и поляризационного кубика. Затем пучки из двух каналов совмещаются на неполяризованном делителе 50:50. Одна часть излучения направляется на волоконный коллиматор, оптоволоконно от которого идет к фотодетектору, на котором наблюдается сигнал на разностной частоте. Данный фотодетектор позволяет измерить разность фаз между пучками на входе лазерного интерферометра. Другая часть излучения направляется во второй интерферометр – на поляризационный делитель. Так как поляризации двух пучков ортогональны, то один из них полностью направляется в опорное плечо интерферометра, а второй – полностью в сигнальное. В обоих плечах пучки проходят четвертьволновые фазовые пластинки и отражаются обратно. Вернувшись к поляризационному делителю пучка, они направляются на коллиматор для второго фотодетектора, на

котором также наблюдается сигнал на разностной частоте 2 МГц. Перед каждым из двух коллиматоров стоит поляризатор под углом  $45^\circ$  к вертикали, так как для получения интерференции пучков с ортогональными поляризациями необходимо спроецировать их на одну ось. Сигнальное плечо интерферометра отличается от опорного тем, что отражающее зеркало установлено на линейный прецизионный транслятор, фотография которого приведена на Рис. 30. Смещение транслятора обеспечивается пьезоактюатором Thorlabs PK2FQP2, амплитуда хода которого составляет 19,6 мкм при приложении напряжения 75 В.

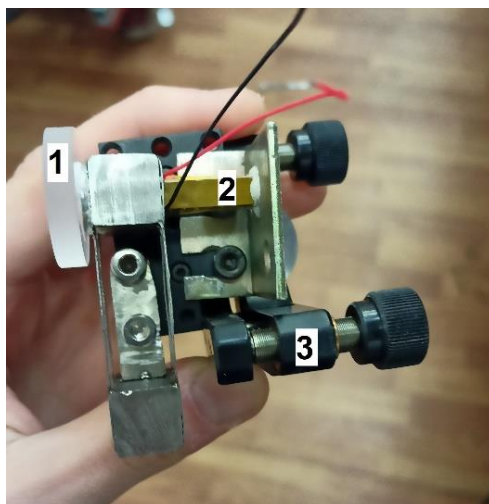


Рис. 30. Линейный прецизионный транслятор: 1 – зеркало, 2 – пьезоактюатор Thorlabs PK2FQP2, 3 – юстируемый столик Thorlabs KM100PM.

В качестве фотодетекторов используются фотодиоды Hamamatsu GP-9801-32 с шириной полосы 2 ГГц и волоконными FC/APC входами с нагрузкой 2 кОм. Сигналы с фотодетекторов усиливаются при помощи усилителей Mini-Circuits ZFL-500LN до мощности около 0 dBm, проходят фильтр нижних частот Mini-Circuits BLP-2.5+ с частотой среза 2,5 МГц и отправляются на фазометр. Стоит отметить, что из-за неидеальности поляризаторов в схеме при перекрытии одного из плеч интерферометра наблюдались паразитные сигналы на частоте 2 МГц, однако их уровень был ниже полезного сигнала более чем на 31 дБ, что позволяет считать их влияние пренебрежимо малым. Четырехканальный фазометр К+К FХЕ

[87] используется в  $\Lambda$ -режиме [103]. Данные с фазометра по Ethernet-кабелю поступают на персональный компьютер, где проходят обработку. Для анализа результатов было разработано программное обеспечение на языке Python. Фазы сигналов с двух фотодетекторов вычитаются друг из друга, что позволяет определить набег фазы, связанный непосредственно с движением зеркала на прецизионном трансляторе. Для проверки корректности записи фазы и определения чувствительности фазометра сигнал с одного из фотодетекторов делится при помощи двухканального электронного делителя Mini-Circuits ZFSC-2-1W-S+ и подается на два независимых входа счетчика частоты K+K. Схема измерения сигнала в двух независимых каналах позволяет подтвердить корректность работы счетчика частоты и вычислить вносимые им шумы, что будет сделано далее.

### **2.3. Разработка и сборка вакуумной камеры для гетеродинного интерферометра**

Флуктуации давления и температуры в лаборатории могут ограничивать точность измерения перемещения за счет изменения показателя преломления воздуха, а значит и длины оптического пути. Для уменьшения влияния данного эффекта и с помощью котла пищевого из нержавеющей стали AISI 304 была разработана и изготовлена цилиндрическая вакуумная камера длиной 50 см и диаметром 34 см для помещения туда оптической плиты, фотография камеры приведена на Рис. 31. В вакуумной камере предусмотрен один фланец CF40 для откачки и два фланца CF16 – один для электрического, другой - для волоконного вводов. Четырехканальный волоконный ввод был изготовлен самостоятельно с использованием глухого фланца CF16, одномодового волокна без буфера и эпоксидного клея Torr Seal. К фланцу для откачки через тройник были подсоединены датчик вакуума Inficon MPG400 и запирающий вентиль. Показания с датчика считывались контроллером Varian AGC-100. Откачка проводилась при

помощи форвакуумного насоса Varian SH110 и турбомолекулярного насоса Varian TV81-M.

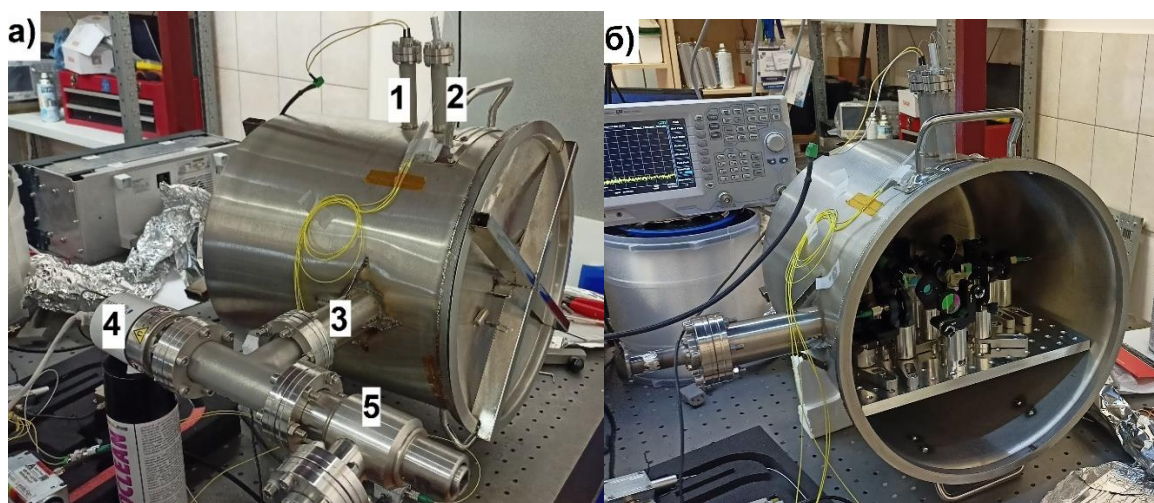


Рис. 31. а) Вакуумная камера гетеродинного интерферометра в сборе под откачкой; 1 – электрический ввод, 2 – четырехканальный оптоволоконный ввод, 3 – фланец для откачки, 4 – датчик вакуума, 5 – вентиль; б) модуль лазерного интерферометра, помещенный в вакуумную камеру.

При откачке форвакуумным насосом удалось достичь уровня вакуума  $2 \times 10^{-1}$  мбар, при откачке турбомолекулярным насосом  $8 \times 10^{-4}$  мбар. В ходе измерений насосы отключались и отсоединялись от фланца, в противном случае вибрации насосов приводили к существенному увеличению погрешности измерения. Стабильность уровня вакуума во время измерения контролировалась по датчику давления, темп остаточного натекания атмосферных газов не приводил к изменению его показаний за время измерения.

#### **2.4. Прецизионное измерение линейных смещений на гетеродинном интерферометре**

В ходе всех измерений окно измерений фазометра, определяющее временное разрешение, было выбрано равным 10 мс. Длина оптической трассы была равна 5

см. В первую очередь были проведены исследования по измерению смещений в широком диапазоне значений. Для этого на линейный прецизионный транслятор подавался сигнал с пьезоконтроллера Thorlabs MDT694B. Использовалась треугольная форма управляющего сигнала с амплитудой 75 В и частотой 0,5 Гц. Результаты измерений и расчет формы сигнала, проведенный с учетом постоянной номинальной чувствительности смещения пьезоактюатора к подаваемому напряжению приведены на Рис. 32 а). Амплитуда смещения линейного транслятора составила 17,1 мкм. Отклонение измеренных значений от расчетных частично можно объяснить гистерезисным характером чувствительности пьезоактюатора, которая приведена на Рис. 32 б).

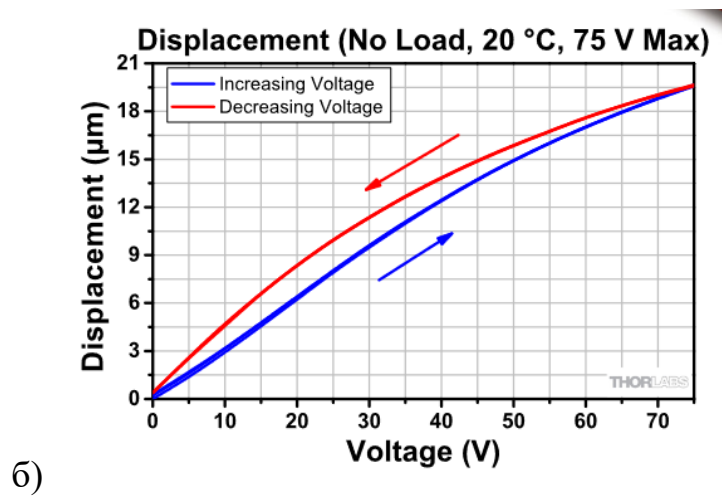
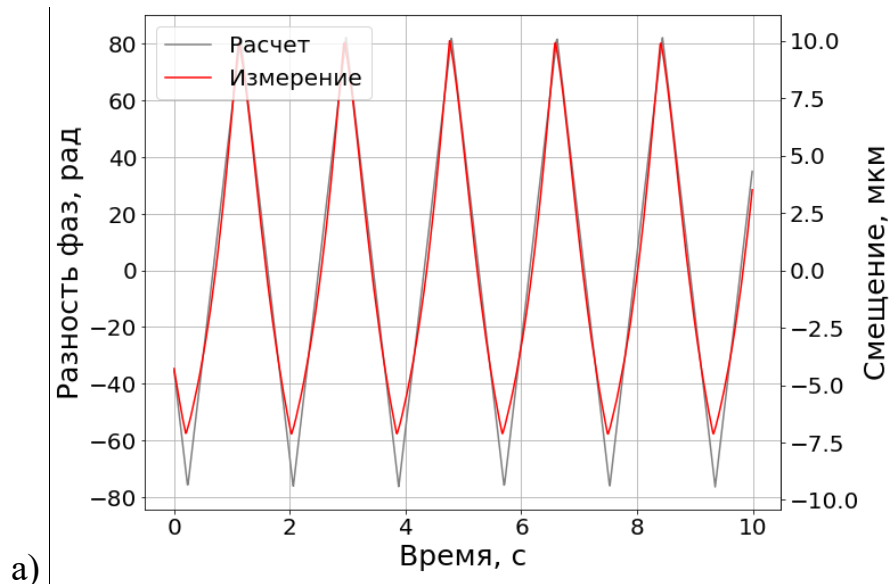
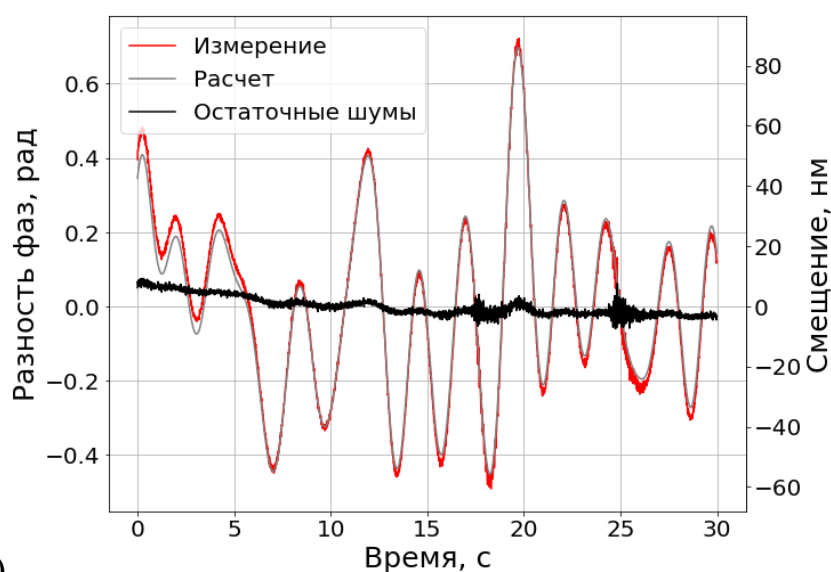
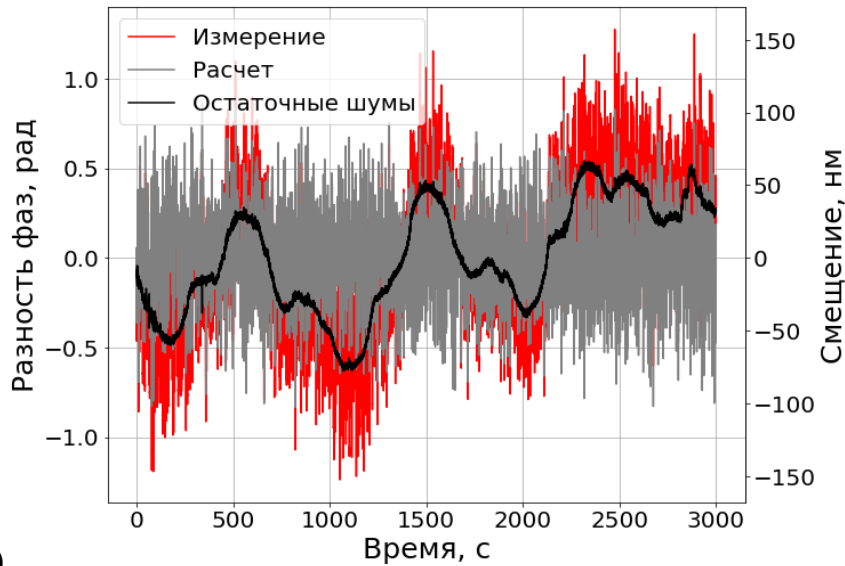


Рис. 32. а) Измерение смещения при подаче на ЛПТ треугольного сигнала с амплитудой 75 В и частотой 0.5 Гц (красный) и расчетная форма сигнала (серый); б) чувствительность смещения пьезоактюатора к подаваемому напряжению согласно спецификации производителя [104] (для просмотра необходим vpr).

В дальнейшем для определения точности измерения и факторов, на нее влияющих, сигнал на линейный транслятор подавался с радиочастотного генератора Stanford Research Systems SG382. Для удобства измерения управляющий сигнал подавался с модуляционного выхода MOD OUT, а на радиочастотный выход OUT подавался сигнал частотой 15 МГц, модулированный по фазе управляющим сигналом. Сигнал с выхода OUT подавался на один из входов фазометра, что позволяло синхронно записывать управляющий сигнал и фазовые данные с интерферометра.





б)

Рис. 33. Результаты измерения смещения в вакуумной камере при давлении 0.2 мбар при подаче на линейный транслятор сигнала с медленными случайными колебаниями. Красный — данные измерений, серый — расчетные результаты, черный — разность измерений и расчета (остаточные шумы). а) Временной отрезок 30 с; б) временной отрезок 3000 с.

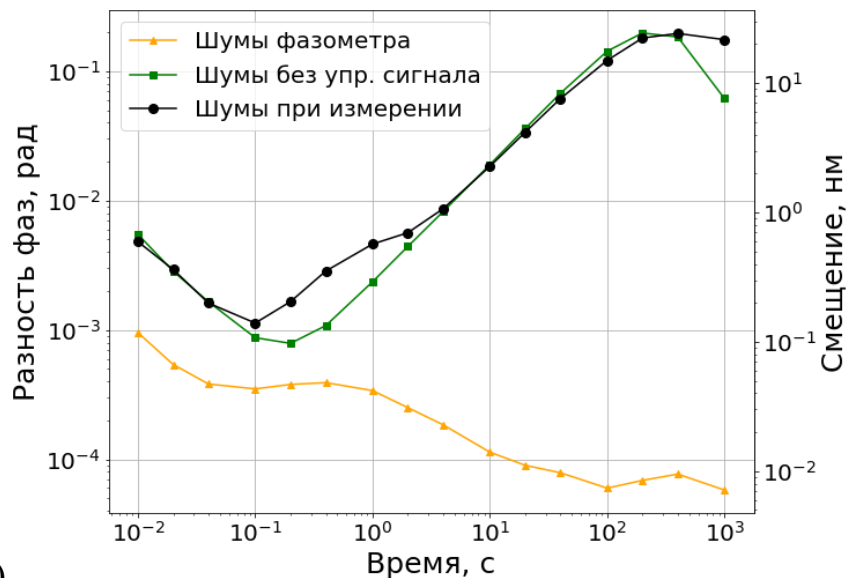
В качестве управляющего сигнала использовалась случайная функция со средней частотой колебаний 0,5 Гц и амплитудой порядка 2 В. На Рис. 33 приведены результаты измерений смещения в вакуумной камере при давлении 0,2 мБар. Для вычисления погрешности определения смещения была вычислена разность между измеренным и расчетным смещением.

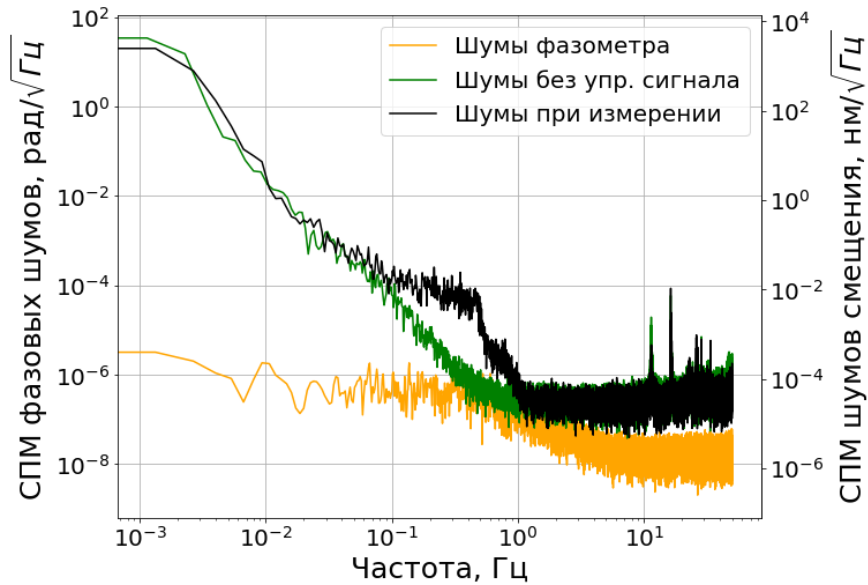
В качестве основных величин для характеристики остаточной погрешности системы измерений были приняты модифицированная девиация Аллана [105] и спектральная плотность мощности (СПМ) шумов, рассчитанная методом Велча [106]. Результаты измерений представлены на Рис. 34: погрешность измерения принимает минимальное значение 140 пм на времени усреднения 0,1 с, затем демонстрирует линейный рост и выходит на плато на уровне 22 – 24 нм на временах усреднения 100 – 1000 с. Спектральная плотность мощности шумов находится на уровне  $3 \times 10^{-5} \text{ нм} / \sqrt{\text{Гц}}$  в диапазоне частот 1 – 50 Гц. В диапазоне 10 – 50 Гц



наблюдается несколько узких пиков. На частотах ниже 1 Гц СПМ шумов растет и достигает значения  $10^{\text{нм}}/\sqrt{\text{Гц}}$  на частоте 0,01 Гц.

Кроме того, на Рис. 34 приведены результаты дополнительных исследований, позволяющих определить, что является лимитирующим фактором для точности измерений. Во-первых, приведены модифицированная девиация Аллана и СПМ шумов для разности показаний с одного фотодетектора, направленных на два независимых счетчика фазометра. Эти величины характеризуют разрешение фазометра. Погрешность, определяемая фазометром, не превышает 100 пм практически во всем диапазоне времен усреднения, а на временах усреднения более 100 с составляет менее 10 пм. Во-вторых, были проведены измерения в отсутствие управляющего сигнала на линейном трансляторе. Шумы схемы в данном случае почти совпадают с остаточными шумами предыдущего измерения за исключением диапазона частот 0,1 – 1 Гц.





б)

Рис. 34. Модифицированная девиация Аллана (а) и спектральная плотность мощности (б) остаточных шумов измерения смещения при подаче на линейный транслятор сигнала с медленными случайными колебаниями (черный), сигнала при отсутствии управляющего сигнала на транслятор (зеленый), шумов фазометра (оранжевый).

Можно предположить, что на больших временах усреднения погрешность определяется влиянием флуктуаций температуры в лаборатории, о чем свидетельствует в том числе характерная форма остаточных шумов на Рис. 34 б). Использование вакуумной камеры не исключает влияние данного эффекта, так как в ходе исследований оптическая плита лазерного интерферометра не была термоизолирована от стенок вакуумной камеры.

Также была исследована зависимость получаемых результатов от давления. На Рис. 35 приведены результаты измерений для эксперимента в вакуумной камере, откачанной до давления  $2 \times 10^{-1}$  мбар форвакуумным насосом и без откачки. Можно заметить, что без откачки флуктуации показателя преломления воздуха ухудшают точность измерения смещения в диапазоне времен усреднения 0,03 – 10 с почти на порядок, однако погрешность все равно составляет менее 10 нм. Следует отметить, что дальнейшее улучшение вакуума при помощи откачки турбомолекулярным

насосом не изменило погрешности измерений, что свидетельствует о доминировании других шумов. Именно поэтому все основные измерения проводились при давлении в вакуумной камере  $2 \times 10^{-1}$  мбар.

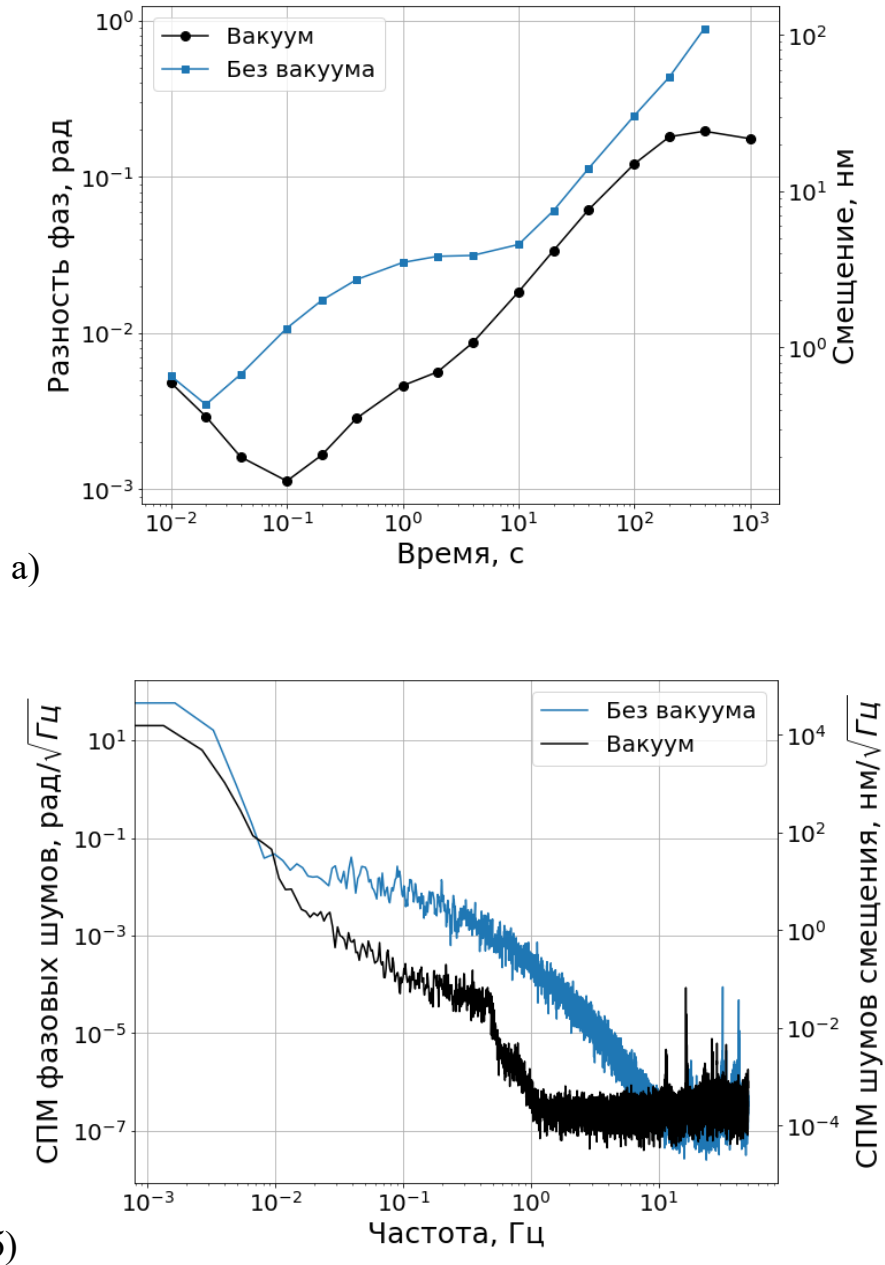


Рис. 35. Модифицированная девиация Аллана (а) и спектральная плотность мощности (б) остаточных шумов измерения смещения при подаче на ЛПТ сигнала с медленными случайными колебаниями при откачке вакуумной камеры до давления  $2 \times 10^{-1}$  мбар (черный) и без откачки (синий).

Для снижения погрешности измерений в дальнейшем предлагается исключить разницу между расчетным и действительным смещением линейного транслятора путем введения в оптическую схему датчика перемещения зеркала - независимого прецизионного низкочастотного интерферометра, в котором в рабочем канале используется то же самое зеркало, установленное на линейном трансляторе, тогда будет исключена систематическая ошибка за счет нелинейности хода и гистерезиса механического узла и возрастет точность определения фазового сдвига, измеряемого гетеродинным интерферометром.

#### **2.4.1. Основные источники погрешности и повышение точности измерений**

Значения модифицированной девиации Аллана для остаточных шумов составили 140 пм на времени усреднения 0,1 с и достигали 24 нм на времени усреднения 1000 с. Наиболее вероятно, что доминирующий вклад в остаточные шумы на больших временах усреднения (1 – 1000 с) вносили неучтенные изменения длины оптической трассы из-за флуктуаций температуры в лаборатории, вызывающих изменение размеров оптической плиты гетеродинного интерферометра. Данное ограничение скорее связано с используемым методом оценки погрешности измерений, а не с самой измерительной системой. Чтобы продемонстрировать возможность измерения с более низкой погрешностью при помощи созданного макета, была осуществлена стабилизация температуры оптической плиты гетеродинного интерферометра.

Для уменьшения теплообмена со стенками вакуумной камеры оптическая плита лазерного интерферометра была помещена на подставки из политетрафторэтилена. Температура плиты измерялась при помощи термистора 10 кОм термоконтроллером Thorlabs MDT415 и стабилизировалась на температуре выше комнатной омическим нагревателем, закрепленным на оптической плит, Рис. 36. Остаточные флуктуации температуры при стабилизации составляли менее 50 мК на временах усреднения в несколько часов.

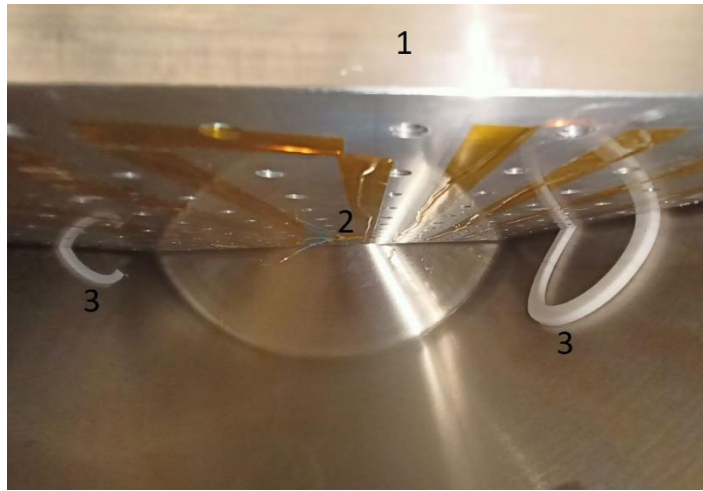
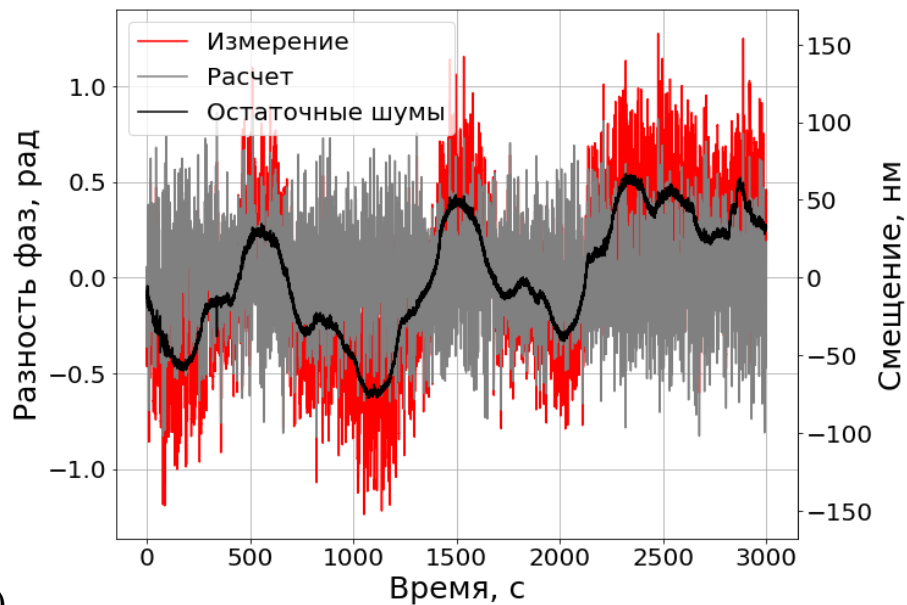


Рис. 36. Температурная стабилизация оптической плиты МГИ. 1 – оптическая плита, 2 – термистор, 3 – фторопластовые подставки. Омический нагреватель закреплен на плите каптоновым скотчем.

Сравнение результатов измерений линейных смещений без термостабилизации и с ней представлено на Рис. 37.



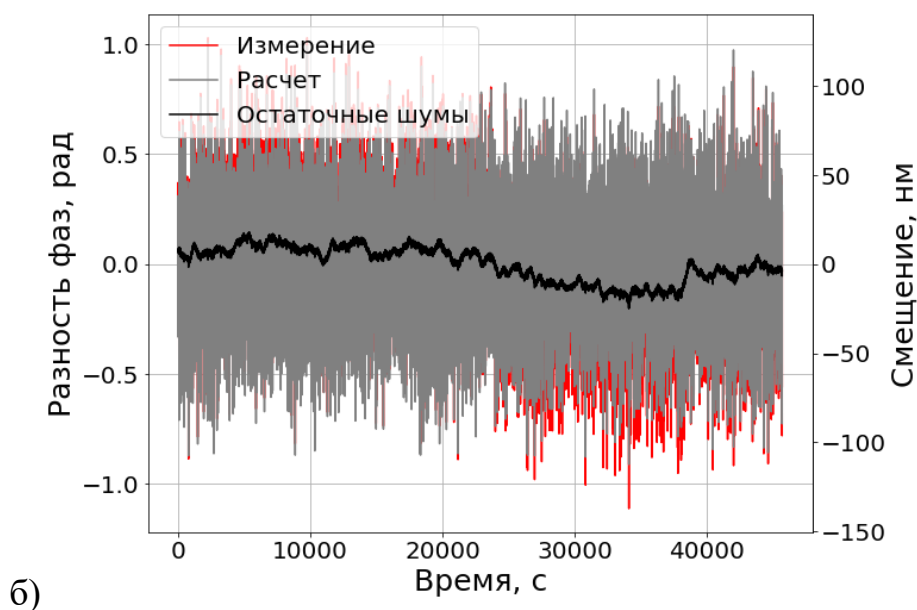


Рис. 37. Результаты измерения смещения при подаче на линейный прецизионный транслятор сигнала с медленными случайными колебаниями. Красный – данные измерений, серый – расчетные результаты, черный – разность измерений и расчета (остаточные шумы). а) Без температурной стабилизации оптической плиты гетеродинного интерферометра; б) с температурной стабилизацией.

На Рис. 38 представлена погрешность измерения в терминах модифицированной девиации Аллана в зависимости от времени усреднения и спектральная плотность мощности остаточных фазовых шумов для измерений со стабилизацией температуры и без нее. При активации петли термостабилизации удалось снизить девиацию Аллана остаточных шумов измерения до 94 пм на времени усреднения 0,1 с, 277 пм на времени усреднения 10 с и 7,4 нм на времени усреднения 10 000 с. Спектральная плотность фазовых шумов снизилась приблизительно на два порядка в диапазоне частот 0,001 – 0,01 Гц.

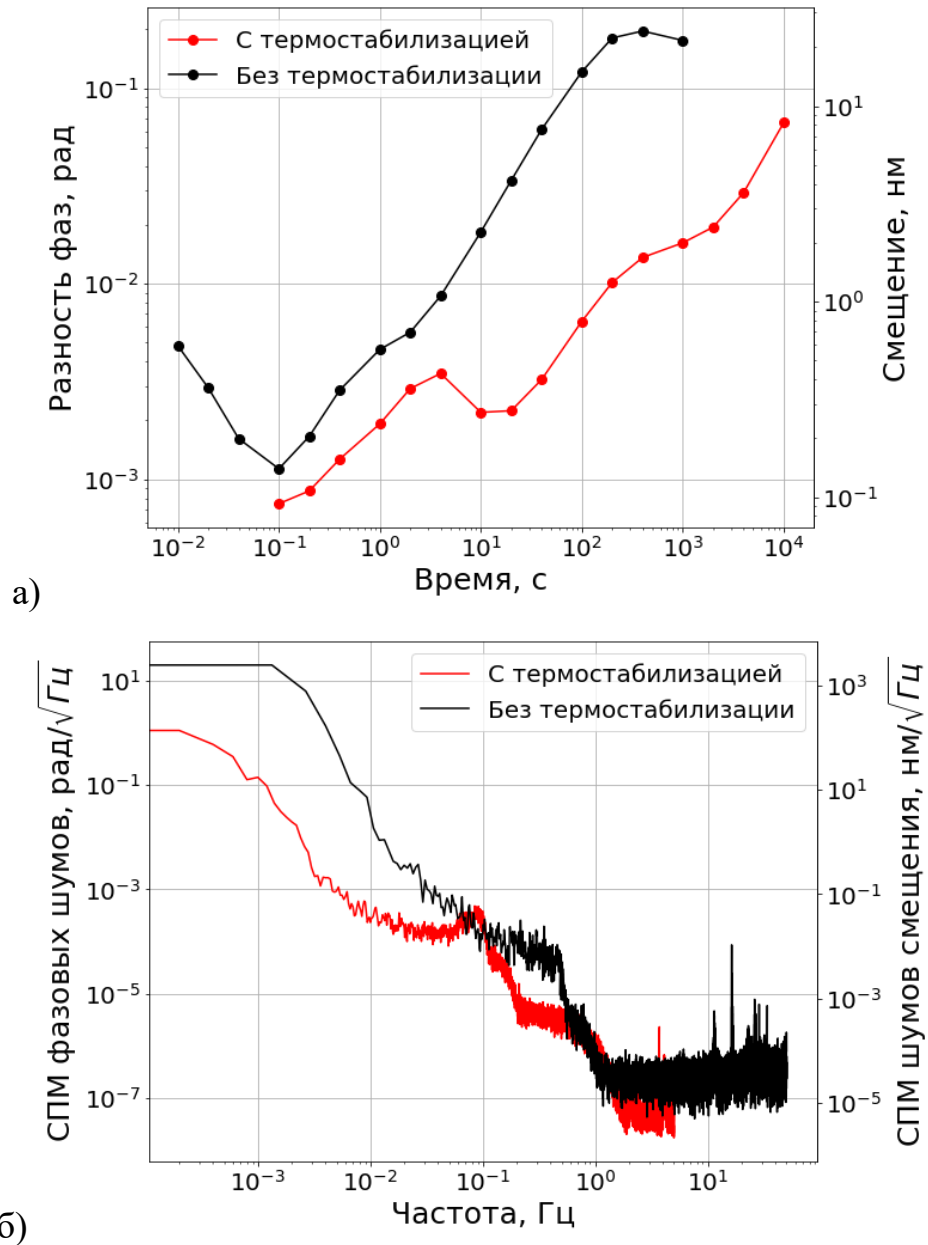


Рис. 38. Модифицированная девиация Аллана (а) и спектральная плотность мощности (б) остаточных шумов измерения смещения с температурной стабилизацией оптической плиты МГИ (красный) и без нее (черный).

По завершению последовательной отладки всех систем созданного гетеродинного интерферометра было проведено продолжительное измерение, результаты которого представлены на Рис. 39.

Уровень шумов измерения составил менее  $40 \frac{\text{ФМ}}{\sqrt{\text{Гц}}}$  в диапазоне частот 1 – 50 Гц и  $10 \frac{\text{пМ}}{\sqrt{\text{Гц}}}$  на частоте 0.1 Гц, что обеспечивает предел чувствительности интерферометра на уровне 270 пм на времени усреднения 10 с (являющимся характерным для измерений в действующих космических миссиях) при длине трассы 5 см в диапазоне линейный смещений до 17 мкм.

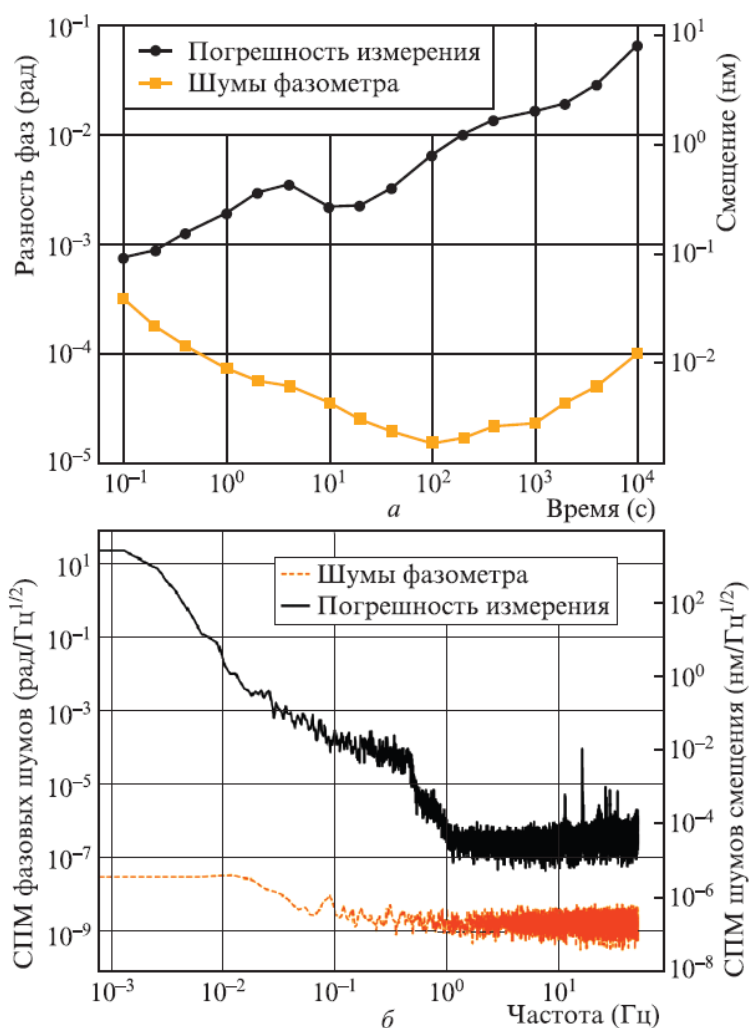


Рис. 39. Результаты длительного измерения смещения с помощью созданного гетеродинного лазерного интерферометра.

## 2.5. Транспондерная схема лазерного гетеродинного интерферометра



Для приближения к демонстрации возможности измерения линейных сдвигов с погрешностью 10 – 30 нм в транспондерной схеме была разработана и собрана лазерная интерферометрическая система на основе гетеродинного интерферометра.

В качестве источников лазерного излучения использовались волоконные эрбиевые лазеры Koheras AdjustIK E15 (лазер 1) и Koheras BASIK E15 (лазер 2) с длиной волны излучения 1550 нм. Лазер 1 использовался в качестве ведущего. Частота его излучения стабилизировалась методом Паунда-Драйвера-Холла по моде высокочастотного резонатора Фабри-Перо.

Оптическая схема гетеродинного интерферометра представлена на Рис. 40. Излучение Лазера 1 проходит через волоконный акусто-оптический модулятор Gooch&Hoosego Fiber-Q T-M200-0.1C2J-3-F2S (АОМ 1), смещающий частоту излучения на 196 МГц. Сигнал на данной частоте подается с РЧ-генератора Rigol DG4102 через удвоитель частоты Mini-Circuits FD-2+ и РЧ-усилитель Mini-Circuits ZHL-2W-1S+. Затем излучение делится при помощи волоконного делителя в соотношении 50:50 и часть его направляется в блок стабилизации частоты (БСЛ), работающий по схеме Паунда-Драйвера-Холла. АОМ 1 используется для подачи сигнала обратной связи, формируемого в БСЛ. Вторая часть излучения (частота которой оказывается уже стабилизированной) направляется в вакуумную камеру, в которой находится модуль интерферометра.

Лазер 2 использовался в качестве ведомого. Его излучение перед заводом в вакуумную камеру проходит через волоконный акусто-оптический модулятор LightComm АОМ-1550-3-000-80-0.3W (АОМ 2), используемый для фазовой привязки излучения лазера 2 к излучению лазера 1. АОМ 2 смещает частоту излучения на 80 МГц. Сигнал на данной частоте подается с РЧ-генератора Rigol DG4102 через РЧ-усилитель Mini-Circuits ZHL-2W-1S+. От лазеров к интерферометру излучение доставляется через одномодовые (SM) оптоволоконные линии и компоненты.

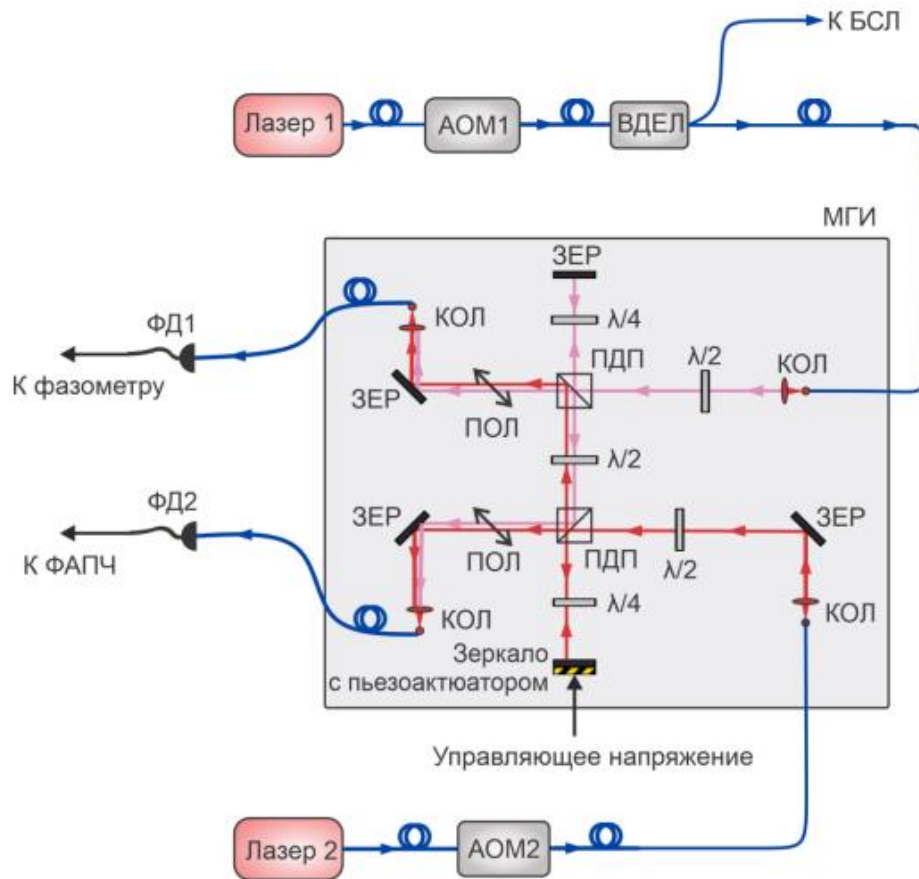


Рис. 40. Оптическая схема гетеродинного интерферометра в транспондерной схеме. АОМ – акустооптический модулятор; ВДЕЛ – волоконный светоделитель; ПДП – поляризационный делитель пучка; ПОЛ – поляризатор; КОЛ – оптоволоконный коллиматор; ЗЕР – зеркало;  $\frac{\lambda}{2}$ ,  $\frac{\lambda}{4}$  – полуволновая, четвертьволновая фазовая пластинка, соответственно; ФД – фотодиод; БСЛ – блок стабилизации частоты лазера по внешнему резонатору Фабри-Перо; ФАПЧ – блок фазовой автоподстройки частоты.

Интерферометр помещен в вакуумную камеру с четырьмя оптоволоконными вводами, два из которых используются для ввода излучения лазеров, а другие два – для вывода. Каждый из заводимых оптических пучков коллимируется при помощи асферических линз с фокусным расстоянием, равным 8 мм, и направляется в интерферометрическую схему.

Излучение лазера 1 делится при помощи полуволновой пластинки и поляризационного делителя пучка в отношении 1:10. Более мощный пучок направляется на волоконный коллиматор для отправки на фотодетектор ФД1 в качестве опорного сигнала, более слабый – при помощи зеркала и четвертьволновой пластинки отправляется по оптической трассе длиной 5 см ко второму интерферометру.

Излучение лазера 2 делится между опорным и сигнальным аналогичным образом. Пройдя через полуволновую фазовую пластинку, сигнальный оптический пучок от лазера 1 совмещается с опорным от лазера 2 на поляризационном делителе пучка, и они вместе направляются на коллиматор, волоконная линия от которого идет к фотодетектору ФД2. Перед коллиматором излучение проходит поляризатор, ось которого направлена под углом  $45^\circ$  к вертикали для выделения компонент с одинаковой поляризацией из каждого пучка, что необходимо для наблюдения интерференции. Частоты излучений лазеров подбираются таким образом, что на ФД2 формируется сигнал биений на частоте 11 МГц, который используется для фазовой привязки излучения лазера 2 к излучению лазера 1.

Сигнальный пучок от лазера 2 направляется по оптической трассе в интерферометр лазера 1 при помощи четвертьволновой пластинки и зеркала. Зеркало закреплено на линейном прецизионном трансляторе, который при помощи пьезоактуатора Thorlabs PK2FQP2 позволяет осуществлять смещение зеркала при подаче управляющего сигнала. Таким образом, производится симуляция движения объекта, на котором расположен лазер 2 и его интерферометр. Сигнальный пучок лазера 2 аналогичным образом совмещается с опорным пучком лазера 1, направляется на коллиматор и далее к фотодетектору ФД1. Сигнал биений также формируется на частоте 11 МГц, и используется для фазовых измерений линейного сдвига.

В качестве фотодетекторов используются фотодиоды Hamamatsu GP-9801-32 с волоконными FC/APC входами, нагруженные на сопротивление 2 кОм. На фотодетекторах наблюдаются сигналы мощностью около -30 дБм. Они

усиливаются при помощи РЧ-усилителей Mini-Circuits ZKL-1R5+ на 36 дБ и разделяются при помощи делителя Mini-Circuits ZFSC-2-1W-S+ на две части. Обе части сигнала с ФД1 направляются на фазометр К+К FXE для измерения линейного сдвига и шумов фазометра. Перед фазометром сигналы проходят через фильтры нижних частот Mini-Circuits BLP-2.5+ с частотой среза 2,5 МГц. Фазометр используется в  $\Lambda$ -режиме. Данные с фазометра по Ethernet-кабелю поступают на персональный компьютер. Обработка результатов происходит при помощи разработанного на языке Python программного обеспечения.

Одна часть сигнала с ФД2 используется в схеме фазовой автоподстройки частоты для привязки фазы излучения лазера 2 к фазе излучения лазера 1, а другая - направляется на фазометр для контроля качества этой привязки. Для привязки сигнал направляется на фазовый детектор Mini-Circuits ZRPD-1+. На опорный вход фазового детектора направляется сигнал на той же частоте 11 МГц с генератора Rigol DG4102. Для обеспечения высокой стабильности привязки на генератор подается опорный сигнал на частоте 10 МГц от водородного мазера. Выходной сигнал фазового детектора, пропорциональный разности фаз входных сигналов, направляется на ПЛИС Red Pitaya STEMLab 125-14, используемый в качестве пропорционально-интегрального усилителя. Сигнал с одного из выходов ПЛИС подается на модуляционный вход генератора, управляющего АОМ 2, осуществляя фазовую привязку. С другого выхода ПЛИС на пьезоактюатор лазера 2 подается сигнал медленной подстройки, позволяющий расширить диапазон привязки. Фотография лазерной системы, отвечающая гетеродинному интерферометру в транспондерной схеме, представлена на Рис. 41.



Рис. 41. Лазерная интерферометрическая система в транспондерной схеме внутри вакуумной камеры перед откачкой.

В ходе тестового измерения смещений в широком диапазоне на ЛПТ подавался синусоидальный сигнал с частотой 0,5 Гц и амплитудой 75 В с пьезоконтроллера Thorlabs MDT694В. Результаты измерений и расчетная форма сигнала приведены на Рис. 42. Амплитуда смещения ЛПТ составила 17,6 мкм. Отклонение измеренных значений от расчетных частично можно объяснить гистерезисным характером чувствительности пьезоактюатора.

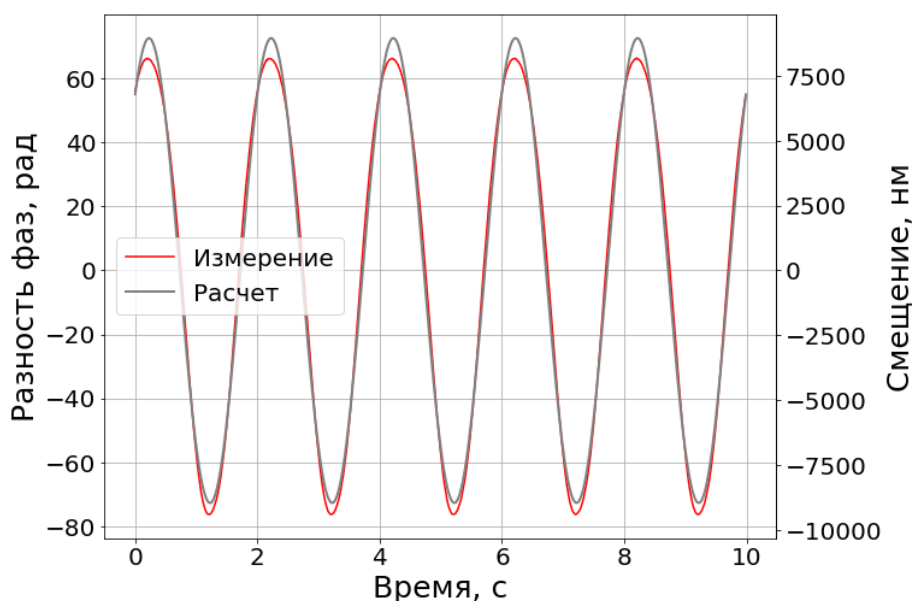


Рис. 42. Измерение смещения при подаче на ЛПТ синусоидального сигнала с амплитудой 75 В и частотой 0,5 Гц (красный) и расчетная форма сигнала (серый).

В дальнейшем для определения точности измерения и факторов, на нее влияющих, сигнал на ЛПТ подавался с радиочастотного генератора Stanford Research Systems SG382. Для удобства измерения управляющий сигнал подавался с модуляционного выхода MOD OUT, а на радиочастотный выход OUT подавался сигнал частотой 9 МГц, модулированный по фазе управляющим сигналом. Сигнал с выхода OUT подавался на один из входов фазометра, что позволяло синхронно записывать управляющий сигнал и фазовые данные с интерферометра.

В качестве управляющего сигнала использовалась случайная функция со средней частотой колебаний 0,2 Гц и амплитудой порядка 2 В. На Рис. 43 приведены результаты измерений смещения. Для вычисления погрешности определения смещения была вычислена разность между измеренным и расчетным смещением.

На Рис. 44 представлены модифицированная девиация Аллана и спектральная плотность мощности (СПМ) шумов, рассчитанная методом Велча [106]. На малых временах усреднения (10 – 500 мс) погрешность ограничена шумами ФАПЧ, убывающими по закону  $200 \text{ пм} / \sqrt{\tau}$ , где  $\tau$  – время усреднения, что соответствует белому шуму и свидетельствует о корректной работе петли обратной связи. Погрешность измерения принимает минимальное значение 320 пм на времени усреднения 1 с, затем начинает расти из-за тепловых эффектов, упомянутых в разделе 1, и достигает значения 1,8 нм на временах усреднения 100 с.

Для сравнения на Рис. 44 также приведены данные предыдущих измерений (без использования транспондерной схемы). На малых временах отличие погрешностей объясняется вкладом шумов ФАПЧ.

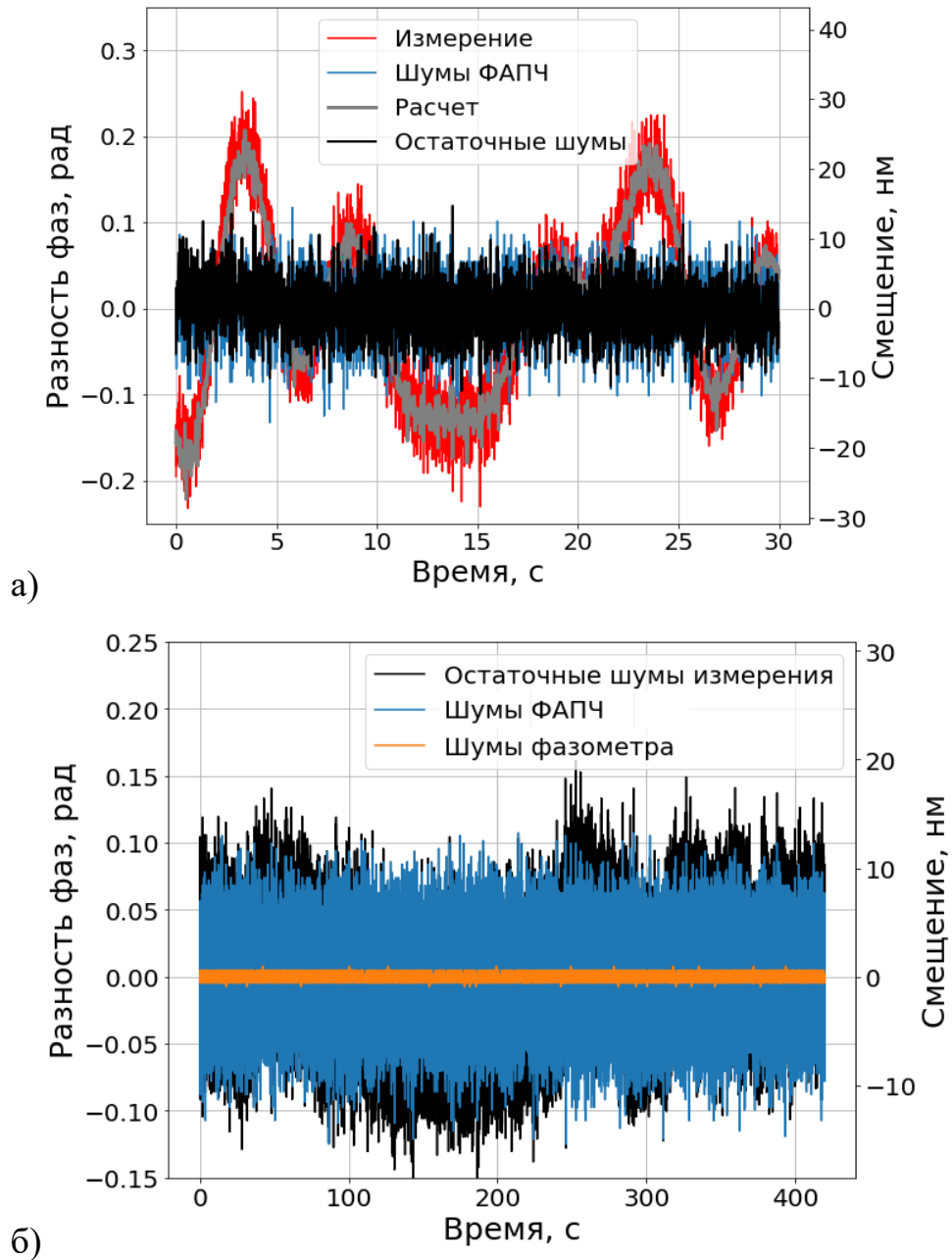


Рис. 43. Результаты измерения при подаче на ЛПТ сигнала с медленными случайными колебаниями. Красный – данные измерений, серый – расчетные результаты, черный – разность измерений и расчета (остаточные шумы), синий – сигнал биений в петле ФАПЧ, оранжевый – шумы фазометра. а) Временной отрезок 30 с; б) временной отрезок 420 с.

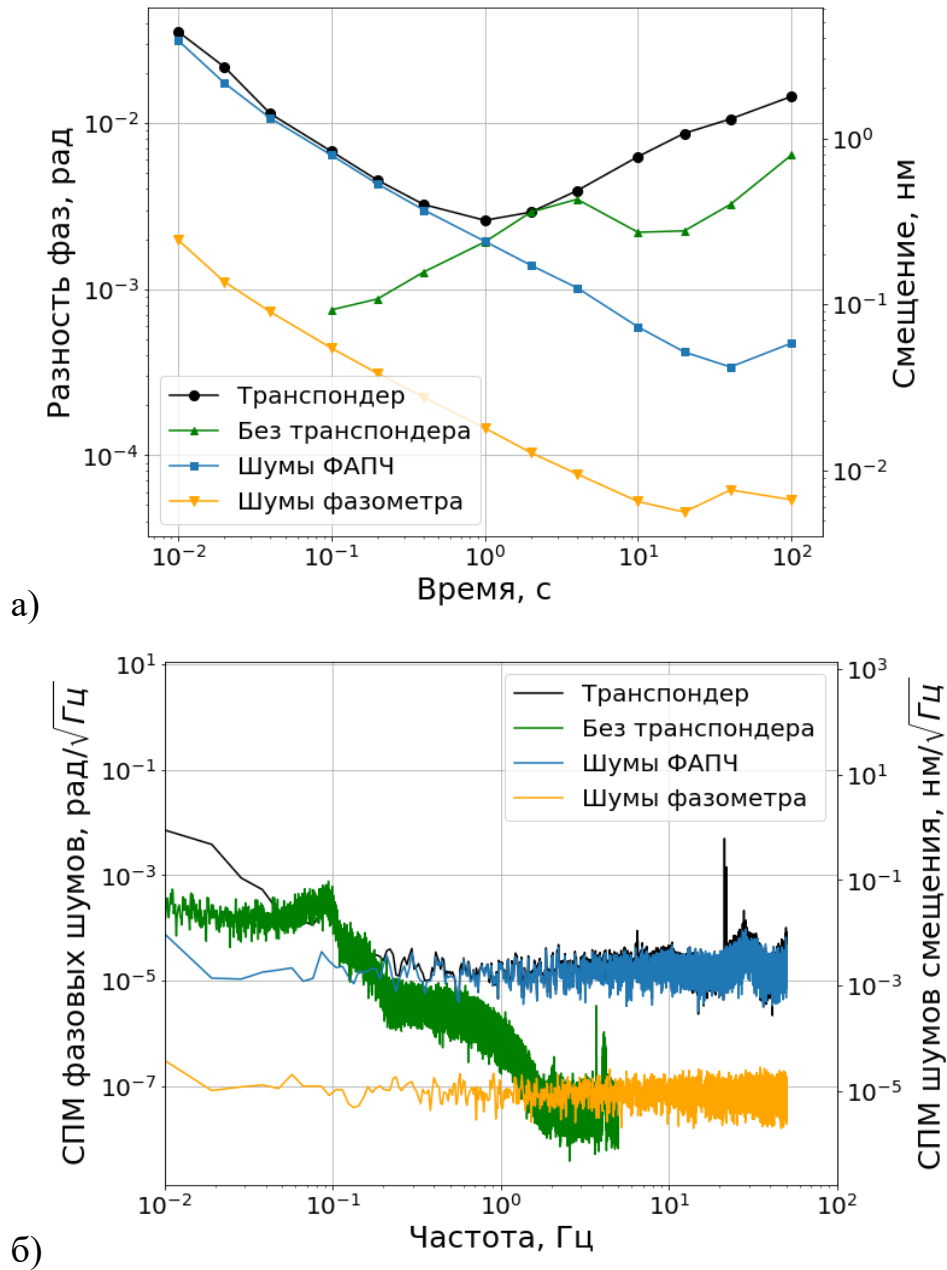


Рис. 44. Модифицированная девиация Аллана (а) и спектральная плотность мощности (б) остаточных шумов измерения смещения при подаче на ЛПТ сигнала с медленными случайными колебаниями (черный), сигнала в петле ФАПЧ (синий), шумов фазометра (оранжевый) и остаточные шумов в предыдущих исследованиях без транспондерной схемы (зеленый).



На больших временах погрешность определяется тепловыми эффектами, поэтому ее увеличение, скорее всего, свидетельствует о неоптимальной работе петли температурной стабилизации в ходе эксперимента.

Шумы фазометра определялись как разность показаний при направлении сигнала с ФД1 на два независимых входа фазометра. Они следуют закону  $20 \text{ пМ} / \sqrt{\tau}$  на временах усреднения 10 мс – 10 с, а затем выходят на плато на уровне 6 – 8 пМ. Шумы фазометра не вносят существенных ограничений в данном эксперименте.

Спектральная плотность мощности шумов находится на уровне  $3 \text{ пМ} / \sqrt{\text{Гц}}$  в диапазоне частот 0,2 – 50 Гц. На частотах ниже 1 Гц СПМ шумов растет и достигает значения  $250 \text{ пМ} / \sqrt{\text{Гц}}$  на частоте 0,01 Гц.

Данные исследования приводят к **защищаемому положению №2:**

2. Достигнутый созданным гетеродинным лазерным интерферометром уровень шумов составляет менее  $40 \text{ фМ} / \sqrt{\text{Гц}}$  в диапазоне частот 1 – 50 Гц и  $10 \text{ пМ} / \sqrt{\text{Гц}}$  на частоте 0,1 Гц, что обеспечивает предел чувствительности интерферометра на уровне 270 пм на времени усреднения 10 с при длине трассы 5 см, соответствующий требованиям современных космических гравиметров. Активная стабилизация частоты излучения лазерной системы с длиной волны излучения 1550 нм по внешнему высокодобротному резонатору Фабри-Перо за счет повышения длины когерентности поля позволяет масштабировать измеряемую длину трассы до требуемой для гравиметрических применений без потери точностных характеристик.

Основные результаты данных исследований изложены в:

1. К. С. Кудеяров, В. К. Милюков, Д. С. Крючков, И. А. Семериков, О. А. Ивлев, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский. «Характеристики лабораторного макета

гетеродинного лазерного интерферометра для разработки проекта космической гравиметрии» // Квантовая электроника. – 2022. – Т. 52, № 6. – С. 555–559.

Чувствительность созданного гетеродинного интерферометра может быть сопоставлена с результатами действующей миссии GRACE-FO [107]. На Рис. 45 представлены спектральные плотности мощности шумов для дальнометра миссии – фиолетовым, данный сигнал содержит как гравитационные, так и негравитационные вклады. На частотах менее 30 мГц данный сигнал содержит преимущественно «медленные» гравитационные вклады, на высоких частотах он ограничен шумами используемой стабилизированной лазерной системы (голубым цветом, данные наземных измерений) и выходит на уровень  $4 \text{ нМ}/\sqrt{\text{Гц}}$  на временах  $\sim 0,1 \text{ с}$ , и падает до уровня  $0,2 \text{ нМ}/\sqrt{\text{Гц}}$  на более длинных временах. Зеленым – оценка погрешности измерения GRACE-FO, находящаяся на уровне  $80 \text{ нМ}/\sqrt{\text{Гц}}$  на временах  $\sim 10^{-3} - 10^{-1} \text{ с}$ , которые и являются целевой областью. На рисунок так же добавлены результаты наших измерений – красным, оценка погрешности наших измерений – черным. Можно сделать вывод, что в обсуждаемой полосе частот точность и погрешность созданного интерферометра сопоставимы с действующей миссией релятивистской геодезии.

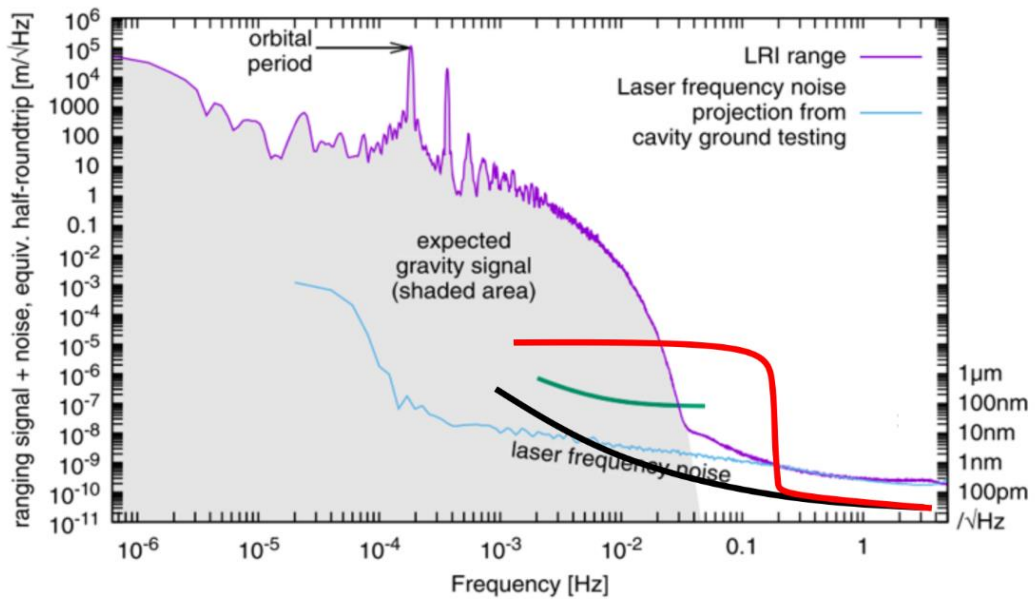


Рис. 45 [107]. Спектральные плотности мощности: фиолетовым – шумов интерферометра GRACE-FO; синим – стабилизированной лазерной системы GRACE-FO; зеленым –  $80 \text{ нм}/\sqrt{\text{Гц}}$  – оценка погрешности GRACE-FO. Добавлено на исходный рисунок: красным – спектральная плотность мощности шумов нашего измерения; черным – оценка погрешности нашего измерения.

## 2.6. Основные результаты Главы 2.

В данной Главе получены следующие основные результаты:

1. Разработана и создана лазерная интерферометрическая схема с длиной оптической трассы 5 см для прецизионного измерения линейных смещений.
2. Разработана и создана экспериментальная установка, включающая в себя стабилизированную лазерную систему, лазерный интерферометр на оптической плите, линейный прецизионный транслятор с максимальным смещением 17,1 мкм, вакуумную камеру, фазометр и другие вспомогательные узлы.
3. Продемонстрировано прецизионное измерение линейных смещений в диапазоне до 17 мкм. Спектральная плотность мощности шумов измерения

составляет менее  $40 \text{ фМ}/\sqrt{\text{Гц}}$  в диапазоне частот 1 – 50 Гц и  $10 \text{ пМ}/\sqrt{\text{Гц}}$  на частоте 0.1 Гц, что обеспечивает предел чувствительности интерферометра на уровне 270 пм на времени усреднения 10 с при длине трассы 5 см.

4. Погрешность измерения смещения в транспондерной схеме составила 320 пм на времени усреднения 1 с и 1,8 нм на времени усреднения 100 с. Спектральная плотность мощности шумов находится на уровне  $3 \text{ пМ}/\sqrt{\text{Гц}}$  в диапазоне частот 0,2 – 50 Гц и  $250 \text{ пМ}/\sqrt{\text{Гц}}$  на частоте 0,01 Гц.

Данные результаты демонстрируют работоспособность гетеродинного лазерного интерферометра для прецизионного измерения линейных сдвигов. Созданная экспериментальная установка доказывает работоспособность используемых методов и достижимость чувствительности, необходимой для работы гравиметрической космической группировки. Дальнейшим развитием обсуждаемого направления исследований могут служить работы по увеличению длины оптической трассы, времени наблюдения и дополнению системы вспомогательными узлами, увеличивающими стабильность, воспроизводимость результатов и автономность экспериментальной установки; создание кооперации для выполнения НИОКР по подготовке и проведению летных испытаний.

### **Глава 3. Транспортируемые оптические часы на одиночном ионе иттербия-171 в радиочастотной ловушке Пауля**

Важность и актуальность создания компактных транспортируемых и бортовых оптических часов на данный момент не вызывает сомнений, что подтверждается рядом ярких исследовательских работ и проектов, описанных во Введении к данной диссертации. Одним из основных вопросов, как всегда, остается выбор наиболее перспективной платформы. Оптические часы на лазерно-охлажденных нейтральных атомах, захваченных в оптические решетки, имеют более низкую нестабильность по сравнению с часами на одиночном ионе на одинаковых временах усреднения за счет большего числа опрашиваемых атомов. Однако, они и требуют существенно более сложной схемы загрузки, состоящей, как правило, из громоздкого зеемановского замедлителя и промежуточной магнитооптической ловушки. К тому же, оптические ловушки обладают неглубоким потенциалом, требуют точной юстировки оптической схемы, которая оказываются очень чувствительными к вибрациям. Характерная оптическая система представляет собой двухступенчатое лазерное охлаждение с тремя парами лазерных пучков, пучком зеемановского замедлителя и мощным лазерным пучком, формирующем оптическую решетку. Такая система весьма сложна для дальнейшей компактизации, обеспечения ее механической устойчивости и автономности.

В данном свете более перспективным подходом кажется разработка компактных и транспортируемых оптических часов на одиночных ионах, захваченных в радиочастотную ловушку Пауля. Такие ловушки обладают глубиной потенциала порядка единиц эВ, что обеспечивает время жизни иона до нескольких месяцев, а система загрузки иона в ловушку очень проста. Оптическая система таких часов оказывается существенно более тривиальной, ее намного проще сделать устойчивой к внешним воздействиям, она не требует мощных лазерных источников. Компактные и мобильные ионные оптические часы на

одиночном ионе кальция были успешно продемонстрированы группой WIMP, КНР [36]. Их система демонстрирует относительную неопределенность частоты  $7,8 \times 10^{-17}$  на времени усреднения  $\sim 10000$  с (измеренную на частоте часового лазера) и вмещается в объеме  $0,54 \text{ м}^3$  без учета волоконной фемтосекундной гребенки частот.

Несмотря на значительный прогресс последнего времени, технология создания оптических часов все еще недостаточно развита для применения в космосе. Есть несколько проектов, в рамках которых разрабатываются космические оптические часы, например, SAGAS [108], EGE [109] и миссия Европейского космического агентства SOC2 [110]. На момент написания данной работы проводятся лабораторные испытания модулей оптических часов в бортовом исполнении, но первые запуски запланированы не ранее 2038 года.

Таким образом, наиболее оправданным первым этапом для продвижения к бортовому исполнению оптических часов является создание транспортируемого прототипа, который может быть перевезен любым видом транспорта и запущен для проведения измерений за относительно небольшое время вне лабораторных условий. В рамках этой концепции в нашей группе был создан прототип транспортируемых оптических часов на одиночном ионе иттербия-171 в радиочастотной ловушке Пауля, работающий на электрическом квадрупольном переходе с длиной волны  $435,5 \text{ нм}$ . Масса данных часов составила  $300 \text{ кг}$ , а общий объем, включая фемтосекундную гребенку оптических частот, питающую и управляющую электронику – менее  $1 \text{ м}^3$ , что потребовало существенной компактизации используемых лазерных систем, в том числе – ультрастабильных.

Уровень нестабильности выходного радиочастотного сигнала часов на длинных временах – примерно со  $100 \text{ с}$  – определяется «медленной» стабилизацией по метрологическому переходу в ионе, в то время как на временах усреднения порядка  $1 - 100 \text{ с}$  ключевой является собственная стабильность фемтосекундной гребенки оптических частот, которая может быть обеспечена ее стабилизацией по независимой оптической опоре в виде компактной ультрастабильной лазерной

системы на длине волны 1550 нм. Выбор длины волны обусловлен наличием компактных, энергоэффективных, механически устойчивых источников с изначально хорошими спектральными характеристиками, широкой распространенностью оптических и оптоволоконных компонентов. Стоит отметить, что такой подход также открывает путь к дальнейшей компактизации оптических часов в целом, так как может позволить отказаться от дополнительной стабилизации частоты излучения часового лазера на длине волны 871 нм по еще одному опорному резонатору. В случае использования многоканального фемтосекундного синтезатора, в котором предусмотрены соответствующие оптические выходы и по которому стабилизированы все длины волн используемого в системе лазерного излучения, такой подход также позволяет повысить надежность и отказоустойчивость оптических часов в целом. Например, в случае потери иона из ловушки, благодаря высокой кратковременной стабильности независимой опорной лазерной системы, будет возможно быстро перезахватить, охладить ион и возобновить спектроскопию метрологического перехода без существенного ухудшения метрологических характеристик выходного сигнала и без прямого вмешательства в установку.

Основной целью данной главы является исследование предложенной схемы, в которой независимая компактная опорная ультрастабильная лазерная системы на длине волны 1550 нм используется для стабилизации многоканального фемтосекундного синтезатора оптических частот, позволяющего реализовать локальную стабилизацию используемых лазерных систем и обеспечивающего синтез высокостабильного выходного радиочастотного сигнала оптического генератора частоты на одиночном ионе иттербия, повышения его надежности и перспективного упрощения оптической схемы.

### **3.1. Конструкция созданных оптических часов**

Конструктивно созданные оптические часы представляют собой сдвоенную раковую стойку; на одной части закрепляется оптическая часть, а второй – питающая и управляющая электроника. Такая компоновка обеспечивает легкий доступ ко всем модулям системы и минимизирует влияние электронной части, содержащей много тепловыделяющих элементов, на оптическую. Оптическая часть состоит из четырех модулей: компактной ионной ловушки с оптомеханической обвязкой, модуля опорной и часовой ультрастабильной лазерной системы, модуля лазерной системы охлаждения, фотоионизации и контроля квантовых состояний, а также модуль волоконной фемтосекундной гребенки оптических частот. Каждый модуль расположен на отдельной съемной оптической плите. Внешний вид созданных оптических часов приведен на Рис. 46, функциональная схема – на Рис. 47.

Оптическая стойка размещена на активной виброизоляционной платформе TableStable. В нижней части стойки располагается вакуумная камера, содержащая ионную ловушку и систему считывания квантового состояния. Для загрузки ловушки используются тепловой источник атомного пучка, сама загрузка ловушки проводится в два этапа: лазер фотоионизации с длиной волны 398,8 нм возбуждает переход  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  в нейтральной иттербии, а поглощение фотона лазера доплеровского охлаждения с длиной волны 369 нм ионизирует атом с уровня  $^1P_1$ . Метод является изотопно-селективным, так как спектральная ширина данного перехода составляет несколько десятков МГц, в то время как масштаб изотопического сдвига – порядка ГГц.





Рис. 46. Созданный прототип транспортируемых оптических часов на одиночном ионе иттербия-171.

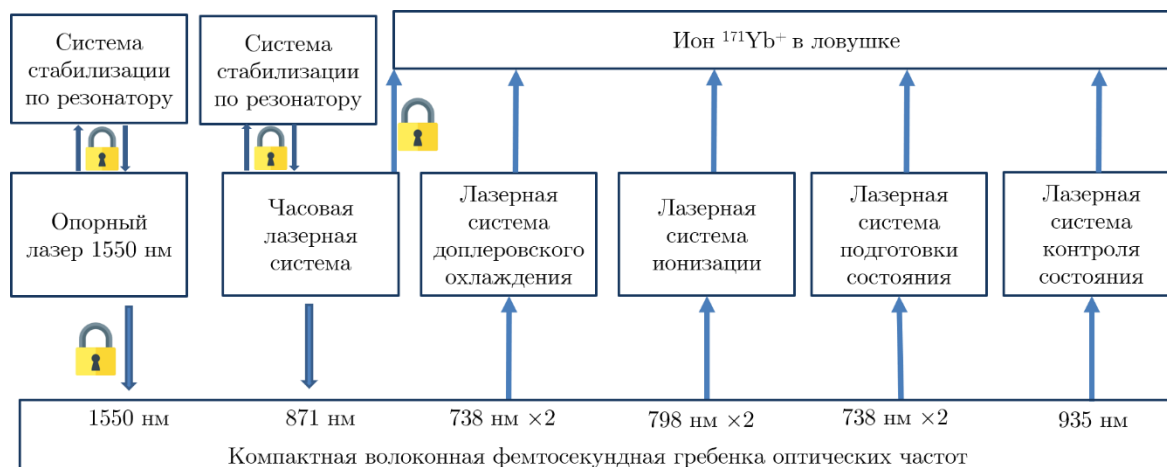


Рис. 47. Функциональная схема созданных оптических часов.

Лазерные источники фотоионизации, охлаждения, перекачки являются самодельными [111] полупроводниковыми лазерами с внешним резонатором, частота излучения которых может быть стабилизирована либо с помощью измерителя длины волны Angstrom WS8-10 либо с помощью многоканального фемтосекундного синтезатора оптических частот. Все лазерные системы (за

исключением метрологических) установлены на одной оптической плите, а их излучение доставляется к ловушке при помощи оптических волокон. Лазер опроса часового перехода, являющийся также диодным лазером с внешним резонатором на длине волны 871 нм, и опорный эрбиевый волоконный лазер на длине волны 1550 нм установлены на отдельной оптической плите и расположены посередине стойки. Частота обоих лазерных источников стабилизируется по высокочастотным опорным оптическим резонаторам в вакуумных камерах методом Паунда-Дривера-Холла. Оптическая часть волоконной фемтосекундной гребенки оптических частот установлена в верхней части стойки.

Частоты вспомогательных лазерных систем стабилизируются фемтосекундному синтезатору, который, в свою очередь, стабилизируется по ультрастабильному лазеру 1550 нм. Сигнал коррекции на длинных временах вносится с помощью сличения соответствующего зуба гребенки с часовой лазерной системой, осуществляющей периодическую спектроскопию E2 перехода в ионе иттербия.

### **3.2. Волоконная фемтосекундная гребенка оптических частот**

Разработка и создание любых оптических часов предполагает последующую характеристику их нестабильности и неточности, для которой необходима возможность сличения с другими часами в оптическом диапазоне. К тому же, оптические часы должны формировать выходной радиочастотный сигнал, который необходим для большинства конечных потребителей. Существует несколько вариантов, позволяющих связать между собой различные оптические диапазоны или оптический и микроволновый диапазон. В качестве примера можно привести метод деления частотных интервалов с помощью кристаллов, обладающих нелинейной восприимчивостью второго порядка [112]; делители частоты на основе параметрических генераторов света [113], [114]; генераторы оптической гребенки на основе электрооптическим модуляторов [115], [116], эффектов

четырёхволнового смещения и Керровской нелинейности в резонаторах, материал которых обладает Керровской нелинейностью, например – на моде шепчущей галереи [117]. Данные подходы к созданию оптических гребенок имеют недостатки, к которым зачатую можно отнести высокую сложность системы и/или высокую чувствительность к внешним возмущениям. В задачах, требующих сличения часов на разных длинах волн оптического диапазона или переноса стабильности современных оптических часов в радиочастотный диапазон, наиболее широко используются оптические гребенки, сгенерированные фемтосекундными лазерными импульсами. Такая гребенка может быть стабилизирована по независимой ультрастабильной лазерной системе, что позволит сообщить ее стабильность другим лазерным системам или сгенерировать высокостабильный радиочастотный сигнал.

Исследования проводились с использованием высокостабильного фемтосекундного эрбиевого волоконного лазера, специально созданного для компактного возимого оптического генератора частоты на одиночном ионе  $^{171}\text{Yb}^+$  в радиочастотной ловушке [38], [118]. Резонатор задающего осциллятора гребенки состоит из двух секций: волоконной и на пучке, распространяющемся по свободному пространству. Первая основана на NALM [119], которое обеспечивает достаточно высокую Керровскую нелинейность для поддержания режима синхронизации мод и простого перехода к режиму синхронизации мод гребенки. Из данной секции излучение выводится в линейный участок свободного пространства, в котором размещается электрооптический модулятор, пара клиньев на подвижке и зеркало, замыкающее резонатор, линейное положение которого может регулироваться длинноходной пьезокерамической подвижкой и, в большем диапазоне – шаговым двигателем.

Лазерный импульс с центральной длиной волны 1560 нм состоит из набора узких эквидистантных оптических мод, частота которых задается соотношением  $f = f_{ceo} + n * f_{rep}$ , где  $f_{ceo}$  – частота отстройки,  $f_{rep}$  – частота повторения импульсов, равная 100 МГц., которая стабилизируется привязкой одного из зубов

гребенки по оптической опоре помощью петли фазовой автоподстройки частоты. Быстрым исполнительным элементом обратной связи является кристалл  $\text{LiNbO}_3$ , размещенный в секции «свободного пространства» резонатора и выполняющий роль электрооптического модулятора; медленным – зеркало резонатора, закрепленное на составной пьезокерамической подвижке. Грубая подстройка длины резонатора осуществляется с помощью шагового двигателя, большой диапазон перемещения, равняющийся 15 мм, обеспечивает возможность гибкой подстройки расстояния между зубцами гребенки. Это может оказаться полезным для одновременной стабилизации по гребенке нескольких лазерных источников или сличения двух оптических часов на существенно разнесенных частотах.

$f_{ceo}$  измеряется с помощью  $f - 2f$  интерферометра [120], в котором считывается радиочастотный сигнал оптических биений между зубом гребенки с номером  $n$ , частота которого удваивается в нелинейном кристалле, и номером  $2n$ . Оффсетная частота стабилизировалась к 5-й субгармонике частоты повторения с помощью еще одной независимой системы фазовой автоподстройки частоты и внутренней радиочастотной опоры, реализованной с помощью прямого цифрового синтеза. Данное решение позволяет дополнительно контролировать эволюцию фазы волнового пакета импульса относительно несущей.  $f_{ceo}$  может контролироваться с помощью модуляции тока лазерного диода, накачивающего осциллятор, и материальной дисперсии, зависящей от глубины введения пары стеклянных клиньев, расположенных в секции свободного пространства резонатора. Полоса быстрого канала ФАПЧ оффсетной частоты, соответствующая модуляции тока, составляет 110 кГц. Медленный канал ФАПЧ, контролирующей моторизованную пару клиньев, используется для компенсации субгерцовых дрейфов  $f_{ceo}$ , возникающих из-за изменения давления или температуры в помещении.

Выходное излучение задающего осциллятора гребенки разделяется на несколько каналов. В одном из каналов импульсы усиливаются в однопроходном эрбиевом волоконном усилителе с двунаправленной накачкой и направляются в

участок оптического волокна с сохранением поляризации, позволяющий сжать получившийся после усиления чирп. Далее излучение направляется в участок высоконелинейного волокна, легированного  $\text{GeO}_2$ , что позволяет расширить спектр излучения на октаву. Далее излучение направляется в  $f - 2f$  интерферометр для измерения  $f_{ceo}$ .

Излучение, выводящееся из задающего осциллятора во второй канал, используется для формирования гребенки вблизи длины волны 871 нм, которая соответствует удвоенной частоте электрического квадрупольного перехода в ионе  $^{171}\text{Yb}^+$ . Оптическая схема канала повторяет описанную выше: усилитель  $\rightarrow$  компрессор  $\rightarrow$  генерация суперконтинуума. Для получения сигнала оптических биений с часовой лазерной системой использовался блок регистрации биений, построенный по принципу интерферометра Майкельсона, который совмещает излучения гребенки и непрерывного часового лазера на быстром низкошумящем фотодиоде.

Третий выходной канал, отличие которого состоит в отсутствии нелинейной секции, используется для узкополосного выхода гребенки на длине волны 1550 нм для стабилизации  $f_{rep}$  по опорной ультрастабильной лазерной системе.

### **3.3. Опорная ультрастабильная лазерная система на длине волны 1550 нм**

Для стабилизации  $f_{rep}$  гребенки использовался непрерывный эрбиевый волоконный лазерный источник, частота которого стабилизировалась методом Паунда-Драйвера-Холла по высокодобротному опорному оптическому резонатору Фабри-Перо. Конструкция вакуумной камеры и системы подвеса опорного резонатора аналогичны описанным в [121], [122].

Тело резонатора длиной 77 мм биконической формы было закреплено в вакуумной камере на трех точках, лежащих в плоскости его центра масс. Камера состоит из четырех экранов – внешнего вакуумного; тонкого теплового; активного

экрана, находящегося в тепловом контакте с элементом Пельтье («радиатором» для него служит крышка вакуумного экрана); пассивного теплового экрана, в котором размещается резонатор в системе подвеса. Такая конструкция обеспечивает преобладание радиационного теплообмена между резонатором и активным тепловым экраном, что позволяет существенно увеличить постоянную времени частотного отклика резонатора на изменение температуры. Внутривакуумный датчик системы стабилизации температуры размещается на внутренней стороне теплового экрана максимально близко к элементу Пельтье.

Принципиальная оптоэлектронная схема стабилизированной лазерной системы представлена на Рис. 48.

Спектральные характеристики созданной системы были исследованы при помощи сличения с независимой ультрастабильной лазерной системой на длине волны 1140 нм, итоговая относительная нестабильность не превышает  $3 \times 10^{-15}$  на временах усреднения 1 – 10 с. Результат данного исследования представлен на Рис. 49.

Два независимых выходных радиочастотных сигнала гребенки, стабилизированной по оптической опоре, формировались с помощью фотодетекторов, состоящих из быстрых PIN фотодиода, низкошумящих трансимпедансных усилителей и РЧ фильтров. На фотодетекторы подавалась последовательность импульсов гребенки, частота повторения которых была увеличена со 100 МГц до 1 ГГц при помощи каскада волоконных интерферометров Маха-Цендера [123].

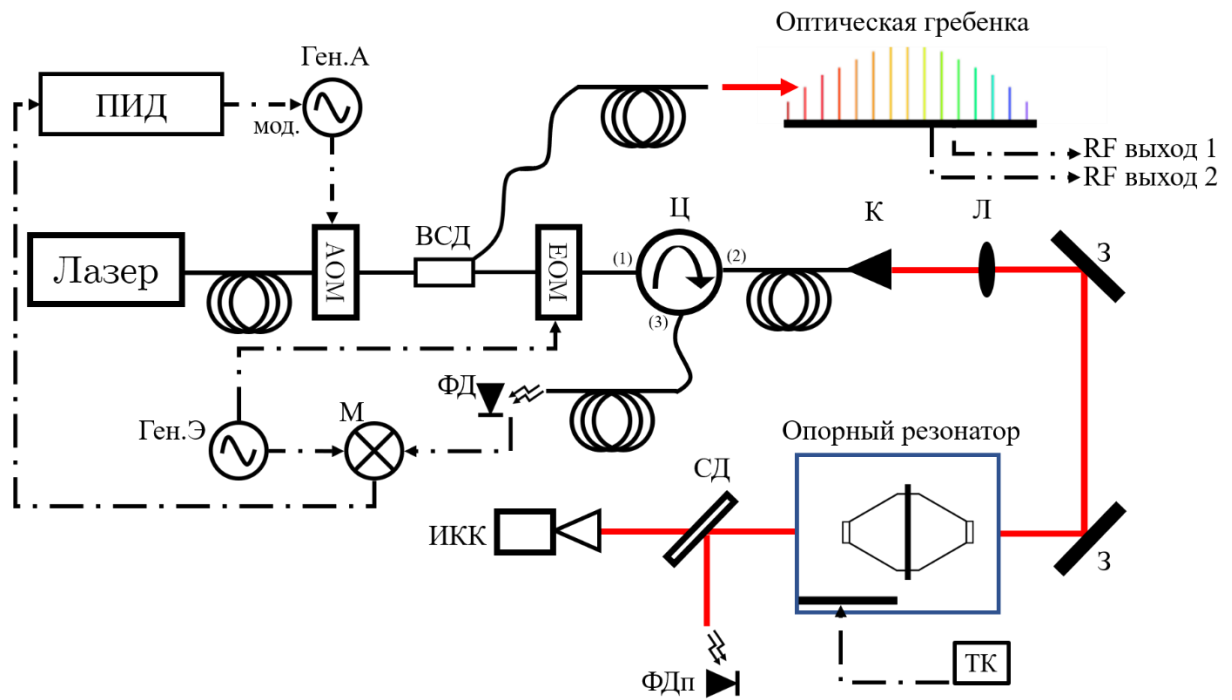


Рис. 48. Принципиальная оптоэлектронная схема ультрастабильной лазерной системы на длине волны 1550 нм. ПВД – пропорционально-интегрально-дифференциальный контроллер; Ген.А – РЧ генератор с модуляционным входом, накачивающий АОМ – акустооптический модулятор; ВСД – волоконный светоделитель; Ц – волоконный циркулятор; Ген.Э – РЧ генератор, накачивающий ЕОМ – электрооптический модулятор; К – коллиматор; Л – линза; З – зеркало; ТК – температурный контроллер; ФДп – фотодиод регистрации сигнала резонансного пропускания интерферометра; СД – неполяризационный светоделитель; ИКК – инфракрасная камера регистрации профиля интенсивности резонансного излучения; ФД – быстрый фотодиод метода ПДХ; М – фазовый детектор.

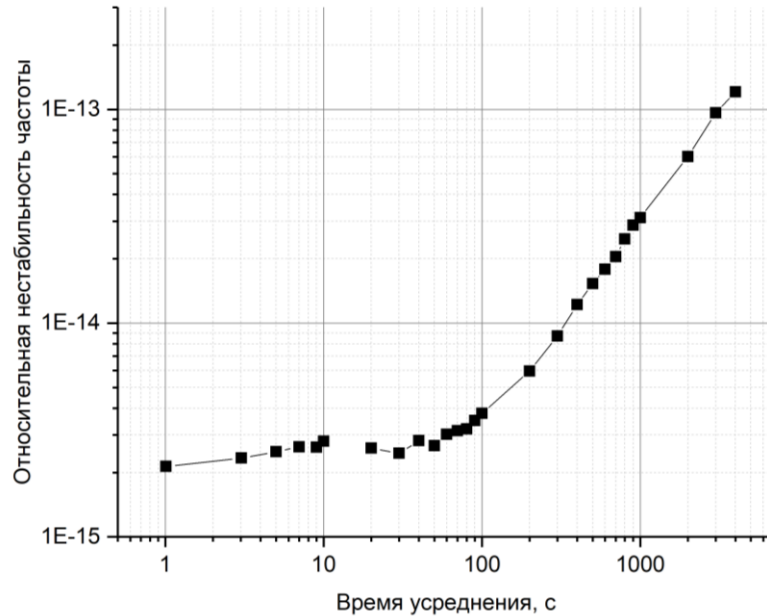


Рис. 49. Девиация Аллана сигнала оптических биений созданной опорной лазерной системы на длине волны 1550 нм и ультрастабильной лазерной системы на длине волны 1140 нм [84].

### 3.4. Исследование стабильности выходного сигнала оптических часов

Для определения уровня нестабильности, вносимого стабилизированной по оптической опоре гребенкой при генерации выходного сигнала на частоте 1 ГГц, было осуществлено сличение двух независимо сгенерированных выходных сигналов. Для этого сигналы на выходах фотодетекторов были поданы на калиброванный фазовый детектор, псевдо-DC сигнал на выходе которого дополнительно усиливался низкошумящим DC усилителем и подавался на фильтр нижних частот. Полученный сигнал, несущий в себе информацию о разности фаз  $\Delta\phi$ , считывался с помощью цифрового вольтметра с частотой дискретизации 10 Гц. Записанный трек данных анализировался с помощью выражений (8), далее строилась девиация Аллана биений двух радиочастотных сигналов:

$$\Delta f_i = \frac{\Delta\tau_{i+1} - \Delta\tau_i}{\tau_0}, \quad (8)$$



$$\Delta\tau_i = \Delta\phi_i / 2\pi F.$$

Здесь  $F$  – частота РЧ несущей (1 ГГц),  $\tau_0$  – окно счетчика – 100 мс.

Девияция Аллана биений двух радиочастотных сигналов представлена на Рис. 50.

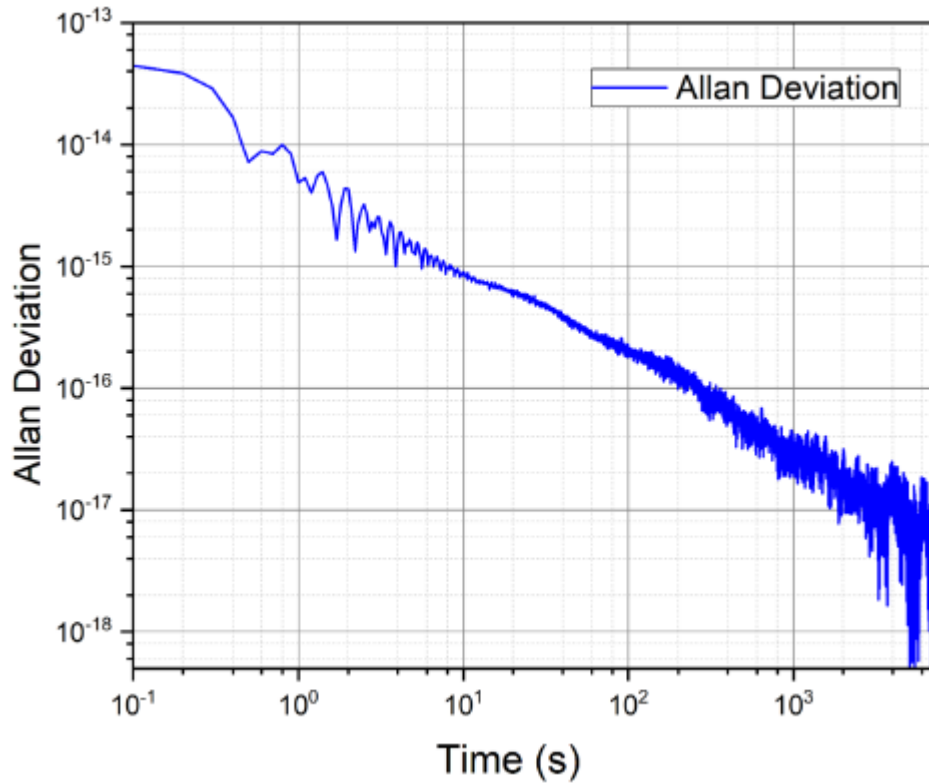


Рис. 50. Девияция Аллана двух независимых радиочастотных выходных сигналов стабилизированной по оптической опоре гребенки частот, характеризующая вносимую ею относительную нестабильность.

Итоговая нестабильность радиочастотного выходного сигнала в диапазоне 1 ГГц разработанных оптических часов на одиночном ионе иттербия была рассчитана на коротких временах – с помощью данных, представленных на Рис. 50; на средних и длинных – по измеренному сигналу оптических биений между часовой системой на длине волны 871 нм и на длине волны часовой лазерной системы оптических часов на нейтральном атоме тулия,[84], [85]. Расчетные данные приведены на Рис. 51.

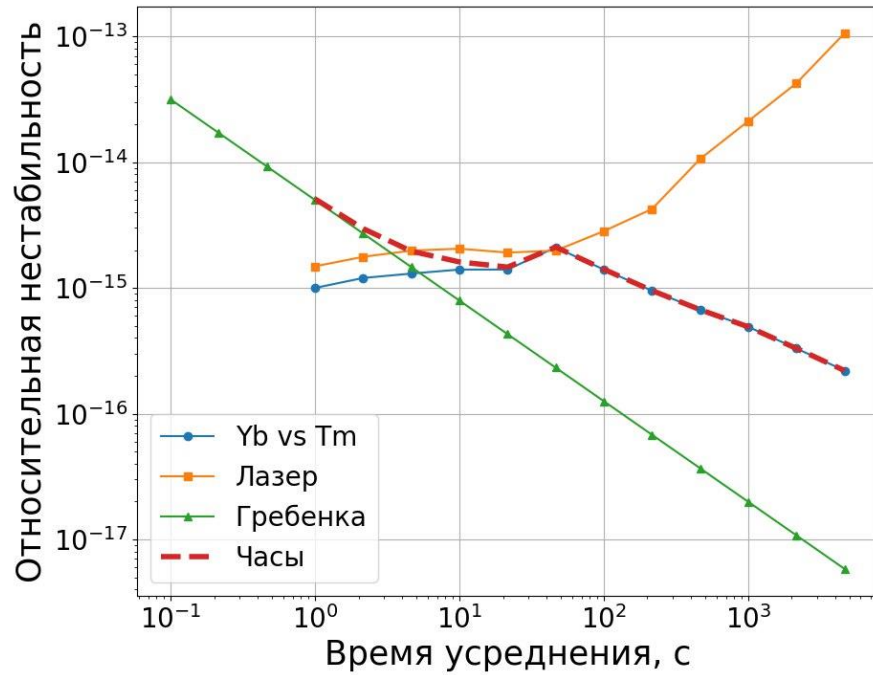


Рис. 51. Расчетная относительная нестабильность в терминах девиации Аллана: выходного радиочастотного сигнала созданных оптических часов на одиночном ионе иттербия (красным); оптических биений между часовыми лазерными системами созданных часов и часов на нейтральном атоме тулия (синим); оптических биений независимой опорной ультрастабильной лазерной системы на длине волны 1550 нм и часовой системой оптических часов на нейтральном атоме тулия (желтым); нестабильность, вносимая оптической гребенкой, стабилизированной по 1550 нм (зеленый).

На временах усреднения менее 1 с относительная нестабильность выходного радиочастотного сигнала ограничивается шумами, вносимыми стабилизированной по опорной лазерной системе 1550 нм фемтосекундной оптической гребенкой частот и составляет  $8,9 \times 10^{-15}$  на 1 с; на временах 1 – 50 с – ограничивается стабильностью опорной лазерной системы 1550 нм; на временах более 50 с – определяется «медленной» обратной связью, формируемой при помощи спектроскопии перехода E2 в ионе иттербия, и составляет  $9,4 \times 10^{-16}$  на 100 с и  $4,9 \times 10^{-16}$  на 1000 с.

Это приводит нас к защищаемому положению №3:

3. Стабилизация фемтосекундного синтезатора оптических частот (ФСОЧ) в системе транспортируемых оптических часов на одиночном ионе иттербия по частоте ультрастабильного лазера 1550 нм обеспечивает кратковременную относительную нестабильность часов в радиочастотном диапазоне 1 ГГц на уровне не более  $9 \times 10^{-15}$  при времени усреднения 1 с. Предложенная схема с использованием ультрастабильного лазера 1550 нм гарантирует бесперебойный синтез выходного сигнала даже при потере иона иттербия. В интеграции с многоканальным ФСОЧ реализуется локальная стабилизация частот лазерных систем, осуществляющих охлаждение и контроль квантового состояния иона, что существенным образом упрощает оптическую схему и повышает компактность установки.

Основные результаты данных исследований изложены в:

1. Khabarova, K., Kryuchkov, D., Borisenko, A., Zalivako, I., Semerikov, I., Aksenov, M., Sherstov, I., Abbasov, T., Tausenev, A., Kolachevsky, N. “Toward a New Generation of Compact Transportable Yb+ Optical Clocks” // *Symmetry*. – 2022. – Т. 14, – № 10. – С. 2213.

### **3.5. Основные результаты Главы 3**

1. Предложена и исследована схема построения оптических часов на одиночном ионе иттербия-171 в радиочастотной ловушке Пауля в которой независимая компактная опорная ультрастабильная лазерная системы на длине волны 1550 нм используется для стабилизации многоканального фемтосекундного синтезатора оптических частот, с помощью чего обеспечивается кратковременная относительная нестабильность часов в радиочастотном диапазоне 1 ГГц на уровне не более  $9 \times 10^{-15}$  при времени усреднения 1 с. Предложенная схема с использованием ультрастабильного лазера 1550 нм гарантирует бесперебойный

синтез выходного сигнала даже при потере иона иттербия. В интеграции с многоканальным ФСОЧ реализуется локальная стабилизация частот лазерных систем, осуществляющих охлаждение и контроль квантового состояния иона, что позволяет существенным образом упростить оптическую схему и повысить компактность установки.

2. С использованием данной схемы созданы транспортируемые оптические часы на одиночном ионе иттербия в радиочастотной ловушке, относительная нестабильность которых была определена экспериментально-расчетным методом и составила  $8,9 \times 10^{-15}$  на 1 с;  $9,4 \times 10^{-16}$  на 100 с и  $4,9 \times 10^{-16}$  на 1000 с. Конструкция оптических часов является модульной и допускает последовательное проведение дальнейших исследований и разработок, направленных на снижение массогабаритных характеристик, повышение надежности системы и переход к бортовому исполнению.

## Заключение

В работе получены следующие основные результаты:

1. Разработан, изготовлен и охарактеризован компактный высокочастотный оптический резонатор для длины волны 1550 нм. Резкость резонатора составляет 82 000, ширина собственного оптического резонанса 97 кГц, величина резонансного пропускания (от заводимой мощности, с учетом боковых частот фазовой модуляции) – 50%.

2. Исследован эффект оптической бистабильности в созданном компактном высокочастотном резонаторе на длине волны 1550 нм. Проведены измерения форм линий пропускания при сканировании частоты лазерного излучения вблизи резонансной моды резонатора. Для полученных экспериментальных данных проведено численное моделирование, с помощью которого определена зависимость сдвига центра линии собственного резонанса от прошедшей мощности, равная  $180 \text{ кГц/МВт}$ , постоянная времени теплового отклика отражающих покрытий зеркал резонатора  $\tau = 16 \text{ мс}$ , чувствительность частоты резонатора к интенсивности циркулирующего в нем излучения, равная  $150 \frac{\text{Гц}}{\text{Вт/мм}^2}$ .

3. Методами численного моделирования предсказан эффект смещения точки нулевого коэффициента теплового расширения опорного резонатора в зависимости от циркулирующей в нем мощности в стационарном случае по линейному закону с коэффициентами  $-78 \text{ мК/МВт}$  и  $-65 \text{ мК/МВт}$  для зеркал на ULE и кварцевых подложках соответственно.

4. Создана и охарактеризована лазерная система с активной стабилизацией частоты излучения по компактному резонатору. Ширина спектра излучения компактной системы составила 50 Гц на времени 50 мс, что соответствует длине когерентности 6000 км, относительной нестабильности –  $5 \times 10^{-14}$  на времени усреднения 1 с. Данные спектральные характеристики оказываются достаточными для использования такой системы в задачах, не требующих рекордных значений кратковременной и долговременной

стабильности, таких как передача ультрастабильных сигналов времени и частоты, прецизионная интерферометрия, дальнометрия и сенсорика.

5. Продемонстрировано прецизионное измерение линейных смещений в диапазоне до 17 мкм с помощью созданного лазерного гетеродинного интерферометра. Погрешность измерения смещения составила менее  $40 \frac{\text{ФМ}}{\sqrt{\text{Гц}}}$  в диапазоне частот 1 – 50 Гц и  $10 \frac{\text{ПМ}}{\sqrt{\text{Гц}}}$  на частоте 0,1 Гц, что обеспечивает предел чувствительности интерферометра на уровне 270 пм на времени усреднения 10 с при длине измеряемой трассы 5 см.

6. Предложена и реализована схема, в которой независимая компактная опорная ультрастабильная лазерная системы на длине волны 1550 нм со стабилизацией оптическому высокодобротному резонатору длиной 77 мм используется для стабилизации многоканального фемтосекундного синтезатора оптических частот в оптических часах на одиночном ионе иттербия-171 в радиочастотной ловушке Пауля. Данная схема с гарантирует бесперебойный синтез выходного сигнала даже при потере иона иттербия. В интеграции с многоканальным фемтосекундным синтезатором оптических частот реализуется локальная стабилизация частот лазерных систем, осуществляющих охлаждение и контроль квантового состояния иона, что позволяет существенным образом упростить оптическую схему и повысить компактность установки.

7. С использованием данной схемы созданы транспортируемые оптические часы на одиночном ионе иттербия в радиочастотной ловушке, относительная нестабильность которых была определена экспериментально-расчетным методом и составила  $8,9 \times 10^{-15}$  на 1 с;  $9,4 \times 10^{-16}$  на 100 с и  $4,9 \times 10^{-16}$  на 1000 с. Конструкция оптических часов является модульной и допускает последовательное проведение дальнейших исследований и разработок, направленных на снижение массогабаритных характеристик, повышение надежности системы и переход к бортовому исполнению.

## Благодарность

Я бы хотел поблагодарить своего научного руководителя – Ксению Юрьевну Хабарову – за целеполагание, внимательное отношение, оказанное доверие и предоставленную возможность заниматься исключительно широким кругом интересных и нетривиальных научных задач, позволивших непрерывно учиться и развиваться. Выражаю глубокую благодарность Николаю Николаевичу Колачевскому за всестороннюю поддержку и глубокую мотивацию, ценные обсуждения и концептуальные идеи, касающиеся, иной раз, не только научной деятельности. Благодарю моих коллег: Кудеярова Константина Сергеевича, Жаднова Никиту Олеговича, Вишнякову Гульнару Александровну и весь коллектив Лаборатории оптики сложных квантовых систем за высочайшую квалификацию и готовность помочь, годы совместной работы, годы теплого общения, самые интересные и светлые годы. Благодарю Сорокина Вадима Николаевича за помощь в подготовке и обсуждении текста диссертации. Благодарю Филонова Евгения Вадимовича за большую помощь в знакомстве с прецизионными оптическими технологиями, технические и идейные дискуссии и советы. Выражаю благодарность своей семье, без их непрерывной поддержки и участия данная работа вряд ли бы была завершена.

В заключение я бы хотел поблагодарить ФИАН, объединивший в себе уникальные коллективы, разносторонние научные и технологические компетенции, без которых данная работа была бы невозможна.

## Список литературы

- [1] A. L. Schawlow and C. H. Townes, ‘Infrared and Optical Masers’, *Physical Review*, vol. 112, no. 6, pp. 1940–1949, Dec. 1958, doi: 10.1103/PhysRev.112.1940.
- [2] T. H. Maiman, ‘Stimulated optical radiation in ruby’, 1960.
- [3] A. Javan, W. R. Bennett Jr, and D. R. Herriott, ‘Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture’, *Phys Rev Lett*, vol. 6, no. 3, p. 106, 1961.
- [4] A. White, ‘Frequency stabilization of gas lasers’, *IEEE J Quantum Electron*, vol. 1, no. 8, pp. 349–357, 1965.
- [5] J. Hall, ‘The laser absolute wavelength standard problem’, *IEEE J Quantum Electron*, vol. 4, no. 10, pp. 638–641, 1968.
- [6] M. A. Gubin, V. V Nikitin, V. N. Petrovskii, E. D. Protsenko, D. A. Tyurikov, and L. P. Yatsenko, ‘Investigation of the stability and frequency shifts of a two-mode He–Ne–CH<sub>4</sub> laser’, *Soviet Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, no. 1, p. 34, 1979.
- [7] M. S. Lipsett and P. H. Lee, ‘Laser Wavelength Stabilization with a Passive Interferometer’, *Appl Opt*, vol. 5, no. 5, pp. 823–826, 1966, doi: 10.1364/AO.5.000823.
- [8] Н. Г. Басов and В. С. Летохов, ‘Оптические стандарты частоты’, *Успехи физических наук*, vol. 96, no. 12, pp. 585–631, 1968.
- [9] Z. I. Alferov, ‘Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology’, *Rev Mod Phys*, vol. 73, no. 3, p. 767, 2001.
- [10] R. L. Byer, ‘Diode Laser—Pumped Solid-State Lasers’, *Science (1979)*, vol. 239, no. 4841, pp. 742–747, 1988, doi: 10.1126/science.239.4841.742.
- [11] Величанский В. Л. *et al.*, ‘О предельной ширине линии генерации инжекционного лазера’, *Письма в ЖТФ*, vol. 4, no. 18, pp. 1087–1090, 1978.



- [12] Keafer L S Jr., ‘Tropospheric Passive Remote Sensing’, Tropospheric Passive Remote Sensing. Accessed: Dec. 16, 2023. [Online]. Available: <https://ntrs.nasa.gov/citations/19820018761>
- [13] Buoncristiani A M, Sandford S P, and Amundsen R M, ‘Progress toward ultra-stable lasers for use in space’, <https://ntrs.nasa.gov/citations/19940020015>.
- [14] R. W. P. Drever *et al.*, ‘Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator’, *Applied Physics B*, vol. 31, no. 2, pp. 97–105, 1983, doi: 10.1007/BF00702605.
- [15] A. Beyer *et al.*, ‘The Rydberg constant and proton size from atomic hydrogen’, *Science (1979)*, vol. 358, p. 79, Sep. 2017, doi: 10.1126/science.aah6677.
- [16] T. Rosenband *et al.*, ‘Frequency Ratio of  $\text{Al}^+$  and  $\text{Hg}^+$  Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place’, *Science (1979)*, vol. 319, no. 5871, pp. 1808–1812, 2008, doi: 10.1126/science.1154622.
- [17] M. S. Safronova, D. Budker, D. DeMille, D. F. J. Kimball, A. Derevianko, and C. W. Clark, ‘Search for new physics with atoms and molecules’, *Rev Mod Phys*, vol. 90, no. 2, p. 25008, Jun. 2018, doi: 10.1103/RevModPhys.90.025008.
- [18] P. Kwee *et al.*, ‘Stabilized high-power laser system for the gravitational wave detector advanced LIGO’, *Opt. Express*, vol. 20, no. 10, pp. 10617–10634, May 2012, doi: 10.1364/OE.20.010617.
- [19] S. Kolkowitz, I. Pikovski, N. Langellier, M. D. Lukin, R. L. Walsworth, and J. Ye, ‘Gravitational wave detection with optical lattice atomic clocks’, *Physical Review D*, vol. 94, no. 12, p. 124043, Dec. 2016, doi: 10.1103/PhysRevD.94.124043.
- [20] C. Sanner *et al.*, ‘Optical clock comparison for Lorentz symmetry testing’, *Nature*, vol. 567, no. 7747, pp. 204–208, 2019, doi: 10.1038/s41586-019-0972-2.
- [21] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, ‘Optical atomic clocks’, *Rev Mod Phys*, vol. 87, no. 2, pp. 637–701, Jun. 2015, doi: 10.1103/RevModPhys.87.637.

- [22] S. M. Brewer *et al.*, ‘ $^{27}\text{Al}^+$  Quantum-Logic Clock with a Systematic Uncertainty below  $10\text{E}-18$ ’, *Phys Rev Lett*, vol. 123, no. 3, p. 33201, Jul. 2019, doi: 10.1103/PhysRevLett.123.033201.
- [23] A. Quessada-Vial, R. P. Kovacich, I. Courtilot, A. Clairon, G. Santarelli, and P. Lemonde, ‘The Dick effect for an optical frequency standard’, *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, vol. 5, p. S150, Apr. 2003, doi: 10.1088/1464-4266/5/2/373.
- [24] D. R. Gozzard, S. W. Schediwy, B. Stone, M. Messineo, and M. Tobar, ‘Stabilized Free-Space Optical Frequency Transfer’, *Phys Rev Appl*, vol. 10, no. 2, p. 24046, Aug. 2018, doi: 10.1103/PhysRevApplied.10.024046.
- [25] K. S. Kudeyarov, D. S. Kryuchkov, G. A. Vishnyakova, N. O. Zhadnov, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, ‘Frequency transfer via an ultra-stable free-space link’, *Quantum Elec (Woodbury)*, vol. 50, no. 3, p. 267, 2020, doi: 10.1070/QEL17258.
- [26] S. Droste, T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, ‘Optical frequency dissemination for metrology applications’, *C R Phys*, vol. 16, no. 5, pp. 524–530, 2015, doi: <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2015.03.011>.
- [27] F. Riehle, ‘Optical clock networks’, *Nat Photonics*, vol. 11, no. 1, pp. 25–31, 2017, doi: 10.1038/nphoton.2016.235.
- [28] Е. Т. Нестеров, К. В. Марченко, В. Н. Трешиков, and А. В. Леонов, ‘Волоконно-оптическая система мониторинга протяжённых объектов (нефтепроводов) на основе когерентного рефлектометра’, *T-Comm-Телекоммуникации и Транспорт*, vol. 8, no. 1, pp. 25–28, 2014.
- [29] ‘GRACE Follow-On (GRACE-FO)’. Accessed: Feb. 14, 2024. [Online]. Available: <https://gracefo.jpl.nasa.gov/>
- [30] Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, ‘Optical frequency metrology’, *Nature*, vol. 416, no. 6877, pp. 233–237, 2002, doi: 10.1038/416233a.

- [31] R. M. Godun *et al.*, ‘Frequency Ratio of Two Optical Clock Transitions in  $171\text{Yb}^+$  and Constraints on the Time Variation of Fundamental Constants’, *Phys Rev Lett*, vol. 113, no. 21, p. 210801, Nov. 2014, doi: 10.1103/PhysRevLett.113.210801.
- [32] A. Derevianko, ‘Detecting dark-matter waves with a network of precision-measurement tools’, *Phys Rev A (Coll Park)*, vol. 97, no. 4, p. 42506, Apr. 2018, doi: 10.1103/PhysRevA.97.042506.
- [33] ‘[www.menlosystems.com/products/quantum-laser-systems/fc1500-quantum/](http://www.menlosystems.com/products/quantum-laser-systems/fc1500-quantum/)’.
- [34] ‘<https://m-labs.hk/experiment-control/sinara-core/>’.
- [35] T. Schuldt *et al.*, ‘Optical clock technologies for global navigation satellite systems’, *GPS Solutions*, vol. 25, no. 3, p. 83, 2021, doi: 10.1007/s10291-021-01113-2.
- [36] J. Cao *et al.*, ‘A compact, transportable single-ion optical clock with  $7.8 \times 10^{-17}$  systematic uncertainty’, *Applied Physics B*, vol. 123, no. 4, p. 112, 2017, doi: 10.1007/s00340-017-6671-5.
- [37] S. B. Koller *et al.*, ‘Transportable Optical Lattice Clock with  $10\text{E}-17$  Uncertainty’, *Phys Rev Lett*, vol. 118, no. 7, p. 73601, Feb. 2017, doi: 10.1103/PhysRevLett.118.073601.
- [38] K. Khabarova *et al.*, ‘Toward a New Generation of Compact Transportable  $\text{Yb}^+$  Optical Clocks’, *Symmetry (Basel)*, vol. 14, no. 10, 2022, doi: 10.3390/sym14102213.
- [39] S. Hannig *et al.*, ‘Towards a transportable aluminium ion quantum logic optical clock’, *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, no. 5, pp. 053204\_01-053204\_14, 2019.
- [40] N. Ohmae *et al.*, ‘Transportable strontium optical lattice clocks operated outside laboratory at the level of  $10^{-18}$  uncertainty’, *Adv Quantum Technol*, vol. 4, no. 8, p. 2100015, 2021.
- [41] S. Origlia *et al.*, ‘Towards an optical clock for space: Compact, high-performance optical lattice clock based on bosonic atoms’, *Phys Rev A (Coll Park)*, vol. 98, no. 5, p. 053443, 2018.

- [42] S. Bize *et al.*, ‘Advances in atomic fountains’, *C R Phys*, vol. 5, no. 8, pp. 829–843, 2004.
- [43] J. Grotti *et al.*, ‘Geodesy and metrology with a transportable optical clock’, *Nat Phys*, vol. 14, no. 5, pp. 437–441, 2018.
- [44] W. F. McGrew *et al.*, ‘Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level’, *Nature*, vol. 564, no. 7734, pp. 87–90, 2018.
- [45] X. Zheng, J. Dolde, V. Lochab, B. N. Merriman, H. Li, and S. Kolkowitz, ‘Differential clock comparisons with a multiplexed optical lattice clock’, *Nature*, vol. 602, no. 7897, pp. 425–430, 2022.
- [46] N. O. Zhadnov, K. S. Kudeyarov, D. S. Kryuchkov, I. A. Semerikov, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, ‘On the thermal noise limit of ultrastable optical cavities’, *Quantum Elec (Woodbury)*, vol. 48, no. 5, p. 425, 2018, doi: 10.1070/QEL16654.
- [47] D. R. Kharasov *et al.*, ‘Extending the operation range of a phase-sensitive optical time-domain reflectometer by using fibre with chirped Bragg gratings’, *Quantum Elec (Woodbury)*, vol. 50, no. 5, p. 510, 2020, doi: 10.1070/QEL17232.
- [48] T. Waterholter, A. Kuhl, S. Koke, G. Vishnyakova, R. Holzwarth, and G. Grosche, ‘Interferometric fibre link between Braunschweig and Garching for chronometric levelling.’, in *Geophysical Research Abstracts*, 2019.
- [49] G. Marra *et al.*, ‘Ultrastable laser interferometry for earthquake detection with terrestrial and submarine cables’, *Science (1979)*, vol. 361, no. 6401, pp. 486–490, Aug. 2018, doi: 10.1126/science.aat4458.
- [50] E. Oelker *et al.*, ‘Demonstration of  $4.8 \times 10^{-17}$  stability at 1 s for two independent optical clocks’, *Nat Photonics*, vol. 13, no. 10, pp. 714–719, 2019, doi: 10.1038/s41566-019-0493-4.
- [51] D. Kryuchkov, G. Vishnyakova, K. Khabarova, K. Kudeyarov, N. Zhadnov, and N. Kolachevsky, ‘Contribution of Different Noise Sources to the Relative Instability of Laser Systems Stabilized by External Silicon Cavities’, *Vestnik RFFI*, Nov. 2019, doi: 10.22204/2410-4639-2019-103-03-93-106.

- [52] Q.-F. Chen, A. Nevsky, and S. Schiller, ‘Locking the frequency of lasers to an optical cavity at the  $1.6 \times 10^{-17}$  relative instability level’, *Applied Physics B*, vol. 107, no. 3, pp. 679–683, 2012, doi: 10.1007/s00340-012-5014-9.
- [53] Ch. Salomon, D. Hils, and J. L. Hall, ‘Laser stabilization at the millihertz level’, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 5, no. 8, pp. 1576–1587, Aug. 1988, doi: 10.1364/JOSAB.5.001576.
- [54] D. S. Kryuchkov, N. O. Zhadnov, K. S. Kudeyarov, G. A. Vishnyakova, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, ‘Compensation of residual amplitude modulation fluctuations in an optoelectronic system for laser radiation frequency stabilisation’, *Quantum Elec (Woodbury)*, vol. 50, no. 6, p. 590, 2020.
- [55] W. Zhang *et al.*, ‘Reduction of residual amplitude modulation to  $1 \times 10^{-6}$  for frequency modulation and laser stabilization’, *Opt Lett*, vol. 39, pp. 1980–1983, Nov. 2014, doi: 10.1364/OL.39.001980.
- [56] J. Guo *et al.*, ‘Chip-based laser with 1-hertz integrated linewidth’, *Sci Adv*, vol. 8, no. 43, p. eabp9006, 2022, doi: 10.1126/sciadv.abp9006.
- [57] A. Didier *et al.*, ‘Ultracompact reference ultralow expansion glass cavity’, *Appl. Opt.*, vol. 57, no. 22, pp. 6470–6473, Aug. 2018, doi: 10.1364/AO.57.006470.
- [58] D. S. Kryuchkov, K. S. Kudeyarov, G. A. Vishnyakova, N. O. Zhadnov, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, ‘Compact High-Finesse ULE Cavities for Laser Frequency Stabilization’, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, vol. 48, no. 10, pp. 295–300, 2021, doi: 10.3103/S1068335621100092.
- [59] G. D. Cole *et al.*, ‘High-performance near- and mid-infrared crystalline coatings’, *Optica*, vol. 3, no. 6, pp. 647–656, 2016, doi: 10.1364/OPTICA.3.000647.
- [60] G.-W. Truong *et al.*, ‘Mid-infrared supermirrors with finesse exceeding 400 000’, *Nat Commun*, vol. 14, no. 1, p. 7846, 2023, doi: 10.1038/s41467-023-43367-z.
- [61] G. D. Cole, ‘Cavity optomechanics with low-noise crystalline mirrors’, in *Optical Trapping and Optical Micromanipulation IX*, SPIE, 2012, pp. 28–38.

- [62] A. Farsi, M. Cumis, F. Marino, and F. Marin, ‘Photothermal and thermo-refractive effects in high reflectivity mirrors at room and cryogenic temperature’, *J Appl Phys*, vol. 111, p. 43101, Nov. 2012, doi: 10.1063/1.3684626.
- [63] X. M. Гиббс, *Оптическая бистабильность: управление светом с помощью света*. Мир, 1988.
- [64] W. E. Lamb, ‘Theory of an Optical Maser’, *Physical Review*, vol. 134, no. 6A, pp. A1429–A1450, Jun. 1964, doi: 10.1103/PhysRev.134.A1429.
- [65] C. V Heer and R. D. Graft, ‘Theory of Magnetic Effects in Optical Maser Amplifiers and Oscillators’, *Physical Review*, vol. 140, no. 4A, pp. A1088–A1104, Nov. 1965, doi: 10.1103/PhysRev.140.A1088.
- [66] J. Woo and R. Landauer, ‘Fluctuations in a parametrically excited subharmonic oscillator’, *IEEE J Quantum Electron*, vol. 7, no. 9, pp. 435–440, 1971, doi: 10.1109/JQE.1971.1076831.
- [67] A. Bączyński, A. Kossakowski, and T. Marszałek, ‘Quantum theory of dye lasers’, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, vol. 23, no. 2, pp. 205–212, 1976, doi: 10.1007/BF01352717.
- [68] K. An, B. A. Sones, C. Fang-Yen, R. R. Dasari, and M. S. Feld, ‘Optical bistability induced by mirror absorption: measurement of absorption coefficients at the sub-ppm level’, *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 18, pp. 1433–1435, Sep. 1997, doi: 10.1364/OL.22.001433.
- [69] T. Hasegawa, ‘Optical bistability induced by Gouy phase shift’, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 34, no. 7, pp. 1319–1326, Jul. 2017, doi: 10.1364/JOSAB.34.001319.
- [70] T. Gu, M. Yu, D.-L. Kwong, and C. W. Wong, ‘Molecular-absorption-induced thermal bistability in PECVD silicon nitride microring resonators’, *Opt Express*, vol. 22, no. 15, pp. 18412–18420, 2014, doi: 10.1364/OE.22.018412.
- [71] Y. F. Yu, J. B. Zhang, T. Bourouina, and A. Q. Liu, ‘Optical-force-induced bistability in nanomachined ring resonator systems’, *Appl Phys Lett*, vol. 100, no. 9, 2012.

- [72] F. Tian, G. Zhou, Y. Du, F. S. Chau, and J. Deng, ‘Optical spring effect in nanoelectromechanical systems’, *Appl Phys Lett*, vol. 105, no. 6, p. 061115, Aug. 2014, doi: 10.1063/1.4893379.
- [73] M. F. Yanik, S. Fan, M. Soljačić, and J. D. Joannopoulos, ‘All-optical transistor action with bistable switching in a photonic crystal cross-waveguide geometry’, *Opt Lett*, vol. 28, no. 24, pp. 2506–2508, 2003, doi: 10.1364/OL.28.002506.
- [74] K. Nozaki *et al.*, ‘Ultralow-power all-optical RAM based on nanocavities’, *Nat Photonics*, vol. 6, no. 4, pp. 248–252, 2012, doi: 10.1038/nphoton.2012.2.
- [75] J. Ma *et al.*, ‘Photothermally induced transparency’, *Sci Adv*, vol. 6, no. 8, p. eaax8256, Sep. 2023, doi: 10.1126/sciadv.aax8256.
- [76] L. Del Bino, N. Moroney, and P. Del’Haye, ‘Optical memories and switching dynamics of counterpropagating light states in microresonators’, *Opt Express*, vol. 29, no. 2, pp. 2193–2203, 2021, doi: 10.1364/OE.417951.
- [77] R. Reinecke and E. Black, ‘LIGO Rep.’, 2005.
- [78] N. Jin *et al.*, ‘Micro-fabricated mirrors with finesse exceeding one million’, *Optica*, vol. 9, no. 9, pp. 965–970, Sep. 2022, doi: 10.1364/OPTICA.467440.
- [79] K. Konthasinghe, J. G. Velez, M. Peiris, Y. Nieves, L. T. M. Profeta, and A. Muller, ‘Dynamics of light-induced thermomechanical mirror deformations in high-finesse Fabry-Perot microresonators’, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 35, no. 2, pp. 372–379, Feb. 2018, doi: 10.1364/JOSAB.35.000372.
- [80] F. Monifi *et al.*, ‘Optomechanically induced stochastic resonance and chaos transfer between optical fields’, *Nat Photonics*, vol. 10, no. 6, pp. 399–405, 2016, doi: 10.1038/nphoton.2016.73.
- [81] T. Legero, T. Kessler, and U. Sterr, ‘Tuning the thermal expansion properties of optical reference cavities with fused silica mirrors’, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 5, pp. 914–919, May 2010, doi: 10.1364/JOSAB.27.000914.
- [82] A. Gillespie and F. Raab, ‘Thermally excited vibrations of the mirrors of laser interferometer gravitational-wave detectors’, *Physical Review D*, vol. 52, no. 2, pp. 577–585, Jul. 1995, doi: 10.1103/PhysRevD.52.577.

- [83] K. S. Kuderyarov, G. A. Vishnyakova, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, ‘2.8 km fiber link with phase noise compensation for transportable Yb<sup>+</sup> optical clock characterization’, *Laser Phys*, vol. 28, no. 10, p. 105103, Jul. 2018, doi: 10.1088/1555-6611/aacfa1.
- [84] A. Golovizin *et al.*, ‘Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift’, *Nat Commun*, vol. 10, no. 1, p. 1724, 2019, doi: 10.1038/s41467-019-09706-9.
- [85] A. A. Golovizin *et al.*, ‘Simultaneous bicolor interrogation in thulium optical clock providing very low systematic frequency shifts’, *Nat Commun*, vol. 12, no. 1, p. 5171, 2021, doi: 10.1038/s41467-021-25396-8.
- [86] S. M. Rytov, Y. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, ‘Introduction to statistical radiophysics’. Nauka Moscow, 1978.
- [87] G. Kramer and W. Klische, ‘Multi-channel synchronous digital phase recorder’, in *Proceedings of the 2001 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition (Cat. No.01CH37218)*, 2001, pp. 144–151. doi: 10.1109/FREQ.2001.956178.
- [88] D. W. Allan, ‘Statistics of atomic frequency standards’, *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, no. 2, pp. 221–230, 1966, doi: 10.1109/PROC.1966.4634.
- [89] H. Shen, L. Li, J. Bi, J. Wang, and L. Chen, ‘Systematic and quantitative analysis of residual amplitude modulation in Pound-Drever-Hall frequency stabilization’, *Phys Rev A (Coll Park)*, vol. 92, no. 6, p. 63809, Dec. 2015, doi: 10.1103/PhysRevA.92.063809.
- [90] C. A. McLemore *et al.*, ‘Thermal noise-limited laser stabilization to an 8 mL volume Fabry-Pérot reference cavity with microfabricated mirrors’, *arXiv preprint arXiv:2203.15915*, 2022.
- [91] H. Lee, M.-G. Suh, T. Chen, J. Li, S. A. Diddams, and K. J. Vahala, ‘Spiral resonators for on-chip laser frequency stabilization’, *Nat Commun*, vol. 4, no. 1, p. 2468, 2013.



- [92] W. Zhang, F. Baynes, S. A. Diddams, and S. B. Papp, ‘Microrod optical frequency reference in the ambient environment’, *Phys Rev Appl*, vol. 12, no. 2, p. 024010, 2019.
- [93] L. Stern *et al.*, ‘Ultra-precise optical-frequency stabilization with heterogeneous III–V/Si lasers’, *Opt Lett*, vol. 45, no. 18, pp. 5275–5278, 2020.
- [94] W. Loh *et al.*, ‘Operation of an optical atomic clock with a Brillouin laser subsystem’, *Nature*, vol. 588, no. 7837, pp. 244–249, 2020.
- [95] J. Alnis, A. Schliesser, C. Y. Wang, J. Hofer, T. J. Kippenberg, and T. W. Hänsch, ‘Thermal-noise-limited crystalline whispering-gallery-mode resonator for laser stabilization’, *Phys Rev A (Coll Park)*, vol. 84, no. 1, p. 011804, 2011.
- [96] J. Davila-Rodriguez *et al.*, ‘Compact, thermal-noise-limited reference cavity for ultra-low-noise microwave generation’, *Opt Lett*, vol. 42, no. 7, pp. 1277–1280, 2017.
- [97] D. R. Leibbrandt, J. C. Bergquist, and T. Rosenband, ‘Cavity-stabilized laser with acceleration sensitivity below  $10^{-12} \text{ g}^{-1}$ ’, *Phys Rev A (Coll Park)*, vol. 87, no. 2, p. 023829, 2013.
- [98] T M Niebauer, G S Sasagawa, J E Faller, R Hilt, and F Klopping, ‘A new generation of absolute gravimeters’, *Metrologia*, vol. 32, no. 3, p. 159, 1995, doi: 10.1088/0026-1394/32/3/004.
- [99] M. N. Armenise, A. C. Ciminelli, and A. V Dell’Olio, ‘Advances in Gyroscope Technologies; Springer’, 2011.
- [100] P. Amaro-Seoane *et al.*, ‘Low-frequency gravitational-wave science with eLISA/NGO’, *Class Quantum Gravity*, vol. 29, no. 12, p. 124016, 2012, doi: 10.1088/0264-9381/29/12/124016.
- [101] C. O’Neill and S. Chandler-Ho, ‘Decreasing water budget of the Australian continent from Grace satellite gravity data’, *arXiv preprint arXiv:2101.11167*, 2021.
- [102] B. S. Sheard, G. Heinzel, K. Danzmann, D. A. Shaddock, W. M. Klipstein, and W. M. Folkner, ‘Intersatellite laser ranging instrument for the GRACE follow-on

- mission', *J Geod*, vol. 86, no. 12, pp. 1083–1095, 2012, doi: 10.1007/s00190-012-0566-3.
- [103] E. Benkler, C. Lisdat, and U. Sterr, 'On the relation between uncertainties of weighted frequency averages and the various types of Allan deviations', *Metrologia*, vol. 52, no. 4, p. 565, 2015, doi: 10.1088/0026-1394/52/4/565.
- [104] '<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PK2FQP2>'.
- [105] D. W. Allan and J. A. Barnes, 'A modified Allan variance with increased oscillator characterization ability', in *Proceedings of the 35th Annual Frequency Control Symposium*, 1981, pp. 470–475.
- [106] P. Welch, 'The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms', *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, vol. 15, no. 2, pp. 70–73, 1967, doi: 10.1109/TAU.1967.1161901.
- [107] K. Abich *et al.*, 'In-orbit performance of the GRACE follow-on laser ranging interferometer', *Phys Rev Lett*, vol. 123, no. 3, p. 031101, 2019.
- [108] P. Wolf, C. Salomon, and S. Reynaud, 'Space clocks to test relativity: ACES and SAGAS', *Proceedings of the International Astronomical Union*, vol. 5, no. S261, pp. 377–389, 2009.
- [109] S. Schiller *et al.*, 'Einstein Gravity Explorer—a medium-class fundamental physics mission', *Exp Astron (Dordr)*, vol. 23, pp. 573–610, 2009.
- [110] S. Origlia *et al.*, 'Development of a strontium optical lattice clock for the SOC mission on the ISS', in *Quantum Optics*, SPIE, 2016, pp. 9–20.
- [111] I. Zalivako *et al.*, 'Improved Wavelength Measurement of  $2\text{ S } 1/2 \rightarrow 2\text{ P } 1/2$  and  $2\text{ D } 3/2 \rightarrow 3\text{ [3/2] } 1/2$  Transitions in  $\text{Yb}^+$ ', *Journal of Russian Laser Research*, vol. 40, pp. 375–381, 2019.
- [112] H. R. Telle, D. Meschede, and T. W. Hänsch, 'Realization of a new concept for visible frequency division: phase locking of harmonic and sum frequencies', *Opt Lett*, vol. 15, no. 10, pp. 532–534, 1990, doi: 10.1364/OL.15.000532.

- [113]N. C. Wong, ‘Optical-to-microwave frequency chain utilizing a two-laser-based optical parametric oscillator network’, *Applied Physics B*, vol. 61, no. 2, pp. 143–149, 1995, doi: 10.1007/BF01090935.
- [114]T. Ikegami, S. Slyusarev, S. Ohshima, and E. Sakuma, ‘CW Optical Parametric Oscillator for Optical Frequency Measurement’, *Proc. 5th Sympos. on Frequency Standards and Metrology*, pp. 333–338, 1996.
- [115]Th. Udem, J. Reichert, T. W. Hänsch, and M. Kourogi, ‘Accuracy of optical frequency comb generators and optical frequency interval divider chains’, *Opt Lett*, vol. 23, no. 17, pp. 1387–1389, 1998, doi: 10.1364/OL.23.001387.
- [116]M. Kourogi, K. Imai, B. Widiyatmoko, and M. Ohtsu, ‘Generation of Expanded Optical Frequency Combs’, in *Frequency Measurement and Control: Advanced Techniques and Future Trends*, A. N. Luiten, Ed., Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2001, pp. 315–335. doi: 10.1007/3-540-44991-4\_13.
- [117]J. Braunfelds *et al.*, ‘Frequency comb generation in WGM microsphere based generators for telecommunication applications’, *Quantum Elec (Woodbury)*, vol. 50, no. 11, p. 1043, 2020, doi: 10.1070/QEL17409.
- [118]I. A. Semerikov, K. Yu. Khabarova, I. V Zalivako, A. S. Borisenko, and N. N. Kolachevsky, ‘Compact Transportable Optical Standard Based on a Single  $171\text{Yb}^+$  Ion (“YBIS” Project)’, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, vol. 45, no. 11, pp. 337–340, 2018, doi: 10.3103/S1068335618110039.
- [119]M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, ‘Nonlinear amplifying loop mirror’, *Opt Lett*, vol. 15, no. 13, pp. 752–754, 1990, doi: 10.1364/OL.15.000752.
- [120]D. J. Jones *et al.*, ‘Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis’, *Science (1979)*, vol. 288, no. 5466, pp. 635–639, Apr. 2000, doi: 10.1126/science.288.5466.635.
- [121]I. V Zalivako *et al.*, ‘Compact ultrastable laser system for spectroscopy of  $2S_{1/2} \rightarrow 2D_{3/2}$  quadrupole transition in  $171\text{Yb}^+$  ion’, *Quantum Elec (Woodbury)*, vol. 50, no. 9, p. 850, 2020, doi: 10.1070/QEL17373.

- [122] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, Th. Udem, and T. W. Hänsch, ‘Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities’, *Phys Rev A (Coll Park)*, vol. 77, no. 5, p. 53809, May 2008, doi: 10.1103/PhysRevA.77.053809.
- [123] A. Haboucha *et al.*, ‘Optical-fiber pulse rate multiplier for ultralow phase-noise signal generation’, *Opt Lett*, vol. 36, no. 18, pp. 3654–3656, 2011, doi: 10.1364/OL.36.003654.