Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук

На правах рукописи

Кудеяров Константин Сергеевич

Передача ультрастабильных сигналов оптической частоты с активной компенсацией фазовых шумов

Специальность 1.3.19 —
Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Хабарова Ксения Юрьевна

Москва — 2023

Оглавление

Стр.

Введение 5

Глава 1. Сигналы частоты и методы их передачи 12
1.1 Характеристики сигналов частоты и их измерение 12
1.1.1 Спектральная плотность мощности шумов 12
1.1.2 Неточность и нестабильность 14
1.1.3 Девиация Аллана 15
1.1.4 Гетеродинирование 18
1.1.5 Счетчики частоты 19
1.1.6 Проскальзывания цикла 22
1.2 Генераторы высокостабильных сигналов частоты 23
1.2.1 Микроволновые генераторы 23
1.2.2 Оптические генераторы 24
1.3 Спутниковые методы передачи сигналов частоты 25
1.3.1 ГНСС 25
1.3.2 Дуплекс 27
1.4 Передача сигналов частоты на оптической несущей 27
1.4.1 Методы компенсации фазовых шумов 29
1.4.2 Схемы характеризации канала передачи 31
1.4.3 Ограничения активной компенсации шумов 32
1.4.3.1 Неустранимые шумы задержки 32
1.4.3.2 Усиление и ширина полосы 34
1.4.3.3 Шумы передаваемого сигнала частоты 35
1.4.3.4 Шумы опорного сигнала 35
1.4.3.5 Некомпенсируемые оптические пути 36
1.4.3.6 Невзаимность канала 36
1.4.3.7 Шумы фотодетектора 36
1.5 Применение оптических методов передачи сигналов частоты 37
1.5.1 Прецизионная спектроскопия 38
1.5.2 Релятивистская геодезия 38
1.5.3 Радиоинтерферометрия 39
1.5.4 Проверка фундаментальных теорий 39
1.5.5 Классическая и квантовая связь 40
1.5.6 Каналы передачи в качестве сенсоров 40

Глава 2. Передача сигналов частоты по оптоволоконным линиям 43
2.1 Оптическое волокно 43
2.1.1 Основные сведения 43
2.1.2 Фазовые шумы в оптоволокне 45

Стр.

2.1.3 Невзаимность оптоволоконных линий . . . 47
2.2 Существующие стабилизированные волоконные каналы . . . 48
2.3 Экспериментальное исследование передачи сигналов частоты по оптоволоконным линиям на длине волны 1140 нм . . . 51
2.3.1 Экспериментальная установка . . . 52
2.3.2 Передача сигнала по короткой волоконной линии . . . 54
2.3.3 Передача сигнала по длинной волоконной линии . . . 56
2.3.4 Исследование влияния механических возмущений . . . 59
2.4 Основные результаты главы 2 . . . 61

Глава 3. Передача сигналов частоты по атмосферным каналам . . . 62
3.1 Атмосферные каналы . . . 62
3.1.1 Затухание . . . 62
3.1.2 Оптическая турбулентность . . . 63
3.1.3 Фазовые шумы . . . 65
3.1.4 Флуктуации интенсивности . . . 68
3.1.5 Флуктуации направления пучка . . . 68
3.1.6 Расходимость пучка . . . 68
3.1.7 Поперечная когерентность . . . 69
3.2 Мировой прогресс в исследованиях передачи сигналов оптической частоты по атмосферным каналам . . . 70
3.3 Экспериментальное исследование передачи оптических сигналов частоты по атмосферным каналам на длине волны 1.5 мкм . . . 72
3.3.1 Передача по воздушному каналу в лаборатории . . . 72
3.3.2 Передача по атмосферному каналу . . . 76
3.3.3 Улучшенная конфигурация интерферометра . . . 79
3.3.4 Активная компенсация флуктуаций направления пучка . . . 82
3.3.5 Передача по атмосферному каналу с улучшенным интерферометром и активной компенсацией флуктуаций направления пучка . . . 85
3.3.6 Система наведения в широком угловом диапазоне . . . 88
3.4 Основные результаты главы 3 . . . 91

Глава 4. Сличение ультрастабильных лазерных систем . . . 93
4.1 Фемтосекундные гребенки частот . . . 93
4.1.1 Принцип работы . . . 93
4.1.2 Лазерные источники для генерации фемтосекундных гребенок . . . 95
4.1.3 Сличение осцилляторов и перенос стабильности . . . 96
4.1.4 Шумы, вносимые в сигнал при сличении . . . 97
4.2 Метод «треуголки» . . . 99
4.2.1 Прямое сличение . . . 99

Стр.

4.2.2 Сличение через фемтосекундную гребенку 101
4.3 Сличение лазерных систем на длинах волн 1550 нм, 1140 нм и 971 нм 102
4.3.1 Исследуемые лазерные системы 102
4.3.2 Схема сличения 103
4.3.3 Результаты измерений 105
4.4 Значение полученных данных для спектроскопии узких переходов 107
4.5 Основные результаты главы 4 109

Заключение 110

Список сокращений и условных обозначений 112

Список литературы 113

Введение

Наше понимание природы во многом базируется на понятии времени, необходимом для описания длительности физических процессов и последовательности событий. Идея использования частот атомных переходов для измерения времени, предложенная еще в девятнадцатом столетии Д. Максвеллом и У. Томсоном, была реализована в середине прошлого века. Создание атомных часов [1] сделало время и частоту наиболее точно измеримыми физическими величинами. С 1967 года в Международной системе СИ единица измерения времени - секунда - определяется по частоте перехода между уровнями сверхтонкой структуры в атомах цезия, лежащей в микроволновом диапазоне [2].

Ультрастабильные сигналы частоты и времени, генерируемые при помощи атомных часов, находят широкое применение как в научных, так и в технологических областях. Бортовые стандарты частоты играют важнейшую роль в функционировании глобальных спутниковых навигационных систем [3]. Среди других значимых приложений - формирование международных шкал времени [4], геодезия [5], проверка фундаментальных научных теорий [6; 7], биржевая торговля [8].

Существенное улучшение точности и стабильности атомных часов стало возможным благодаря использованию переходов оптического диапазона. Долгое время этому препятствовала невозможность измерения оптической частоты с необходимой точностью, однако создание фемтосекундных частотных гребенок разрешило данную проблему [9]. За последние двадцать лет прогресс в данной области привел к разработке оптических часов, точность и стабильность которых достигает нескольких единиц девятнадцатого знака [10; 11], что превосходит показатели первичного стандарта частоты (цезиевых часов) более, чем на два порядка. Уже сегодня частоты десяти переходов оптического диапазона рекомендованы для использования в качестве вторичных стандартов частоты [12], в ближайшие годы может быть произведено переопределение секунды в системе единиц СИ [13; 14].

Важную роль в прогрессе оптических часов сыграло создание узкополосных лазерных источников [15], излучение которых само по себе является сигналом частоты высокой стабильности. Стабилизация частоты лазера по моде высокодобротного резонатора Фабри-Перо позволяет достигать относительной нестабильности частоты порядка 10^{-16} и ниже на временах усреднения 1-1000 с [16—18]. Высокостабильные лазеры необходимы для прецизионной спектроскопии [19] и детектирования гравитационных волн [20]; в последние годы они находят все более широкое применение в области квантовых вычислений при манипуляции оптическими кубитами в одиночных ионах [21; 22].

Для определения характеристик оптического стандарта частоты или лазерной системы требуется сличение нескольких высокостабильных осцилляторов между собой, что подразумевает доставку их сигналов в одно и то же место с сохранением характеристик. Так как осцилляторы могут находиться на удалении в сотни километров друг от друга, данная задача является нетривиальной. Практическое применение высокостабильных сигналов частоты также зачастую требует наличия каналов для их передачи. При передаче сигналов микроволновых стандартов частоты широко используются спутниковые методы. Однако вносимая ими

в процессе передачи относительная погрешность частоты даже в лучшем случае составляет около 10^{-16}, что не позволяет полностью использовать потенциал современных оптических часов [23; 24]. Развитие оптических стандартов в начале 2000-х годов сразу же повлекло за собой разработку технологий для распространения ультрастабильных сигналов оптической частоты.

Наиболее распространенным каналом для передачи оптических сигналов частоты являются оптоволоконные линии связи, что позволяет использовать для данных целей масштабную и разветвленную телекоммуникационную инфраструктуру [25]. На данный момент ведется активная работа над созданием оптоволоконных сетей для распространения высокостабильных сигналов различного масштаба - от кампусных до континентальных [26—28]. Тем не менее, волоконные каналы могут быть использованы только при наличии необходимой инфраструктуры и не позволяют осуществлять связь с подвижными объектами. Разработка методов передачи оптических сигналов по атмосферным каналам позволит решить проблему «последней мили» [29, с. 16] и реализовать связь с орбитальными космическими аппаратами [30]. При распространении по любому типу каналов под влиянием факторов окружающей среды в высокостабильный сигнал вносятся фазовые шумы. Для сохранения характеристик сигнала при доставке его к удаленному пользователю необходимо создание системы детектирования и активной компенсации шумов [31].

В России ведется активная работа по созданию оптических частотных стандартов, как в стационарных конфигурациях, так и в транспортируемых, что в перспективе позволит создать новое поколение бортовых стандартов спутниковой навигационной системы ГЛОНАСС. Два оптических репера частоты на холодных атомах стронция-87, разработанные в национальном метрологическом институте ВНИИФТРИ, включены в состав Государственного первичного эталона единиц времени, частоты и национальной шкалы времени (ГЭТ-1) [32]. Также ВНИИФТРИ ведет разработку транспортируемого стандарта на нейтральных атомах иттербия [33]. В Институте лазерной физики (ИЛФ) ведутся работы над оптическими часами на холодных атомах магния [34] и одиночном ионе иттербия [35; 36].

В ФИАН проводится разработка оптических часов на нейтральных атомах тулия с ожидаемой систематической погрешностью менее 10^{-17} [37—39] и компактных часов на одиночном ионе иттербия с систематической погрешностью и долговременной нестабильностью на уровне 5×10^{-16} [40; 41]. Создан ряд ультрастабильных лазерных систем с шириной спектра на уровне 1-10 Гц: на телекоммуникационной длине волны 1550 нм со стабилизацией по кремниевому криогенному резонатору [42—44] и по компактному резонатору ULE [45], на длинах волн 1140 нм [46], 698 нм [47; 48], 871 нм [49], соответствующих метрологическим переходам в атомах тулия и стронция, ионах иттербия.

Тем не менее, развитие методов передачи высокостабильных сигналов в России до последнего времени ограничивалось работами научной группы ВНИИФТРИ, посвященных передаче сигналов микроволновых стандартов на оптической несущей по оптоволоконным линиям [50—53]. Становится очевидной необходимость развития технологий и инфраструктуры для передачи сигналов именно оптических осцилляторов с сохранением их метрологических

характеристик, как для характеризации, так и для использования в различных приложениях. Этому вопросу посвящена данная работа.

Целью данной работы является совершенствование методов передачи сигналов оптической частоты на большие расстояния по оптоволоконным и атмосферным каналам с сохранением их метрологических характеристик на уровне 18-го знака.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Теоретическое и экспериментальное исследование характеристик фазовых шумов, вносимых оптоволоконными и атмосферными каналами передачи в сигнал оптической частоты.
2. Разработка и создание систем передачи сигналов оптической частоты по оптоволоконным и атмосферным каналам с активной компенсацией фазовых шумов, позволяющих снизить вклад шумов канала в относительную нестабильность частоты до уровня менее 10^{-18} на времени усреднения более 1000 с.
3. Исследование характеристик системы компенсации шумов при передаче сигнала оптической частоты по каналам разной длины, в том числе при воздействии внешних возмущений.
4. Выполнение сличения нескольких ультрастабильных лазерных систем с использованием активно-стабилизированных каналов передачи и фемтосекундного генератора оптических частот; определение нестабильности частоты каждого из лазеров на временах усреднения 0.01-100 с с погрешностью не более 50%.

Научная новизна. Впервые проведено исследование фазовых шумов, вносимых в сигнал оптической частоты, передаваемый по волоконной линии, при воздействии на оптоволокно искусственно возбуждаемых механических вибраций с частотами в диапазоне 5-90 Гц. При помощи системы активной компенсации продемонстрировано подавление вносимых вибрациями шумов не менее, чем на 55 дБ.

Для системы активной компенсации фазовых шумов разработана, создана и исследована новая конфигурация интерферометра с активной термостабилизацией и виброизоляцией, позволяющая снизить вклад собственных шумов интерферометра в нестабильность передаваемого сигнала оптической частоты до значения менее 10^{-19} на временах усреднения более 200 с.

Совместное применение систем активной компенсации фазовых шумов и флуктуаций направления пучка позволило впервые продемонстрировать передачу излучения непрерывного лазера по турбулентному ($C_n^2 = 4 \times 10^{-15}$) атмосферному каналу с вносимой относительной нестабильностью частоты менее $2 \times 10^{-16}/\tau$ без потери когерентности фазы на протяжении 3 часов.

Практическая значимость. Впервые в России разработана и создана система передачи высокостабильных сигналов оптической частоты, позволяющая детектировать и компенсировать вносимые каналом передачи фазовые шумы. Система позволяет передавать сигналы по оптоволоконным и атмосферным каналам с вносимой относительной нестабильностью частоты ниже 10^{-18} на временах усреднения более 300 с.

Стабилизированные волоконные линии могут быть использованы для соединения блоков прецизионных экспериментальных установок, для сличения высокостабильных осцилляторов, расположенных в удаленных друг от друга лабораториях, а также для задач прецизионной спектроскопии, геодезии, телекоммуникаций, проверки фундаментальных научных теорий, астрономических и сейсмологических измерений. Результаты исследований передачи ультрастабильных сигналов по атмосферным линиям могут быть использованы для задач высокоточной синхронизации частот на объектах, не обеспеченных волоконной инфраструктурой, а также для разработки перспективной системы передачи с подвижными ретрансляторами, расположенными на БПЛА или космических аппаратах. Создание подобной системы позволит осуществлять сличение транспортируемых стандартов частоты.

Сличение высокостабильных лазерных систем необходимо для использования данных систем в прецизионных спектроскопических экспериментах. Исследованные характеристики лазерных систем оказывают влияние на показатели стабильности оптических часов на атомах тулия и на достоверность операций ионного квантового вычислителя. Созданная в ходе работы сеть стабилизированных оптоволоконных линий между лабораториями ФИАН может быть использована для дальнейших сличений при проведении работ по усовершенствованию высокостабильных лазерных систем и оптических часов.

Методология и методы исследования. Детектирование фазовых шумов, вносимых каналами передачи в оптический сигнал, осуществлялось при помощи методов гетеродинной интерферометрии. Для сличения ультрастабильных лазерных систем использовался метод «треуголки». Экспериментальные результаты аппроксимировались теоретическими моделями, и вычислялись необходимые параметры.

Положения, выносимые на защиту:

1. Активная компенсация фазовых шумов оптоволоконного канала ближнего инфракрасного диапазона длиной до 2.85 км обеспечивает снижение вносимых ими искажений в оптическую частоту передаваемого сигнала до относительного уровня ниже, чем 2×10^{-19} при времени усреднения более 1000 с.
2. Атмосферный оптический канал телекоммуникационного диапазона длиной до 17 м с системой активной компенсации фазовых шумов и флуктуаций направления пучка вносит в сигнал оптической частоты относительную нестабильность не более 1.7×10^{-19} при времени усреднения 1000 с.
3. Использование активно-стабилизированных волоконных линий длиной до 100 м, фемтосекундного генератора оптических частот и метода «треуголки» для сличения ультрастабильных лазерных систем на длинах волн 1550 нм, 1140 нм и 871 нм позволяет определить относительную нестабильность частоты каждой из систем с внесением искажений на уровне не более 2.2×10^{-16} на времени усреднения 1 с и не более 2×10^{-18} на времени усреднения 100 с.

Достоверность результатов работы обеспечивается повторяемостью экспериментальных данных, в частных случаях - согласованностью с данными, представленными в публикациях других авторов, а также использованием поверенного прецизионного измерительного оборудования.

Личный вклад. Автором лично была собрана и отлажена экспериментальная установка для исследования передачи сигналов оптической частоты по оптоволоконным линиям, включающая лазерную систему, систему детектирования и компенсации шумов, оборудование для измерения характеристик сигнала; проведены экспериментальные исследования передачи сигналов оптической частоты по оптоволоконным линиям различной длины, в том числе, в условиях воздействия на волоконный канал искусственно возбуждаемых механических вибраций.

Автором разработана экспериментальная установка для исследования передачи сигнала оптической частоты по атмосферным каналам, включая новую конфигурацию интерферометра для системы компенсации фазовых шумов, системы активной компенсации флуктуаций направления пучка и наведения на движущийся объект. Сборка, отладка и исследование работы данных систем проводились при личном участии автора.

Автор принимал активное участие в проведении сличения трех высокостабильных лазерных систем с использованием стабилизированных волоконных каналов. Обработка и анализ всех результатов измерений, приведенных в диссертации, выполнены лично автором.

Апробация работы. Основные результаты работы были лично представлены автором на 7 международных и российских конференциях:

1. K. S. Kudeyarov, G. A. Vishnyakova, K. Yu. Khabarova, N. N. Kolachevsky «Optical Frequency Transfer over Fiber Link with Phase Noise Compensation», International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO), 26-30.09.2016, г. Минск, Беларусь
2. К. С. Кудеяров, Г. А. Вишнякова, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский «Передача оптического сигнала частоты по волоконной линии с компенсацией фазовых шумов», 59-я Всероссийская научная конференция МФТИ, 21–26.11.2016, г. Москва, Россия
3. К. С. Кудеяров, Г. А. Вишнякова, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский «Компенсация фазовых шумов при передаче сигнала частоты по волоконной линии», III Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии», 24-27.01.2017, г. Москва, Россия
4. K. Kudeyarov, G. Vishnyakova, K. Khabarova, N. Kolachevsky «Optical frequency transfer over 2.8 km fiber link with phase noise compensation», IV International Conference on Quantum Technologies (ICQT), 12-16.07.2017, г. Москва, Россия
5. K. Kudeyarov, G. Vishnyakova, E. Chiglintsev, N. Zhadnov, D. Kryuchkov, K. Khabarova, N. Kolachevsky «Precise frequency dissemination with ultrastable laser», VI International Conference on Quantum Technologies (ICQT), 12-16.07.2021, г. Москва, Россия
6. К. С. Кудеяров, Г. А. Вишнякова, Д. С. Крючков, В. К. Милюков, О. А. Ивлев, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский «Прецизионный контроль фазы оптического излучения для задач метрологии и космической гравиметрии», XI семинар Д.Н.Клышко, 8-10.06.2022, г. Москва, Россия

7. K. Kudeyarov «Ultrastable optical frequency transfer for precision spectroscopy», VI International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2022», 3-7.10.2022, г. Москва, Россия

Цикл работ «Передача высокостабильных сигналов оптической частоты по волоконным и открытым каналам с компенсацией фазовых шумов» авторов Кудеярова К. С., Жаднова Н. О. и Крючкова Д. С. получил диплом победителя конкурса молодежных научных работ ФИАН 2022 года (премия им. П.Н. Лебедева).

Публикации по теме диссертации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 публикациях, 4 из которых изданы в периодических научных журналах, индексируемых базами данных Web of Science и Scopus, 2 - в сборниках трудов конференций. Зарегистрирован 1 патент.

Публикации в рецензируемых научных журналах:

1. Хабарова К. Ю., Кудеяров К. С., Вишнякова Г. А., Колачевский Н.Н. «Короткая оптоволоконная линия связи с системой компенсации фазовых шумов для передачи сигналов оптической частоты» // Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47, № 9. - С. 794–797.
2. Kudeyarov K. S., Vishnyakova G. A., Khabarova K. Yu. and Kolachevsky N. N. «2.8 km fiber link with phase noise compensation for transportable Yb^+ optical clock characterization» // Laser Physics. - 2018. - Vol. 28, no. 10. - P. 105103.
3. Кудеяров К. С., Крючков Д. С., Вишнякова Г. А., Жаднов Н. О., Хабарова К. Ю., Колачевский Н.Н. «Передача сигнала частоты по высокостабильному открытому воздушному каналу» // Квантовая электроника. - 2020. - Т. 50, № 3. - С. 267–271.
4. Кудеяров К. С., Головизин А. А., Борисенко А. С., Жаднов Н. О., Заливако И. В., Крючков Д. С., Чиглинцев Э. О., Вишнякова Г. А., Хабарова К. Ю., Колачевский Н.Н. «Сличение трех ультрастабильных лазеров через фемтосекундную гребенку частот» // Письма в ЖЭТФ. - 2021. - Т. 114, № 5. - С. 243-249.

Публикации в сборниках трудов конференций:

1. Vishnyakova G. A., Kudeyarov K. S., Kryuchkov D. S., Zhadnov N. O., Khabarova K. Yu., Kolachevsky N. N. «Optical frequency transfer via an ultra-stable open-air short link» // Journal of Physics: Conference Series. - 2020. - Vol. 1692. - P. 012020.
2. Vishnyakova G. A., Kudeyarov K. S., Chiglintsev E. O., Zhadnov N. O., Kryuchkov D. S., Khabarova K. Yu., Kolachevsky N. N. «Ultra-Stable Atmospheric Short Link for the Optical Frequency Signal Transfer» // 2021 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS), Gainesville, FL, USA. - 2021. - P. 1-3.

Патенты:

1. Кудеяров К. С., Вишнякова Г. А., «Устройство для приема и передачи оптического сигнала частоты с компенсацией фазовых шумов», патент на полезную модель RU 210347 U1 от 08.04.2022.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 130 страниц, включая 63 рисунка и 4 таблицы. Список литературы содержит 230 наименований.

Глава 1. Сигналы частоты и методы их передачи

Сигналом частоты обычно называют некоторый периодический электромагнитный сигнал. В данный момент в науке и технике широко используются сигналы частоты радио- и оптического диапазона. В разделе 1.1 рассматриваются характеристики, используемые для описания таких сигналов. В разделе 1.2 приведены краткие сведения о наиболее распространенных генераторах ультрастабильных сигналов частоты. Для характеризации и использования сигналов частоты необходимы методы их передачи с сохранением метрологических характеристик. Спутниковые методы передачи рассматриваются в разделе 1.3. В разделе 1.4 рассматривается передача сигналов на оптической несущей, в том числе методы компенсации фазовых шумов, вносимых каналом передачи. Некоторые варианты использования каналов передачи высокостабильных сигналов частоты приведены в разделе 1.5.

1.1 Характеристики сигналов частоты и их измерение

Наиболее полное описание методов характеризации сигналов частоты приведено в [54]. В данном разделе рассмотрены наиболее важные аспекты, необходимые для корректной обработки результатов проведенных исследований.

Сигнал частоты можно представить в следующем виде:

$$A(t) = A_0 \cos(2\pi\nu_0 t + \phi(t)), \tag{1.1}$$

где A_0 - амплитуда, ν_0 - несущая частота, $\phi(t)$ - зависящий от времени фазовый сдвиг, описывающий неидеальность сигнала. Мгновенная частота в момент времени t равна

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi}\frac{d\phi(t)}{dt}. \tag{1.2}$$

Для сравнения сигналов с различными несущими частотами обычно рассматривают относительные флуктуации мгновенной частоты:

$$y(t) \equiv \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0}\frac{d\phi}{dt}. \tag{1.3}$$

В простейшем случае при измерении частоты в эксперименте получают последовательность значений $\overline{y}_i$, усредненных прибором за время измерения τ_0:

$$\overline{y}_i = \frac{1}{\tau_0}\int_{t_i}^{t_i+\tau_0} y(t)dt, \quad i = \overline{1,N}, \tag{1.4}$$

где N - число измеренных значений.

1.1.1 Спектральная плотность мощности шумов

Одной из основных величин, используемых для характеризации сигналов частоты, является спектральная плотность мощности (СПМ) относительных флуктуаций частоты [55]:

$$S_y(f) = 2\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\left|\int_{-T/2}^{T/2} y(t)e^{2\pi i f t}dt\right|^2 \quad \left[\frac{1}{\text{Гц}}\right]. \tag{1.5}$$

Здесь приведено определение односторонней СПМ, используемое в данной работе. Для вычисления двухсторонней СПМ данную величину нужно поделить на 2. Так как в эксперименте мы получаем конечный набор данных $\overline{y}_i$, $i = \overline{1,N}$, то может быть вычислена только оценка СПМ, называемая также периодограммой, с использованием дискретного преобразования Фурье $\mathcal{F}[\overline{y}_i](f)$ [56]:

$$S_y(f) = 2\frac{\tau_0}{N}|\mathcal{F}[\overline{y}_i](f)|^2. \tag{1.6}$$

Без фильтрации или усреднения данных дисперсия данной оценки равна величине самой оценки [54]. Увеличение количества отсчетов N ведет к увеличению частотного разрешения, равного $1/N\tau_0$, а не к уменьшению дисперсии. Одним из наиболее распространенных вариантов ее снижения является метод Уэлча [57]. Для его реализации полный набор данных делится на несколько участков, периодограммы вычисляются для каждого из них, затем выполняется усреднение полученных значений. Могут использоваться как последовательные, так и пересекающиеся участки данных. Все приведенные в данной работе величины СПМ вычислены с усреднением по 16-ти последовательным участкам данных.

Также для характеризации шумов может использоваться спектральная плотность мощности флуктуаций частоты $S_\nu(f)$ или фазы $S_\phi(f)$:

$$S_\nu(f) = \nu_0^2 S_y(f) \quad \left[\frac{\text{Гц}^2}{\text{Гц}}\right], \tag{1.7}$$

$$S_\phi(f) = \frac{\nu_0^2}{f^2} S_y(f) \quad \left[\frac{\text{рад}^2}{\text{Гц}}\right]. \tag{1.8}$$

Нередко встречается описание сигнала в терминах «однополосного фазового шума» (англ. single-sideband, SSB):

$$\mathcal{L}(f) = 10\lg\left(\frac{1}{2}S_\phi(f)\right) \quad \left[\frac{\text{дБн}}{\text{Гц}}\right]. \tag{1.9}$$

Теоретические соображения и экспериментальные результаты показывают, что большинство шумовых процессов может быть смоделировано как линейная комбинация компонент с различными степенными зависимостями СПМ от Фурье-частоты (рис. 1.1) [58]:

$$S_\phi(f) = h_\beta f^\beta. \tag{1.10}$$

Важно отметить, что данное представление описывает фазовые шумы, а под словом «частота» в данном случае подразумевается мгновенная частота, задаваемая формулой 1.3. Белым называется шум, спектральные компоненты которого равномерно распределены по всему частотному диапазону. Примером белого шума могут служить пуассоновские шумы. Белым шумом фазы являются остаточные шумы корректно работающих систем фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), применяемых в данной работе. Фликкер-шум (розовый шум, $1/f$-шум) встречается во многих электронных устройствах, хотя его фундаментальная природа на данный момент не определена. Случайные уходы, также называемые броуновскими шумами, зачастую являются следствием воздействия внешней среды (например, температурных флуктуаций) на исследуемый осциллятор.

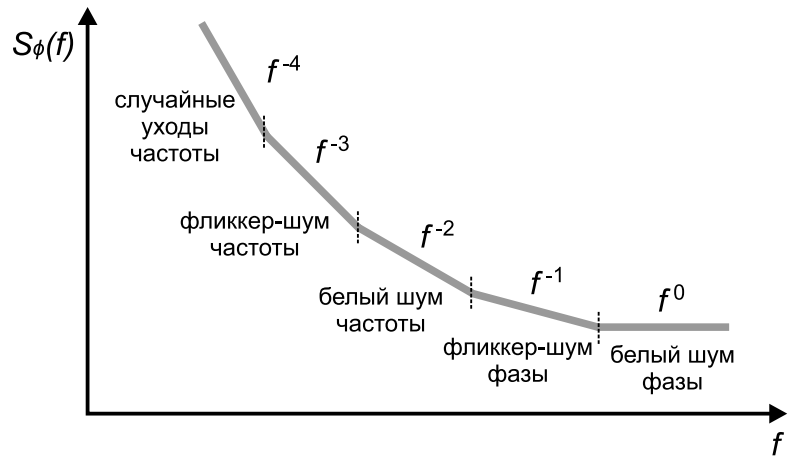


Рисунок 1.1 — Спектральная плотность мощности фазовых шумов для различных типов шумовых процессов (двойной логарифмический масштаб).

Для вычисления СПМ можно использовать данные, записываемые счетчиками частоты (см. раздел 1.1.5), однако их максимальная частота дискретизации $1/\tau_0$ обычно составляет не более 1 кГц, что соответствует частоте Найквиста менее 500 Гц. Для исследования шумов в более высокочастотном диапазоне можно получить сигнал фазы путем смешения исследуемого сигнала частоты с опорным сигналом на фазовом детекторе (двойном балансном смесителе) и затем записать его при помощи осциллографа с высокой частотой дискретизации.

При анализе шумов в частотном представлении необходимо принимать во внимание возможность возникновения ложных резонансов на графике СПМ за счёт явления переноса спектра (англ. aliasing). В этом случае резонанс, имеющий частоту выше, чем частота Найквиста, «отражается» от этой частоты и проявляется в виде пика на более низкой частоте. Проверить наличие этого эффекта можно, произведя измерения при нескольких разных частотах дискретизации сигнала.

1.1.2 Неточность и нестабильность

Для характеризации сигнала частоты осциллятора используются термины «неточность» и «нестабильность», смысл которых проиллюстрирован на рис. 1.2.

Неточность определяется систематическим отклонением частоты от номинального значения ν_0. Абсолютную точность осциллятора можно измерить только по отношению к первичному стандарту частоты, которым на сегодняшний день являются атомные цезиевые часы. Систематические сдвиги частоты современных оптических часов могут быть меньше на несколько порядков, чем сдвиги первичного стандарта.

Нестабильность, в свою очередь, описывает флуктуации частоты сигнала во времени. Одним из вариантов ее характеризации является вычисление стандартного отклонения, однако его значение при наличии некоторых типов шумов может расходиться с увеличением времени усреднения, поэтому обычно вместо него используется девиация Аллана.

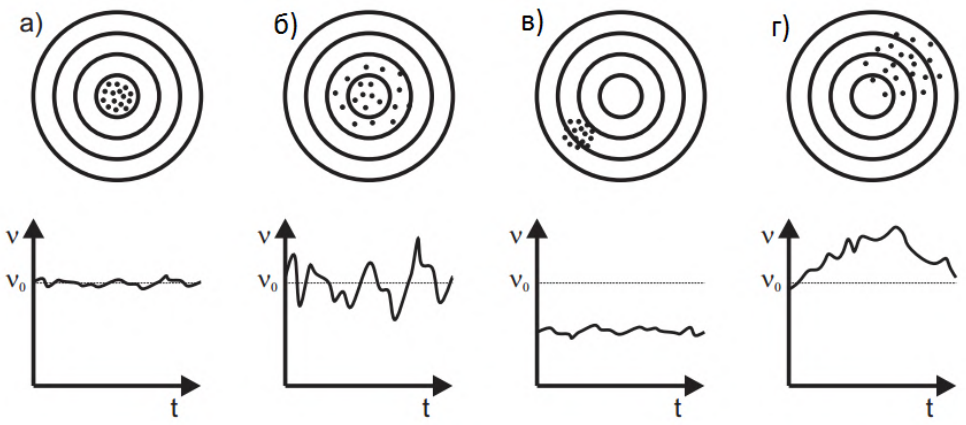


Рисунок 1.2 — Иллюстрация терминов «неточность» и «нестабильность» [59]: а) стабильный и точный; б) нестабильный и точный; в) стабильный и неточный; г) нестабильный и неточный сигналы.

1.1.3 Девиация Аллана

В отличии от среднеквадратичного отклонения, дисперсия Аллана $\sigma_y^2(\tau)$ (или девиация Аллана $\sigma_y(\tau)$) основана на вычислении разности двух последовательных значений частоты 1.4, а не отклонения от среднего значения [60]:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2}\langle(\overline{y}_{i+1} - \overline{y}_i)^2\rangle, \tag{1.11}$$

где τ - время усреднения, усреднение проводится по $i = \overline{1,N-1}$. Таким образом, девиация Аллана - это характерный размер флуктуаций относительной частоты при заданном времени усреднения.

В ходе эксперимента обычно проводят N измерений частоты с минимальным временем усреднения τ_0, а затем вычисляют значения $\overline{y}_i$ для времен усреднения $\tau = m\tau_0$, $m = \overline{1,N/2}$ (рис. 1.3а). Для более быстрого набора статистики можно вычислять девиацию Аллана с использованием пересекающихся участков данных (англ. overlapping Allan deviation) (рис. 1.3б), что позволяет делать вычисления для времен усреднения до $(N-1)\tau_0$ (т.е. доступный интервал времен усреднения увеличивается почти вдвое), а также уменьшить погрешность вычисления [54, с. 15]:

$$\sigma_y^2(m\tau_0) = \frac{1}{2m^2(N-2m+1)} \sum_{j=1}^{N-2m+1} \left(\sum_{i=j}^{j+m-1} \overline{y}_{i+m} - \overline{y}_i \right)^2. \tag{1.12}$$

В качестве простейшей оценки погрешности вычисления девиации можно использовать выражение

$$\delta\sigma_y(\tau) = \frac{\sigma_y(\tau)}{n(\tau)}, \tag{1.13}$$

где $n(\tau)$ - число значений $\overline{y}_i$, использованных для вычисления при данном времени усреднения. Более точно верхний и нижний доверительный интервалы можно вычислить при помощи распределения χ^2:

$$\delta_+\sigma_y(\tau) = \sigma_y(\tau)\left(1 - \frac{edf(\tau)}{\chi^2(1-p, edf(\tau))}\right), \tag{1.14}$$

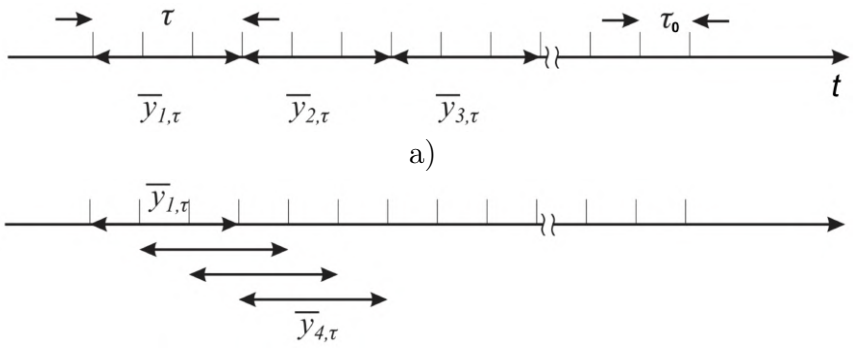


Рисунок 1.3 — Схема вычисления девиации Аллана для времени усреднения $\tau = 3\tau_0$: (а) обычная; (б) с пересекающимися участками данных.

$$\delta_{-}\sigma_y(\tau) = \sigma_y(\tau)\left(1 - \frac{edf(\tau)}{\chi^2(p, edf(\tau))}\right), \tag{1.15}$$

где p - доверительная вероятность, равная ≈ 0.6827 при использовании наиболее распространенного критерия 1σ; $edf(\tau)$ - эквивалентное число степеней свободы, зависящее от типа доминирующего на данном времени усреднения шумового процесса. Способы определения доминирующего шумового процесса и эквивалентного числа степеней свободы описаны в [54, с. 38-48].

Спектральная плотность мощности относительных флуктуаций частоты связана с девиацией Аллана следующим соотношением [58]:

$$\sigma_y^2(\tau) = 2\int_0^\infty S_y(f)\frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau f)^2}df. \tag{1.16}$$

Таким образом, степенная зависимость девиации Аллана от времени усреднения оказывается почти однозначно связана с зависимостью спектральной плотности мощности от частоты. Это позволяет определить тип преобладающего на данном времени усреднения шума по наклону графика девиации Аллана в двойном логарифмическом масштабе (рис. 1.4). Важнейшая функция девиации Аллана - идентификация процессов, препятствующих усреднению шумов при увеличении времени усреднения.

Девиация Аллана фликкер- и белого шумов фазы имеет одну и ту же зависимость от времени усреднения: $\sigma_y \propto \tau^{-1}$. Для того, чтобы различить эти шумы, используется модифицированная девиация Аллана [61], имеющая зависимость $\tau^{-3/2}$ для белого шума фазы и вычисляемая по одной из формул [58]:

$$\mathrm{mod}\,\sigma_y^2(m\tau_0) = \frac{1}{2}\langle\frac{1}{m^2}(\overline{y}_{m+1} - \overline{y}_1 + \overline{y}_{m+2} - \overline{y}_2 ... + \overline{y}_{2m} - \overline{y}_m)^2\rangle, \tag{1.17}$$

$$\mathrm{mod}\,\sigma_y^2(m\tau_0) = \frac{1}{2m^4(N-3m+2)}\sum_{j=1}^{N-3m+2}\left(\sum_{i=j}^{j+m-1}\sum_{k=i}^{i+m-1}(\overline{y}_{k+i} - \overline{y}_i)\right)^2, \tag{1.18}$$

$$\mathrm{mod}\,\sigma_y^2(\tau) = 2\int_0^\infty S_y(f)\frac{\sin^6(\pi f\tau)}{(\pi n\tau)^2\sin(\frac{\pi f\tau}{n})^2}df. \tag{1.19}$$

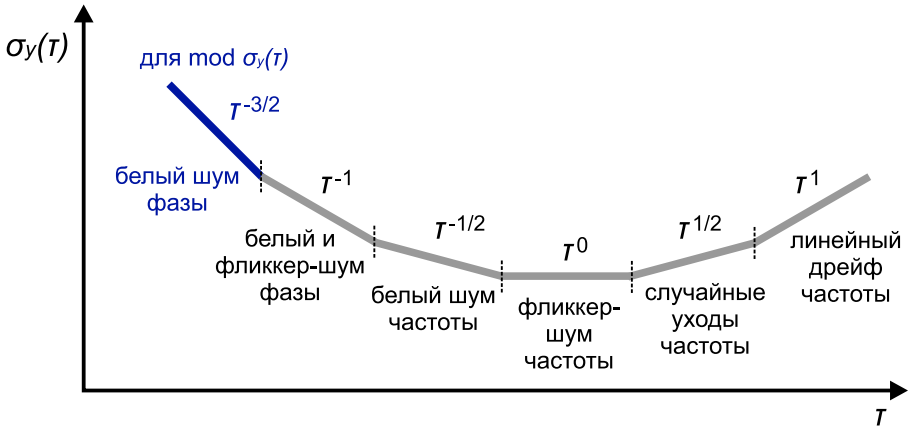


Рисунок 1.4 — Зависимость девиации Аллана от времени усреднения для различных типов шумов (двойной логарифмический масштаб).

Соотношения величин СПМ, обычной и модифицированной девиаций для различных типов шумов приведены в табл. 1.1. Заметим, что для некоторых типов шумов сходимость выражения 1.16 требует введения ширины полосы исследуемого сигнала f_H, которая всегда конечна при реальных измерениях. При использовании данных счетчика частоты она определяется его временем усреднения ($f_H = 1/2\tau_0$) или частотой среза фильтра в случае более узкополосной фильтрации. Для уменьшения погрешности вычисления и других задач могут использоваться другие виды девиаций, такие, как девиация Адамара (англ. Hadamard deviation), суммарная девиация (англ. Total deviation), Thêo1, описание которых приведено в [54].

Таблица 1.1 — Соотношения между спектральной плотностью мощности шумов, обычной и модифицированной девиациями Аллана для различных типов шумов [62]. f_H - ширина полосы исследуемого сигнала.

Тип шума	S_y	S_ϕ	σ_y	mod σ_y
Белый шум фазы	$h_2 f^2$	$\nu_0^2 h_2$	$\frac{\sqrt{3 f_H h_2}}{2\pi}\tau^{-1}$	$\frac{\sqrt{3h_2}}{2\sqrt{2}\pi}\tau^{-3/2}$
Фликкер-шум фазы	$h_1 f^1$	$\nu_0^2 h_1 f^{-1}$	$\frac{\sqrt{(1.038+3\ln(2\pi f_H \tau))h_1}}{2\pi}\tau^{-1}$	$\frac{\sqrt{3\ln(256/27)h_1}}{2\sqrt{2}\pi}\tau^{-1}$
Белый шум частоты	h_0	$\nu_0^2 h_0 f^{-2}$	$\sqrt{\frac{h_0}{2}}\tau^{-1/2}$	$\frac{\sqrt{h_0}}{2}\tau^{-1/2}$
Фликкер-шум частоты	$h_{-1} f^{-1}$	$\nu_0^2 h_{-1} f^{-3}$	$\sqrt{2\ln(2)h_{-1}}$	$\sqrt{1.35\ln(2)h_{-1}}$
Случайные уходы частоты	$h_{-2} f^{-2}$	$\nu_0^2 h_{-2} f^{-4}$	$\sqrt{\frac{2h_{-2}}{3}}\pi\tau^{1/2}$	$\sqrt{0.55h_{-2}}\pi\tau^{1/2}$

При линейном дрейфе частоты $\frac{dy}{dt} = D$ обычная и модифицированная девиации Аллана принимают значение

$$\sigma_y(\tau) = \frac{D}{\sqrt{2}}\tau. \tag{1.20}$$

Гармоническая модуляция сигнала с частотой f_{mod} и амплитудой $\Delta\nu_{max}$ приводит к следующему виду девиации Аллана:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\Delta\nu_{max}}{\nu_0}\frac{\sin^2(\pi f_{mod}\tau)}{\pi f\tau}. \tag{1.21}$$

Таким образом, вклад гармонического возмущения в девиацию имеет минимумы при временах усреднения $\tau = 2k/f_{mod}$ (т.к. влияние возмущения усредняется за период) и максимумы при $\tau = (2k+1)/f_{mod}$, где k - целое.

В данной работе вычисление девиации Аллана при обработке экспериментальных данных выполнялось при помощи библиотек языка программирования Python AllanTools [63] и AllanToolkit [64].

1.1.4 Гетеродинирование

Прямое измерение оптической частоты при помощи фотодетектора невозможно, поэтому для исследования стабильности оптических сигналов применяется метод гетеродинирования, позволяющий перейти от оптической частоты излучения к разности частот, лежащей в радиочастотном диапазоне.

Пусть необходимо исследовать излучение с амплитудой E_{sig}, несущей частотой ν_{sig} и случайно флуктуирующей фазой $\phi(t)$. Для этого на фотодетекторе этот пучок совмещается с опорным малошумящим пучком, имеющим амплитуду E_{LO} и несущую частоту ν_{LO}. Тогда в случае идеального совмещения геометрических и поляризационных мод суммарное электрическое поле излучения равно

$$E(t) = E_{LO}\cos(2\pi\nu_{LO}t) + E_{sig}\cos(2\pi\nu_{sig}t + \phi(t)), \tag{1.22}$$

а интенсивность -

$$I(t) \sim |E(t)|^2 = E_{LO}^2 + E_{sig}^2 + \\ + E_{LO}E_{sig}(\cos[2\pi(\nu_{sig} - \nu_{LO})t + \phi(t)] + \cos[2\pi(\nu_{sig} + \nu_{LO})t + \phi(t)]). \tag{1.23}$$

Сигнал на суммарной частоте не регистрируется фотодетектором. Стабильность исследуемого сигнала относительно опорного можно изучать, наблюдая за биениями на разностной частоте:

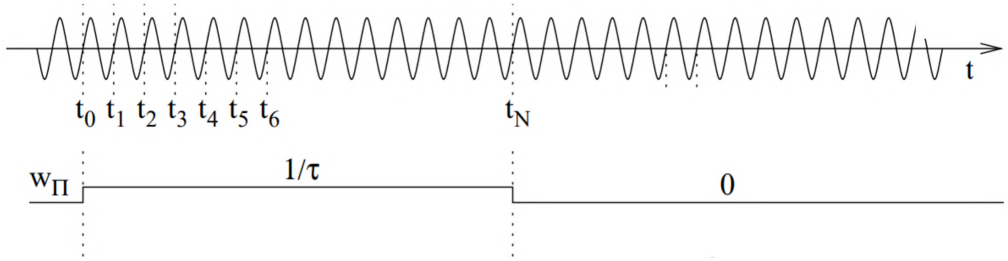
$$\nu_{beat} = \nu_{sig} - \nu_{LO} + \frac{d\phi(t)}{dt}. \tag{1.24}$$

При этом необходимо подобрать частоту опорного пучка ν_0 так, чтобы ν_{beat} была не слишком низкой (на низких частотах значительное влияние могут оказывать фликкер-шумы электроники), но лежала в полосе используемого детектора. Обычно используются сигналы в диапазоне 1 МГц - 2 ГГц.

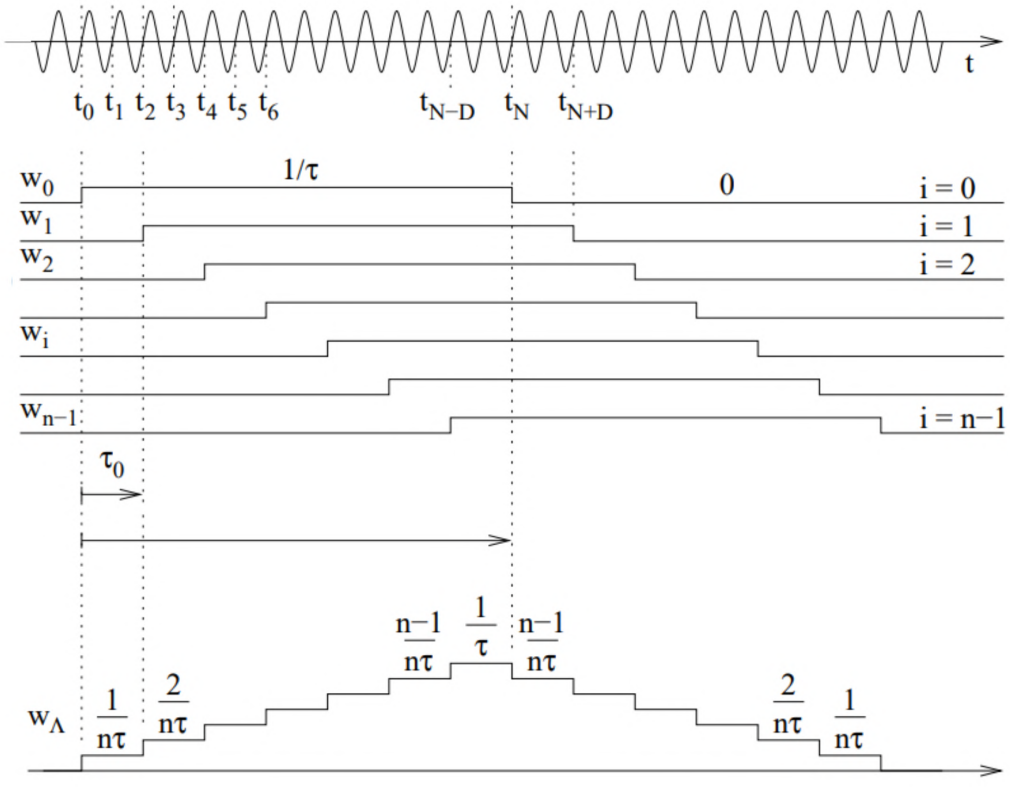
Необходимо отметить, что при характеризации оптического сигнала частоты для вычисления относительной частоты y необходимо брать за несущую ν_0 оптическую частоту, а не ν_{beat}.

1.1.5 Счетчики частоты

Измерение частоты в эксперименте происходит при помощи счетчика частоты. Традиционный принцип работы счетчиков заключается в измерении числа пересечений нуля сигналом за время τ («окно» счетчика), которое задается внешним опорным сигналом. Средняя частота на данном временном отрезке рассчитывается как отношение числа пересечений на положительном склоне к времени измерения (см. рис. 1.5а). Частотное разрешение такого измерения равно обратной длительности одного периода измеряемого сигнала. Различные методы аналоговой интерполяции позволяют повысить разрешение на несколько порядков [65]. Измерение в таком режиме, называемом П-режимом, можно представить, переписав выражение 1.4 в виде



а) П-режим



б) Λ-режим

Рисунок 1.5 — Иллюстрация механизма работы счетчика частоты [66].

$$\overline{y}_i = \int_{-\infty}^{+\infty} w_{\Pi}(t - t_i) y(t) dt, \tag{1.25}$$

где $w_{\Pi}(t)$ - весовая функция:

$$w_{\Pi}(t) = \begin{cases} 1/\tau, & 0 < t < \tau; \\ 0, & \text{в ином случае.} \end{cases} \tag{1.26}$$

Некоторые счетчики могут работать в Λ-режиме, в котором реализуется дополнительное внутреннее усреднение (см. рис. 1.5б). При измерении с окном счетчика больше минимального τ_0 производится несколько измерений, сдвинутых относительно друг друга на τ_0, а затем они усредняются с «треугольной» весовой функцией $w_{\Lambda}(t)$. При $\tau \gg \tau_0$ весовую функцию можно аппроксимировать следующим образом:

$$w_{\Lambda}(t) = \begin{cases} t/\tau^2, & 0 < t < \tau; \\ 2/\tau - t/\tau^2, & \tau < t < 2\tau; \\ 0, & \text{в ином случае.} \end{cases} \tag{1.27}$$

Чтобы понять, как использование этих режимов влияет на вычисление девиации Аллана, заметим, что девиацию Аллана и модифицированную девиацию можно представить в виде [67]:

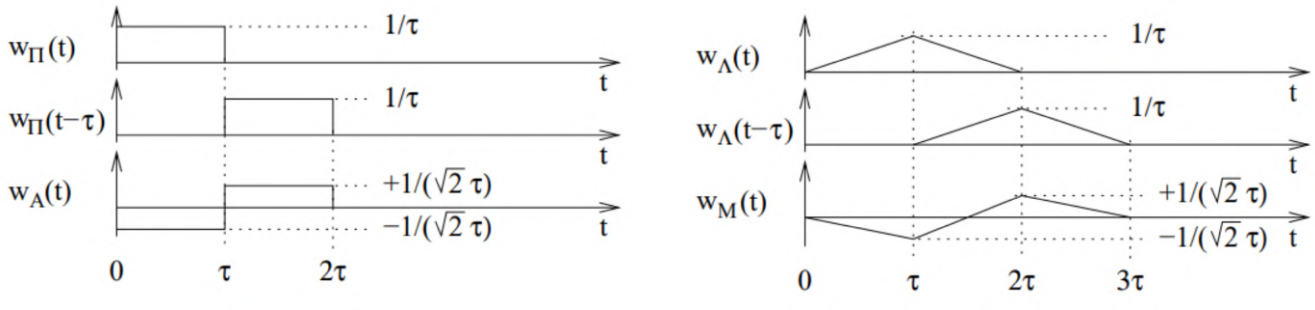
$$\sigma_y^2(\tau) = \langle \left(\int_{-\infty}^{\infty} y(t') w_A(t - t') dt' \right)^2 \rangle, \tag{1.28}$$

$$\mathrm{mod}\, \sigma_y^2(\tau) = \langle \left(\int_{-\infty}^{\infty} y(t') w_M(t - t') dt' \right)^2 \rangle, \tag{1.29}$$

где (см. рис. 1.6):

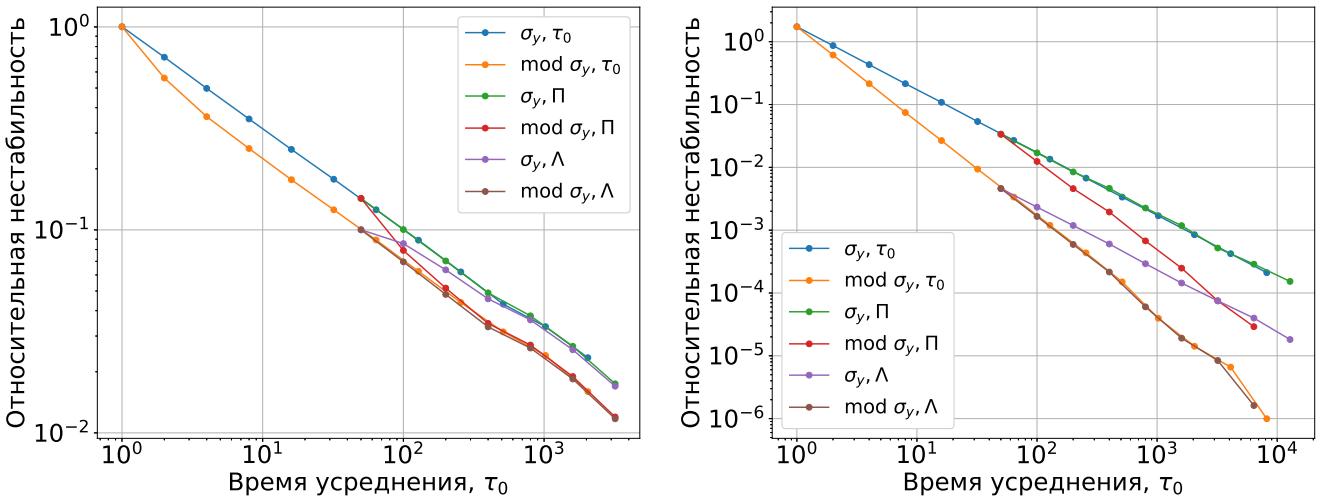
$$w_A(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(w_{\Pi}(t - \tau) - w_{\Pi}(t) \right), \tag{1.30}$$

$$w_M = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(w_{\Lambda}(t - \tau) - w_{\Lambda}(t) \right). \tag{1.31}$$



а) б)

Рисунок 1.6 — Весовая функция для вычисления: а) девиации Аллана, б) модифицированной девиации Аллана [66].



а) Белый шум частоты б) Белый шум фазы

Рисунок 1.7 — Девиация Аллана (σ_y) и модифицированная девиация Аллана (mod σ_y), вычисленные по формулам 1.12, 1.18 для сгенерированных наборов данных с различными типами шумов без усреднения (τ_0), после усреднения в П- и Λ-режимах для $\tau = 50\tau_0$.

При использовании формул 1.12, 1.18 подразумевается вычисление значений $\overline{y_i}$ для времен усреднения $\tau > \tau_0$ из значений, измеренных при времени усреднения τ_0. При этом весовые функции для усреднения на временах $\tau > \tau_0$ складываются из весовых функций, используемых при времени усреднения τ_0. Сложение весовых функций будет корректным, только если для вычисления обычной девиации Аллана использовать значения, измеренные в П-режиме, а для модифицированной - в Λ-режиме [66].

Для демонстрации того, как искажаются девиации при вычислении из данных, измеренных в неподходящем режиме, были смоделированы наборы частотных данных для разных шумовых процессов и режимов усреднения, затем для них были вычислены обычная и модифицированная девиации Аллана. На рис. 1.7а приведены результаты вычисления для белого шума частоты. Для исходного набора данных было проведено усреднение с $\tau = 50\tau_0$ в П− и Λ−режимах, девиации отмечены на рис. 1.7а соответствующими символами. При использовании несоответствующих данных девиации искажаются на малых временах усреднения, однако при увеличении времени усреднения выходят на нужные значения. Аналогичная ситуация наблюдается при моделировании других типов шумов за исключением белого шума частоты, для которой обычная и модифицированная девиации имеют разные степенные зависимости. Этот случай проиллюстрирован на рис. 1.7б. При вычислении из данных с другим типом усреднения степенная зависимость остается верной, однако значения являются искаженными для всех времен усреднения.

Стоит отметить, что в различных счетчиках могут быть реализованы и другие режимы дополнительного усреднения. В разных работах встречается различная трактовка понятия «Λ−режим», поэтому при сравнении результатов вычислений требуется уточнение терминов.

В данной работе используется восьмиканальный счетчик K+K FXE, позволяющий измерять частоты в диапазоне 4 кГц - 65 МГц с окном 0.001 - 20 с. Его важным свойством является «стробоскопический опрос», позволяющий проводить измерения без «мертвого»

времени [68]. Прибор фактически непрерывно записывает фазу измеряемого сигнала; по истечении времени усреднения ее значение в данный момент синхронно для всех каналов передается на компьютер. Для корректного вычисления девиации Аллана требуется как раз измерение без «мертвого» времени. Оценка погрешности, вносимой в вычисление девиации при наличии «мертвого» времени, приведена в [62].

Повышенное разрешения счетчика достигается за счет измерения времени, прошедшего от момента окончания времени усреднения до начала следующего периода сигнала. Счетчик измеряет это время путем заряда конденсатора, что эффективно удлиняет промежуток времени в несколько раз и позволяет измерить его длительность относительно опорного сигнала. Относительное фазовое разрешение счетчика составляет 12.2 пс во всем диапазоне частот, что соответствует относительному частотному разрешению $1.2 \times 10^{-11}/\tau$ на времени усреднения τ. Если измеряемая частота биений составляет 20 МГц, а оптическая частота исследуемого сигнала - 2×10^{14} Гц, то счетчик позволяет измерять нестабильность оптической частоты с разрешением $10^{-18}/\tau$, которого вполне достаточно для анализа существующих сегодня сигналов частоты.

1.1.6 Проскальзывания цикла

При вычислении девиации Аллана необходимо анализировать корректность используемых данных. Счетчики частоты требуют определенной амплитуды сигнала и отношения сигнал/шум (SNR) (для используемого в работе K+K FXE рекомендуемая амплитуда сигнала 1-5 В, сигнал/шум - более 30 дБ). Для устранения воздействия паразитных сигналов могут применяться полосовые фильтры, для детектирования слабых сигналов - компараторы. Одновременно повышение SNR и поддержание стабильной амплитуды сигнала могут быть обеспечены при использовании «отслеживающего осциллятора» (англ. tracking oscillator) - системы ФАПЧ, привязанной по частоте к исследуемому сигналу [69].

Если амплитуда сигнала падает ниже порога детектирования, то происходит потеря когерентности детектируемой фазы («проскальзывание цикла», англ. cycle slip). Также причиной записи некорректного значения частоты могут быть наводки в измерительном оборудовании. Запись даже небольшого количества некорректных значений (выбросов) может приводить к существенным искажениям значения девиации. Необходимо детектировать выбросы и исключать их из рассмотрения. Это можно делать при помощи фильтра Хэмпеля [70]. При использовании этого метода набор данных выстраивается по возрастанию:

$$y_1 \leqslant y_2 \leqslant ... \leqslant y_N. \tag{1.32}$$

Медианой y^c является число, находящееся посередине выстроенного набора, если N - нечетное, и полусумма двух средних чисел, если N - четное. Медианное среднее отклонение определяется как

$$MAD = 1.4826 \times \text{median}(\mid y_i - y^c \mid), \tag{1.33}$$

где нормировочный множитель 1.4826 введен для того, чтобы MAD соответствовало стандартному отклонению для нормально распределенных величин. Точка y_i считается выбросом, если

$$| y_i - y^c | \geqslant t \times MAD, \tag{1.34}$$

где t - некоторое положительное число, задающее порог детектирования выбросов.

Данный критерий не очень удобно использовать для данных, в которых присутствуют типы шумов, нестабильность которых растет с временем усреднения: случайные уходы частоты, линейный дрейф и т.д. Усовершенствовать процедуру позволяет применение «избыточного счета» (англ. redundancy counting). Для этого исследуемый сигнал делится на две части, каждая из которых подается на независимый канал счетчика. При этом одна из частей может дополнительно ослабляться или пропускаться через какой-либо фильтр. Совпадение данных в обоих каналах с требуемой погрешностью свидетельствует о корректном счете. Таким образом, поиск выбросов можно проводить не по частотным данным, а по разности показаний в двух каналах. Порог обнаружения при этом задается исходя из требуемой погрешности.

После нахождения выбросов необходимо обработать данные для исключения их влияния. Среди возможных решений - сшивка данных после удаления выбросов или интерполяция данных, однако эти способы приводят к искажению значения девиации на малых временах усреднения (для белого шума частоты - на всех временах усреднения) [71]. Другой способ - исключение временных точек, где обнаружены выбросы, из рассмотрения [70]. Этот способ не вызывает искажения значения девиации, однако вычисление в таком случае производится на наборе данных с неравномерным по времени распределением, что требует более сложного вычислительного алгоритма. При использовании этого метода использование фазовых данных вместо частотных позволяет рассчитать девиацию для большего диапазона времен усреднения.

Частота возникновения проскальзываний цикла сама по себе также является важным параметром сигнала частоты, так как для некоторых применений необходима непрерывная работа без сбоев фазы. В данной работе для анализа используются наиболее длинные участки экспериментальных данных, которые не содержат проскальзываний цикла.

1.2 Генераторы высокостабильных сигналов частоты

1.2.1 Микроволновые генераторы

Для создания микроволновых атомных стандартов частоты обычно используются переходы между уровнями сверхтонкой структуры. Важнейшим микроволновым стандартом на сегодняшний день является цезиевый, частота часового перехода которого (9.19263177 ГГц) задает определение секунды в системе СИ. Часы на тепловом пучке атомов с относительной погрешностью 5×10^{-13} и долговременной нестабильностью на уровне 10^{-14} являются коммерчески доступными [72]. Использование лазерно-охлажденного облака атомов и конфигурации

атомного фонтана позволяет цезиевым часам достигнуть систематической погрешности 1.71×10^{-16} и относительной нестабильности $2.5 \times 10^{-14}/\sqrt{\tau}$ [73].

В сравнении с цезиевыми часами, водородные мазеры имеют большую систематическую погрешность (несколько единиц тринадцатого знака), зато могут демонстрировать низкую нестабильность, что позволяет также использовать их для формирования международных временных шкал. Нестабильность коммерчески доступных активных водородных мазеров может достигать 5.7×10^{-14} на времени усреднения 1 с и 9.3×10^{-17} на 10^5 с [74].

Наиболее компактным, дешевым и распространенным в микроволновом диапазоне является стандарт на рубидиевой ячейке поглощения, имеющий погрешность частоты на уровне 5×10^{-11} и относительную нестабильность 5×10^{-13} на времени усреднения около суток [75]. Использования атомов рубидия открывает возможность создания атомных часов на чипах [76].

Цезиевые, водородные и рубидиевые стандарты могут быть транспортируемыми и используются в качестве бортовых в глобальных навигационных спутниковых системах (ГНСС) [3]. Еще одной перспективной платформой для создания компактного транспортируемого микроволнового стандарта являются захваченные в электромагнитные ловушки ионы $^{199}Hg^+$ [77] или $^{171}Yb^+$ [78].

Осцилляторы, частота которых определяется резонатором, а не атомным переходом, не являются стандартами частоты, однако позволяют генерировать сигналы с низкой нестабильностью на коротких временах усреднения. Широко распространенные кварцевые осцилляторы могут обеспечить нестабильность около нескольких единиц четырнадцатого знака на временах 1-100 с [79]. Криогенные сапфировые осцилляторы, работа которых основана на возбуждении мод шепчущей галереи, обладают относительной нестабильностью 2×10^{-16} на 1 с [80].

1.2.2 Оптические генераторы

Для относительной нестабильности атомных часов при ограничении квантовым проекционным шумом можно записать [81]:

$$\sigma_y(\tau) \propto \frac{1}{\nu_0\sqrt{N\tau}}, \tag{1.35}$$

где ν_0 - частота опрашиваемого перехода, N - число опрашиваемых частиц. Использование оптических переходов позволяет существенно улучшить характеристики частотного стандарта. Переходы возбуждаются узкополосным лазером, частота которого подстраивается к центру спектральной линии.

Существует два подхода к созданию оптических часов. Один из них - использование большого числа ($N = 10^3 - 10^6$) лазерно-охлажденных нейтральных атомов, захваченных в оптическую решетку. Большое количество частиц позволяет часам на атомах ^{87}Sr достигнуть рекордной нестабильности частоты $6.4 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$, достигающей 5.4×10^{-19} при $\tau = 7400$ с [11]. Систематическая погрешность таких часов составляет 2×10^{-18} [82].

Другой подход подразумевает использование ионов, захваченных в электромагнитные ловушки, что позволяет изолировать частицы от воздействия внешних полей и продемонстрировать низкие систематические сдвиги частоты. В то же время, захват большого числа ионов приведет к сильному кулоновскому взаимодействию, поэтому показатели нестабильности ионных часов уступают показателям часов на нейтральных атомах. Стандарт на ионе $^{27}Al^{+}$ продемонстрировал систематическую погрешность 9.4×10^{-19} и относительную нестабильность частоты $1.2 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ [10].

Среди других перспективных оптических стандартов частоты можно выделить часы на нейтральных атомах ^{171}Yb, ^{199}Hg, ^{169}Tm, ионах $^{171}Yb^{+}$, $^{88}Sr^{+}$, $^{199}Hg^{+}$, $^{115}In^{+}$, $^{40}Ca^{+}$ [14; 46; 81; 83]. В данный момент ведутся активные работы по созданию транспортируемых оптических генераторов [84; 85]. Транспортируемые часы на атомах стронция позволяют демонстрировать систематическую погрешность 5.5×10^{-18} [86] и относительную нестабильность $1.3 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ [87].

Лазерные системы, используемые для возбуждения узких переходов в атомных часах, сами по себе являются генераторами сигналов частоты высокой стабильности. Стабилизация частоты по длинным резонаторам Фабри-Перо из стекла ULE [16] или криогенным резонаторам из монокристаллического кремния [17; 18] позволяет достигать относительной нестабильности частоты менее 10^{-16} на временах усреднения 1-1000 с.

При помощи фемтосекундной гребенки частот можно осуществлять перенос стабильности оптических генераторов в микроволновый диапазон [88].

1.3 Спутниковые методы передачи сигналов частоты

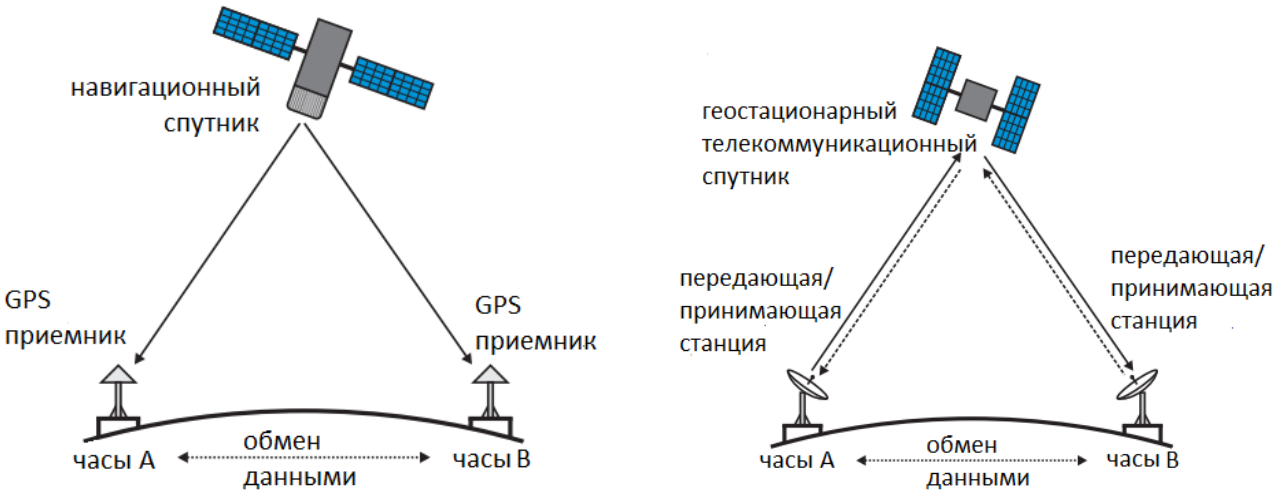
Микроволновые высокостабильные сигналы могут распространяться на ограниченные расстояния по электрическим кабелям, однако для передачи сигналов в глобальном масштабе обычно используется один из спутниковых методов: прием сигналов ГНСС или дуплекс (англ. TWSTFT - Two-Way Satellite Time and Frequency Transfer). Эти методы позволяют осуществлять синхронизацию частот с внесением нестабильности на уровне 10^{-16} при времени усреднения в несколько дней, что удовлетворяет требованиям многих прикладных областей, но является недостаточным для передачи сигналов современных оптических стандартов частоты (рис. 1.9). Спутниковые методы позволяют также передавать сигналы точного времени с погрешностью менее 100 пс (описание передачи сигналов времени выходит за рамки данной работы и может быть найдено, например, в [89]).

1.3.1 ГНСС

Спутники ГНСС передают сигналы на нескольких несущих частотах в диапазоне 1-2 ГГц, на которые при помощи фазовой модуляции записываются псевдослучайные коды с частотой 1-10 МГц, а также сведения о положении спутника (эфемериды) и о времени отправления сигнала согласно временной шкале, генерируемой бортовыми часами. Прием таких сигналов от четырех спутников с отметкой времени приема согласно локальной временной шкале позволяет вычислить как положение приемника, так и разность хода бортовых и ло-

кальных часов. Вычисление производной разности хода по времени позволяет произвести сличение бортового и локального сигналов частоты.

Если два наземных пользователя одновременно проведут сличения своих локальных стандартов частоты с бортовым стандартом одного и того же спутника, обмен результатами этих сличений позволит провести сличение между собой - такая конфигурация носит название «Common View» [61] (рис. 1.8а). Погрешность сличения локального сигнала со спутниковым определяется такими факторами, как ошибка вычисления положений спутника и приемника, тропосферная и ионосферная задержки, шумы приемника. «Common View» позволяет компенсировать часть шумов, общую для обоих получателей, однако ограничивает расстояние между сличаемыми стандартами приблизительно до 10 000 км, так как спутник должен быть в поле зрения обоих пользователей. Некомпенсируемые атмосферные погрешности учитываются при помощи моделирования, а также измерения групповой задержки между сигналами на разных несущих частотах [90]. В конфигурации «All-in-View» принимаются сигналы от всех доступных спутников, вычисляется оценка разности локального сигнала с временной шкалой спутниковой системы в целом, затем происходит обмен данными [91]. Такая конфигурация не позволяет напрямую компенсировать некоторые шумы, однако международная служба IGS (International GNSS Service) собирает и распространяет подробные данные о положении спутников, их временных шкалах, атмосферных погрешностях, что позволяет вносить поправки при обработке результатов [92]. Таким образом, «All-in-View» дает сравнимую с «Common View» погрешность на расстояниях до 5000 км и превосходит его показатели на больших расстояниях [93], а также делает возможным межконтинентальные сличения.



а) С помощью сигналов ГНСС б) Дуплекс (TWSTFT)

Рисунок 1.8 — Схемы работы спутниковых методов передачи сигналов частоты.

Приемник сигналов ГНСС может детектировать как псевдослучайные коды, так и фазу несущей частоты. Детектирование несущей частоты обеспечивает большее разрешение, так как несущая частота превосходит частоту модуляции на несколько порядков, однако требует более сложного оборудования и чувствительно к проскальзываниям цикла [94]. Наиболее продвинутым является протокол IPPP (англ. Integer-Precise Point Positioning), комбинирующий

результаты детектирования псевдослучайных кодов, фазы несущей и данные IGS. Использование протокола позволяет произвести передачу сигнала частоты с нестабильностью 10^{-16} за время усреднения 5 дней [23].

Для сличения могут приниматься и комбинироваться сигналы разных навигационных систем: GPS, ГЛОНАСС, Galileo, Beidou [95; 96]. В работе [97] для сличения оптических часов вместо приема сигналов ГНСС использовалось детектирование радиочастотных сигналов квазаров, включенных в Международный набор реперов системы астрономических координат, при помощи антенн РСДБ (радиоинтерферометров со сверхдлинными базами), вносимая методом погрешность составила 9×10^{-17}.

1.3.2 Дуплекс

Метод TWSTFT использует для передачи сигналы, аналогичные сигналам ГНСС - псевдослучайные коды, записанные на несущую частоту 3-15 ГГц. Эти сигналы генерируются на каждой из наземных станций, участвующих в сличении частот. Обмен сигналами проводится через транспондерную систему, установленную на телекоммуникационном спутнике (рис. 1.8б) [98]. Детектируемая на каждой из наземных станций разность локальной и удаленной временных шкал содержит задержку, соответствующую времени распространения сигнала. Обмен данными позволяет при обработке данных исключить задержку, предполагая что она является одинаковой для обоих сигналов. Это позволяет существенно снизить влияние атмосферных возмущений без их моделирования. Однако использование дуплекса требует наличия в лабораториях сложного оборудования для генерации сигнала (SATRE-модемы) и его передачи, а также существенных затрат на аренду телекоммуникационного спутникового оборудования. Как и в случае ГНСС, повысить разрешение метода можно, измеряя фазу несущей. Дуплекс позволяет проводить передачу сигналов частоты на расстояния до 9000 км [99], а вносимая в сигнал нестабильность может достигать 8×10^{-17} на времени усреднения 5×10^5 с [24]. Стабильность метода ограничивается эффектом Саньяка из-за вращения Земли и некалиброванными задержками в оборудовании для приема-передачи.

На рис. 1.9 приведены характеристики спутниковых методов передачи сигналов частоты в сравнении с характеристиками некоторых частотных стандартов. Отметим, что относительная нестабильность вносимых спутниковыми методами искажений частоты достигает нескольких единиц шестнадцатого знака на времени усреднения около суток, в то время как оптические стандарты частоты демонстрируют низкую нестабильность на временах усреднения от секунды до часа.

1.4 Передача сигналов частоты на оптической несущей

Переход к передаче сигналов частоты в оптическом диапазоне способен обеспечить как более быстрое усреднение вносимых каналом передачи шумов, так и достижения уровня нестабильности менее единицы восемнадцатого знака.

В большинстве случаев в качестве сигнала оптической частоты используется фаза излучения непрерывного лазера, стабилизируемого по опорному стандарту. Детектирование

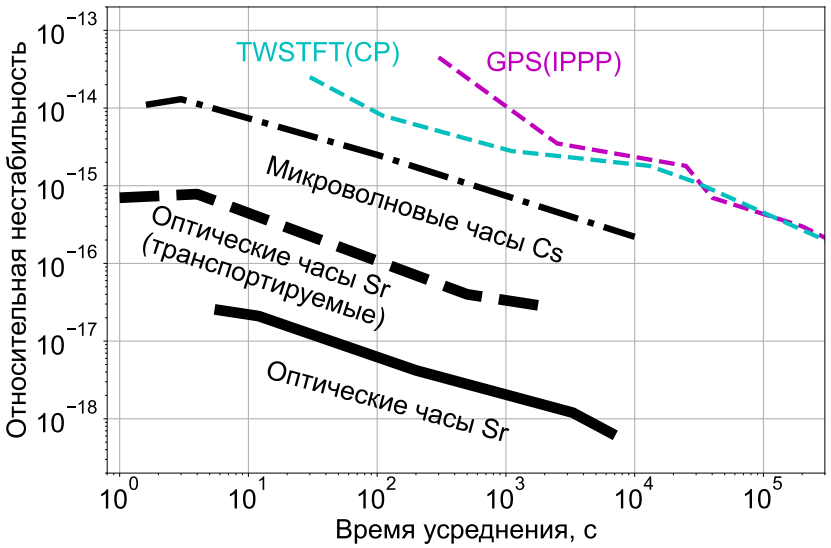


Рисунок 1.9 — Относительная нестабильность частоты, вносимая спутниковыми методами передачи, в сравнении с показателями различных стандартов частоты. GPS(IPPP) - протокол IPPP с приемом сигналов системы GPS [23], TWSTFT(CP) - дуплекс с детектированием фазы несущей [24], Cs - цезиевый фонтан [73], Sr - оптические часы на атомах стронция в стационарном [11] и транспортируемом [87] вариантах.

такого сигнала осуществляется путем гетеродинирования с опорным оптическим сигналом (см. раздел 1.1.4). В данной работе будет рассматриваться передача именно такого сигнала по двум видам каналов: оптоволоконным и атмосферным.

Важнейшим аспектом данного метода является необходимость компенсации фазовых шумов, вносимых в сигнал при передаче. При прохождении излучения непрерывного лазера по каналу длиной L с эффективным показателем преломления n сигнал на несущей частоте ν_0 приобретает фазу

$$\phi_{link} = \frac{2\pi\nu_0}{c} nL \tag{1.36}$$

Различные физические процессы могут привести к флуктуациям величин n и L, а значит, к флуктуациям мгновенной частоты переданного сигнала (см. формулу 1.3). Методы компенсации фазовых шумов рассмотрены в разделе 1.4.1.

Используя излучение непрерывного лазера, можно также передавать микроволновые сигналы частоты. Для этого передаваемый сигнал записывается на оптическую несущую при помощи амплитудной модуляции. Детектирование амплитудной модуляции осуществляется при помощи быстрого фотодетектора. Передача излучения фемтосекундных гребенок оптических частот позволяет одновременно передавать как оптический сигнал частоты (частота излучения одной из мод гребенки), так и радиочастотный (частота повторений). При использовании данных методов необходима компенсация не только фазовых шумов, но и дисперсии канала.

1.4.1 Методы компенсации фазовых шумов

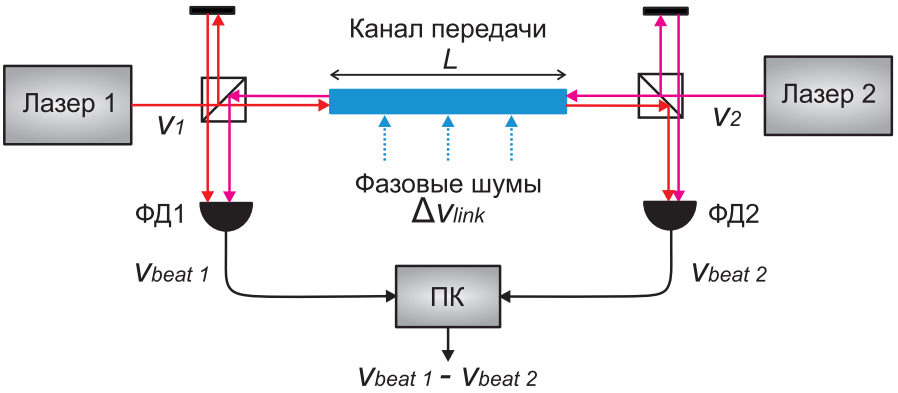
Для компенсации фазовых шумов применяются два основных подхода: двухсторонняя передача и активная компенсация.

Двухсторонняя передача основана на том же принципе, что и микроволновый дуплекс. Сигналы двух лазеров ν_1, ν_2 передаются между лабораториями, в каждой из которых формируются биения локального лазера и принятого излучения, содержащие шумы канала $\Delta\nu_{link}$ (рис. 1.10а):

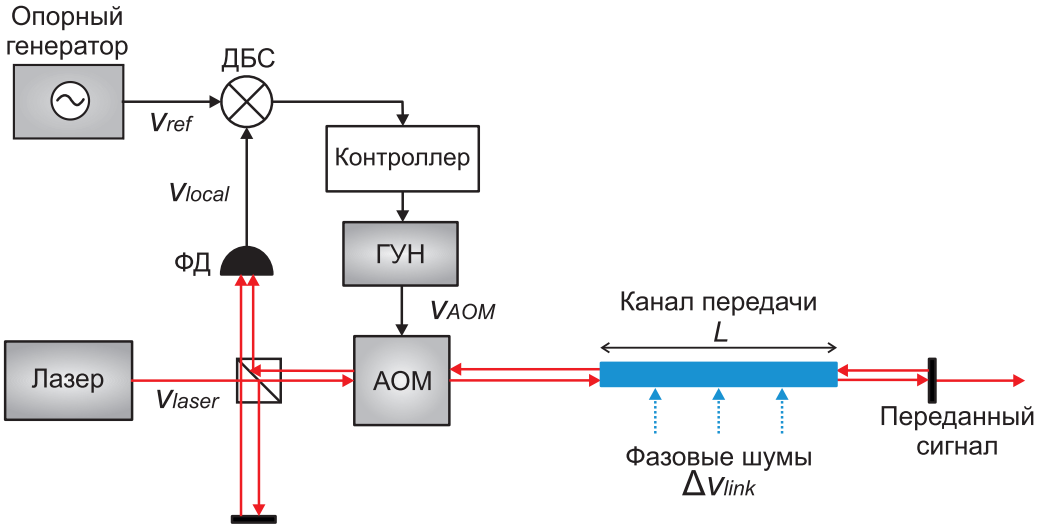
$$\nu_{1\,beat} = \nu_2 + \Delta\nu_{link} - \nu_1, \tag{1.37}$$

$$\nu_{2\,beat} = \nu_1 + \Delta\nu_{link} - \nu_2. \tag{1.38}$$

Записав сигналы биений и обменявшись данными, можно получить результаты сличения двух сигналов с исключением влияния канала: $(\nu_{1\,beat} - \nu_{2\,beat})/2 = \nu_2 - \nu_1$ [100].



а) Двухсторонняя передача



б) Активная компенсация

Рисунок 1.10 — Методы компенсации фазовых шумов при передаче оптического сигнала частоты. ФД - фотодетектор, ПК - персональный компьютер, AOM - акусто-оптический модулятор, ГУН - генератор, управляемый напряжением, ДБС - двойной балансный смеситель.

Другим подходом является активная компенсация фазовых шумов [31]. Для детектирования шумов используется интерферометрическая схема (рис. 1.10б). Излучение лазера,

используемого для передачи сигнала частоты ν_{laser}, разделяется на две части на делителе пучка. Одна часть сигнала проходит короткое опорное плечо интерферометра, а вторая передается по каналу передачи получателю, проходя через акусто-оптический модулятор (АОМ), который смещает частоту излучения на ν_{AOM}. Канал передачи вносит в сигнал шумы $\Delta\nu_{link}$. На стороне получателя часть пришедшего сигнала отражается обратно. Вернувшийся к отправителю свет содержит удвоенные шумы канала и гетеродинируется с опорным пучком. На фотодетекторе наблюдаются биения между вернувшимся и опорным пучками на частоте

$$\nu_{local} = 2(\nu_{AOM} + \Delta\nu_{link}). \tag{1.39}$$

Этот сигнал биений используется в петле обратной связи, далее он будет обозначаться как «локальный». Петля обратной связи работает по схеме фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Локальный сигнал демодулируется на двойном балансном смесителе (ДБС) при помощи опорного радиочастотного сигнала на частоте $\nu_{ref} = 2\nu_{AOM\,0}$, где $\nu_{AOM\,0}$ - частота сигнала, управляющего акусто-оптическим модулятором в отсутствие обратной связи. Выходной сигнал смесителя пропорционален величине фазовых шумов канала, что позволяет при помощи контроллера петли обратной связи сформировать сервосигнал, подаваемый на генератор, управляемый напряжением (ГУН). ГУН подает на АОМ скорректированное значение частоты $\nu_{AOM} = \nu_{AOM\,0} - \Delta\nu_{AOM}$, где

$$\Delta\nu_{AOM} \approx (\nu_{local} - \nu_{ref})/2 \approx \Delta\nu_{link}. \tag{1.40}$$

Если считать длину канала пренебрежимо малой, задержками можно пренебречь, тогда удаленный сигнал имеет частоту $\nu_{laser} + \nu_{AOM} + \Delta\nu_{link} = \nu_{laser} + \nu_{ref}/2$. В случае, если опорный радиочастотный сигнал имеет пренебрежимо малые шумы, то стабильность передаваемого сигнала частоты сохраняется. В разделе 1.4.3 рассматриваются факторы, ограничивающие возможности работы данной схемы.

В случае, если в промежуточных точках канала существуют паразитные отражения сигнала, возможна модификация схемы: перед полупрозрачным зеркалом на дальнем конце канала помещается второй АОМ, сдвигающий частоту на $\nu_{AOM\,2}$. Тогда частота сигнала биений между опорным плечом и сигналом, прошедшим весь канал, составит $\nu_{local} = 2(\nu_{AOM} + \nu_{AOM\,2} + \Delta\nu_{link})$, т.е. будет сдвинута относительно сигналов биений с паразитными отражениями на $2\nu_{AOM\,2}$.

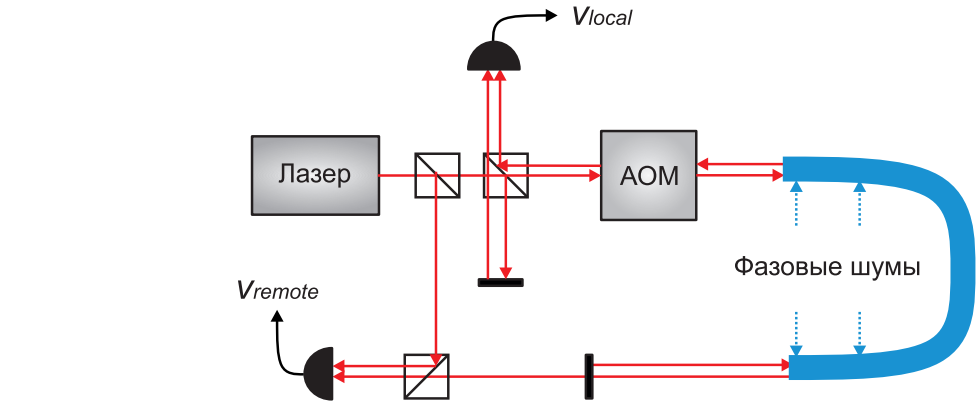
Сигнал компенсации может вноситься не только при помощи акусто-оптического модулятора, способного компенсировать быстрые шумы, но имеющего ограниченный диапазон подстройки. Возможна подача обратной связи путем прохода излучения через оптоволокно, длина которого изменяется при помощи пьезоактюатора или контроля температуры [101; 102].

В работах [103; 104] предложен и реализован метод пассивной компенсации шумов, который дает возможность избежать генерации серво-пиков на границе полосы компенсации (см. раздел 1.4.3.2). Данный метод аналогичен активной компенсации, однако сигнал, используемый для детектирования шумов канала, имеет частотный сдвиг относительно передаваемого сигнала, что позволяет реализовать прямую связь (англ. feedforward), а не обратную.

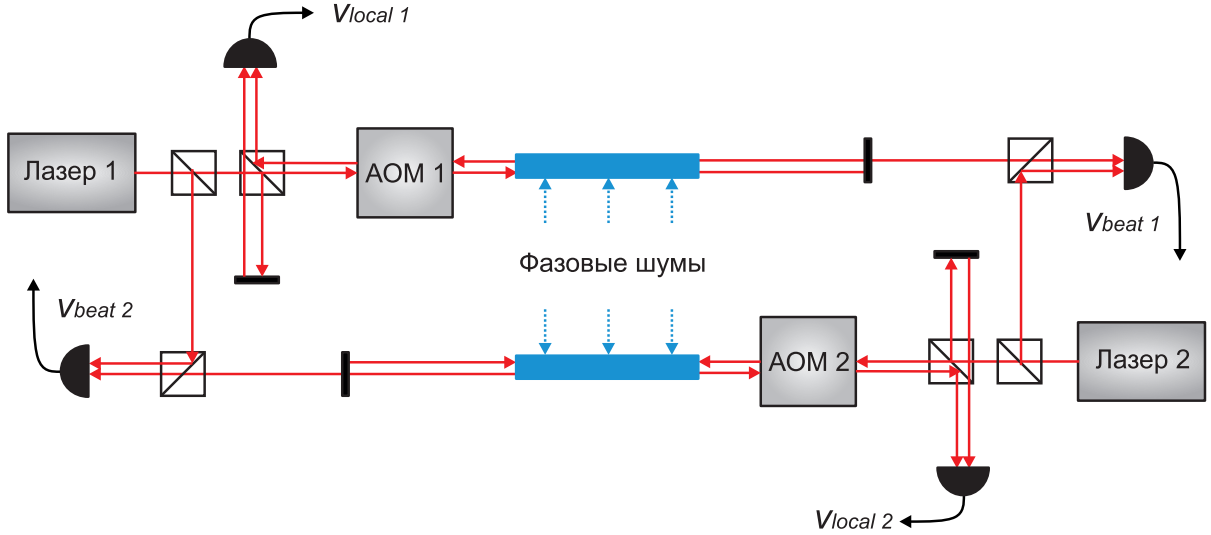
1.4.2 Схемы характеризации канала передачи

Чтобы характеризовать шумы, вносимые в сигнал каналом передачи, как без компенсации шумов, так и с ней, в общем случае необходимо провести сличение переданного сигнала с изначальным. Для этого могут быть использованы две тестовые конфигурации: кольцевая и антипараллельная.

В кольцевой схеме (рис. 1.11а) конечная точка канала передачи располагается рядом с начальной. Часть передаваемого сигнала отщепляется в начале схемы и гетеродинируется с переданным сигналом. Полученный сигнал ν_{remote} характеризует шумы, внесенные в сигнал; далее он будет называться «удаленным». Эта схему легко реализовать в лабораторных условиях. При исследовании реальных длинных каналов передачи сигнал на дальнем конце канала может перенаправляться в другой канал для обратной передачи. При таких условиях шумы, внесенные в сигнал кольцевым каналом, являются оценкой сверху для шумов одностороннего канала. Если каналы располагаются рядом, то их шумы могут иметь примерно одну величину, и односторонний канал вносит в сигнал около половины шумов кольцевого.



а) Кольцевая схема



б) Антипараллельная схема

Рисунок 1.11 — Схемы характеризации каналов передачи сигналов частоты. AOM - акусто-оптический модулятор.

Антипараллельная (рис. 1.11б) схема подразумевает передачу сигналов навстречу друг другу по двум каналам, для каждого из которого создается система активной компенса-

ции шумов. На каждой из сторон формируются биения передающего лазера с принятым сигналом $\nu_{beat\,1}$, $\nu_{beat\,2}$. По аналогии с двухсторонней передачей, просуммировав эти сигналы можно исключить шумы самих сигналов частоты и получить оценку шумов, внесенных обоими каналами.

1.4.3 Ограничения активной компенсации шумов

В разделе 1.4.1 рассмотрена идеальная схема активной компенсации шумов. Рассмотрим факторы, которые могут ограничивать эффективность ее работы.

1.4.3.1 Неустранимые шумы задержки

Даже при идеальном подавлении шумов в локальном сигнале компенсация для удаленного сигнала имеет задержку, связанную с временем распространения сигнала по каналу $T = nL/c$. Для описания влияния этого ограничения рассмотрим активную компенсацию шумов с учетом задержек. Пусть участок канала передачи единичной длины на расстоянии z от начала канала вносит в сигнал фазовые шумы $\delta\phi_{link}(z,t)$. Тогда фазовые шумы, внесенные каналом в локальный и удаленный сигналы без компенсации, можно вычислить как:

$$\phi_{local,\,free}(t) = \int_0^L \left[\delta\phi_{link}(z, t - 2T + nz/c) + \delta\phi_{link}(z, t - nz/c)\right] dz, \tag{1.41}$$

$$\phi_{remote,\,free}(t) = \int_0^L \delta\phi_{link}(z, t - T + nz/c) dz. \tag{1.42}$$

Если передаваемый сигнал оптической частоты имеет фазовые шумы $\phi_{laser}(t)$, акусто-оптический модулятор для компенсации шумов сдвигает фазу на $\Delta\phi_{AOM}(t)$, то фазы локального и удаленного сигналов при активации компенсации в момент времени t равны:

$$\phi_{local}(t) \;=\; \phi_{laser}(t) - [\phi_{laser}(t - 2T) + \Delta\phi_{AOM}(t - 2T) + \Delta\phi_{AOM}(t) + \phi_{local,\,free}(t)], \tag{1.43}$$

$$\phi_{remote}(t) = \phi_{laser}(t - T) + \Delta\phi_{AOM}(t - T) + \phi_{remote,\,free}(t) - \phi_{laser}(t). \tag{1.44}$$

Подставив 1.41, 1.42 в 1.43, 1.44, перейдя к переменной интегрирования $T_1 = nz/c$ и сделав преобразование Лапласа, получим:

$$\Phi_{local}(s) = \Phi_{laser}(s)(1 - e^{-2sT}) - \Delta\Phi_{AOM}(s)(1 + e^{-2sT}) - \\ - \frac{c}{n}\int_0^T \delta\Phi_{link}(cT_1/n, s)(e^{-s(2T-T_1)} + e^{-sT_1})dT_1 \tag{1.45}$$

$$\Phi_{remote}(s) = \Phi_{laser}(s)(e^{-sT} - 1) + \Delta\Phi_{AOM}(s)e^{-sT} + \\ + \frac{c}{n}\int_0^T \delta\Phi_{link}(cT_1/n, s)e^{-s(T-T_1)}dT_1. \tag{1.46}$$

Сигнал $\Phi_{local}(s)$ демодулируется сигналом опорного генератора $\Phi_{ref}(s)$ при помощи фазового детектора (смесителя), на выходе которого формируется сигнал ошибки

$K_{PD}\left(\Phi_{local}(s) - \Phi_{ref}(s)\right)$. Сигнал компенсации, вносимый AOM, формируется при помощи контроллера с передаточной функцией $F(s)$ и ГУН с передаточной функцией K_{VCO}/s [105]:

$$\Delta\Phi_{AOM}(s) = F(s)\frac{K_{VCO}}{s}K_{PD}(\Phi_{local}(s) - \Phi_{ref}(s)) = G(s)(\Phi_{local}(s) - \Phi_{ref}(s)), \tag{1.47}$$

где $G(s) = K_{PD}F(s)\frac{K_{VCO}}{s}$.

Введем передаточные функции $H_{x,\,y}(s)$, описывающие влияние каждого из шумовых факторов на локальный и удаленный сигналы:

$$\Phi_{local}(s) = H_{local,\,laser}(s)\Phi_{laser}(s) + H_{local,\,ref}(s)\Phi_{ref}(s) + H_{local,\,link}(s)\Phi_{local,\,free}(s), \tag{1.48}$$

где $\Phi_{local,\,free}(s) = c\int_0^T \delta\Phi_{link}(cT_1/n, s)(e^{-s(2T-T_1)} + e^{-sT_1})dT_1$;

$$\Phi_{remote}(s) = H_{remote,\,laser}(s)\Phi_{laser}(s) + H_{remote,\,ref}(s)\Phi_{ref}(s) + \\ + \frac{c}{n}\int_0^T \delta\Phi_{link}(cT_1/n, s)H_{remote,\,link}(s, T_1)dT_1. \tag{1.49}$$

Передаточные функции можно вычислить, подставив 1.47 в 1.45, 1.46.

Рассмотрим, как задержка влияет на компенсацию шумов канала. Пусть шумы лазера и опорного сигнала малы ($\Phi_{laser}(s) \approx \Phi_{ref}(s) \approx 0$). Передаточные функции для шумов канала:

$$H_{local,\,link}(s) = -\frac{1}{1 + (1 + e^{-2sT})G(s)}, \tag{1.50}$$

$$H_{remote,\,link}(s, T_1) = \frac{1 + (1 - e^{-2sT_1})G(s)}{1 + (1 + e^{-2sT})G(s)}. \tag{1.51}$$

Перейти к спектральной плотности мощности шумов можно с учетом $s = i\omega$, $S(\omega) \propto |\Phi(i\omega)|^2$):

$$S_{local}(\omega) = |H_{local,link}(i\omega)|^2 S_{local,\,free}(\omega). \tag{1.52}$$

Пусть в некотором диапазоне частот усиление в петле обратной связи является бесконечно большим: $G(s) \to +\infty$, тогда $S_{local}(\omega) \to 0$, т.е. шумы локального сигнала могут быть подавлены до любого заданного уровня, если обеспечить достаточно большое усиление. Для удаленного сигнала при бесконечном усилении:

$$H_{remote,\,link}(s) = \frac{\sin(\omega T_1)}{\cos(\omega T)}, \tag{1.53}$$

Если шумовые вклады всех участков канала не коррелированы ($\langle\delta\Phi_{noise}(z, s)\delta\Phi_{noise}(z', s)\rangle \propto \delta(z - z')S_{\delta\Phi}(\omega)$), то СПМ фазовых шумов в удаленном сигнале без компенсации шумов

$$S_{remote,\,free}(\omega) = LS_{\delta\Phi}(\omega), \tag{1.54}$$

а при наличии активной компенсации -

$$S_{remote}(\omega) = \frac{c}{n}\int_0^T S_{\delta\Phi}(\omega)\frac{\sin^2(\omega T_1)}{\cos^2(\omega T)}dT_1 = \frac{1}{2\cos^2(\omega T)}(1 - \frac{\sin(2\omega T)}{2\omega T})S_{remote,\,free}(\omega). \tag{1.55}$$

В диапазоне частот $\frac{\omega}{2\pi} \ll 1/4T$ можно получить классическую формулу для неустранимого шума задержки (англ. delay-unsuppressed noise) [106]:

$$S_{DUN}(\omega) = \frac{(\omega T)^2}{3} S_{remote,\, free}(\omega) \propto L^3. \tag{1.56}$$

Если шумы канала имеют спектр белого шума частоты и соответствующую вносимую относительную нестабильность частоты $\sigma_{link}(\tau)$, то неустранимые шумы задержки являются быстро усредняющимися белыми шумами фазы, и для относительной нестабильности частоты, определяемой ими, можно записать (см. табл. 1.1):

$$\sigma_{DUN}(\tau) = \sqrt{2f_H} T \frac{\sigma_{link}(\tau)}{\sqrt{\tau}} \propto L^{3/2}. \tag{1.57}$$

Для шумов с длиной корреляции $\Delta L \ll L$ $S_{DUN}(\omega)$ приобретает дополнительный множитель $e^{\left(\frac{n\omega\Delta L}{\sqrt{2}c}\right)^2}$ [107]. При использовании двухсторонней передачи сигнала задержка также ограничивает эффективность компенсации шумов, однако величина СПМ неустранимых шумов задержки уменьшается в четыре раза [100]. При использовании активной компенсации S_{DUN} также может быть снижена в четыре раза при помощи пост-обработки экспериментальных данных [108].

1.4.3.2 Усиление и ширина полосы

Теперь рассмотрим шумы удаленного сигнала (1.55) для частот $\frac{\omega}{2\pi} > 1/4T$. Задержка приводит к ограничению полосы компенсации шумов в удаленном сигнале:

$$BW = \frac{1}{4T}, \tag{1.58}$$

На частотах, кратных BW, шумы усиливаются - появляются серво-пики (как в локальном, так и в удаленном сигнале). На частотах между серво-пиками $S_{remote}(\omega) \approx S_{remote,\, free}(\omega)$, т.е. шумы канала не компенсируются. Для каналов длиной порядка 1 м $BW \approx 75$ МГц, что не влияет на компенсацию шумов, так как шумы каналов передачи обычно генерируются в гораздо более низкочастотном диапазоне, однако для канала длиной 1000 км ширина полосы будет составлять всего 75 Гц.

Как было продемонстрировано в предыдущем разделе, предела, задаваемого выражением 1.56, можно достичь только при достаточно хорошем подавлении шумов локального сигнала, что обеспечивается выбором контроллера петли обратной связи. Наиболее часто используется пропорционально-интегральный контроллер, имеющий передаточную функцию

$$F(s) = K_P + K_I/s, \tag{1.59}$$

и позволяющий получить большое усиление на низких частотах. При этом высокое усиление увеличивает и величину серво-пиков. Необходимо найти компромисс между требованиями эффективного подавления шумов на низких частотах и наименьшей величины серво-пиков. Расширить полосу компенсации можно при использовании более сложного дизайна контроллера [109].

1.4.3.3 Шумы передаваемого сигнала частоты

Теперь рассмотрим влияние шумов лазерного источника на активную компенсацию шумов:

$$H_{remote,\,laser}(s) = (e^{-sT} - 1)\frac{1 + (1 - e^{-sT})G(s)}{1 + (1 + e^{-2sT})G(s)}. \tag{1.60}$$

Из-за задержки шумы лазера не полностью компенсируются в локальном сигнале, и поэтому частично записываются в сигнал компенсации, так что на удаленном конце канала помимо шумов лазера $S_{laser}(\omega)$, которые характеризуют передаваемый сигнал частоты, появляются дополнительные шумы $S_{LN}(\omega)$. При бесконечном усилении на частотах $\frac{\omega}{2\pi} \ll BW$

$$S_{LN}(\omega) = \frac{(\omega T)^4}{4} S_{laser}(\omega), \tag{1.61}$$

а на частотах, кратных BW, $S_{LN}(\omega) \to +\infty$.

Таким образом, интерферометрический метод детектирования и компенсации фазовых шумов может быть использован только для достаточно когерентных сигналов. Сформулируем критерий применимости метода. Длину когерентности передаваемого излучения L_{coh} можно оценить как

$$L_{coh} = \frac{c}{n\Delta\nu}, \tag{1.62}$$

где $\Delta\nu$ - ширина спектра лазерного излучения. Если $2L \ll L_{coh}$, то изменением частоты лазера за время прохода канала в прямом и обратном направлении можно пренебречь, и шумы лазера не буду влиять на компенсацию шумов канала. Этот критерий подходит только для предварительной оценки, более точно оценить степень влияния шумов лазера можно по формуле 1.61.

1.4.3.4 Шумы опорного сигнала

Для шумов опорного сигнала передаточная функция записывается как

$$H_{remote,\,ref}(s) = e^{-sT}\frac{G(s)}{1 + (1 + e^{-2sT})G(s)}. \tag{1.63}$$

При $G(s) \to +\infty$ низкочастотные шумы опорного генератора записываются в удаленный сигнал:

$$S_{RN}(\omega) = \frac{1}{4\cos^2(\omega T)} S_{ref}(\omega). \tag{1.64}$$

Однако стоит учитывать, что в частоту оптического сигнала вносится абсолютная погрешность частоты радиочастотного сигнала. Относительная нестабильность частоты, вносимая опорным генератором, масштабируется с учетом отношения радио- и оптической частот:

$$\sigma_{RN} \approx \frac{\nu_{ref}}{2\nu_0}\sigma_{ref} \sim 10^{-7}\sigma_{ref}. \tag{1.65}$$

Это позволяет добиться пренебрежимо малого вклада шумов опорного сигнала при его генерации, например, с помощью водородного мазера.

1.4.3.5 Некомпенсируемые оптические пути

Так как фактически при компенсации шумов выполняется стабилизация оптической длины длинного плеча интерферометра, то влияние внешних возмущений на различные небольшие участки схемы, в него не входящие, может ограничивать эффективность компенсации фазовых шумов. Активная компенсация позволяет снизить вносимые каналом шумы на несколько порядков, поэтому некомпенсируемое изменение длины оптического пути даже небольших участков может оказывать существенное влияние. В первую очередь, такой частью схемы является опорное плечо интерферометра. Также стоит учитывать оптический путь, по которому распространяется сигнал на стороне получателя после частичного отражения. Необходимо минимизировать длину таких некомпенсируемых путей или дополнительно изолировать эти участки схемы от воздействия внешних возмущений.

1.4.3.6 Невзаимность канала

Принцип активной компенсации шумов основывается на предположении об идентичности шумов, вносимых в сигнал при прохождении канала в прямом и в обратном направлении. Различие фазовых шумов, вносимых в сигнал при распространении в разных направлениях, будем называть невзаимностью канала. Пусть фазовые шумы, вносимые при распространении сигнала в прямом направлении $\phi_{forward}$, в обратном - ϕ_{back}. В удаленном сигнале будет присутствовать нескомпенсированная компонента, равная разности сигнала коррекции, который вносит АОМ, и шумов, вносимых при распространении в прямом направлении: $\Delta\phi_{AOM} - \phi_{forward} \approx (\phi_{back} + \phi_{forward})/2 - \phi_{forward} = (\phi_{back} - \phi_{forward})/2$.

Одной из технических причин невзаимного распространения сигнала может являться изменение частоты сигнала на стороне получателя перед отправкой назад, например в случае установки дополнительного АОМ или при использовании лазера-повторителя, частота которого стабилизируется по частоте пришедшего сигнала с некоторой отстройкой. При отличии частоты обратного сигнала на ν_{shift}

$$\phi_{back} - \phi_{forward} = \frac{\nu_{shift}}{\nu_0}\phi_{forward}. \tag{1.66}$$

Соответствующая относительная нестабильность частоты для $\nu_{shift} \approx 100$ МГц равна

$$\sigma_{shift} = \frac{\nu_{shift}}{2\nu_0}\sigma_{link} = 2.5 \times 10^{-7}\sigma_{link}. \tag{1.67}$$

Кроме того, невзаимность может быть вызвана специфическими для каналов эффектами, например хроматической или поляризационно-модовой дисперсией, которые будут описаны в главах, посвященных конкретным каналам передачи.

1.4.3.7 Шумы фотодетектора

При регистрации биений сигналов с мощностями P_{LO}, P_{sig} ток фотодетектора составляет

$$i_{beat} = 2R\sqrt{P_{LO}P_{sig}}\cos(2\pi\nu_{beat}t), \tag{1.68}$$

где R [А/Вт] - чувствительность фотодетектора. Амплитудные шумы фототока S_i на частоте биений приводят к появлению фазовых шумов при демодуляции сигнала [110]:

$$S_\phi(\omega) = \frac{S_i(2\pi\nu_{beat} - \omega)}{\overline{i_{beat}^2}} = \frac{1}{SNR \times \Delta f}, \tag{1.69}$$

где SNR - отношение сигнал/шум, Δf - полоса детектирования. Эти шумы записываются в передаваемый сигнал петлей обратной связи.

Основные шумы, вносимые фотодетектором на частотах 1-1000 МГц - это пуассоновский шум фотонов, описываемый в данном случае формулами дробового шума, и тепловой шум резистора (шум Джонсона-Найквиста), имеющие спектр белого шума:

$$S_{phot} = 2ei = 2eR(P_{LO} + P_{sig}), \tag{1.70}$$

$$S_{johnson} = 4k_BT/\rho, \tag{1.71}$$

где e - элементарный заряд, k_B - постоянная Больцмана, T - температура, ρ - сопротивление нагрузки. Суммарная спектральная плотность мощность фазовых шумов равна

$$S_\phi = \frac{S_{phot} + S_{johnson}}{\overline{i_{beat}^2}} = \frac{e(P_{LO} + P_{sig})}{RP_{LO}P_{sig}} + \frac{2k_BT}{R^2P_{LO}P_{sig}\rho}. \tag{1.72}$$

При $T = 298$ К, $\rho = 50$ Ом, $R = 1$ А/Вт, $P_{LO} = 1$ мВт, $P_{sig} = 1$ мкВт СПМ фазовых шумов составляет $S_\phi = 3 \times 10^{-13}$ рад^2/Гц, что является пренебрежимо малой величиной для большинства случаев. При этом шум фотонов оказывается доминирующим при $P_{LO} > 1$ мВт, поэтому увеличение P_{LO} выше этого значения не позволяет увеличить отношение сигнала к шуму.

Еще одним источником шумов могут быть флуктуации мощности лазерного излучения на частоте биений, амплитуда которых которых зависит от используемого лазерного источника. Флуктуации оптической мощности обычно описываются при помощи спектральной плотности мощности нормированных флуктуаций $RIN(\omega)$. Связанные с RIN фазовые шумы можно вычислить как

$$S_\phi(\omega) = RIN(2\pi\nu_{beat} - \omega)\frac{(P_{LO} + P_{sig})^2}{P_{LO}P_{sig}}. \tag{1.73}$$

RIN обычно используемых лазерных источников на частотах около 10 МГц составляет около -140 дБн/Гц. При используемых мощностях сигналов это соответствует фазовым шумам на уровне 10^{-11} рад^2/Гц, что превышает вклад дробовых шумов, но также не оказывает влияния на компенсацию фазовых шумов.

1.5 Применение оптических методов передачи сигналов частоты

Развитие методов передачи ультрастабильных сигналов частоты обусловлено, прежде всего, потребностью сличения оптических осцилляторов. Характеризация оптических стандартов необходима для формирования временных шкал на их основе [32; 111; 112] и при поиске лучшей платформы для создания нового поколения бортовых стандартов частоты. Процесс сличения подробнее рассмотрен в главе 4. Задача частотной и временной

синхронизации играет важную роль для спутниковой навигации [113], телекоммуникаций, распределения электроэнергии и трейдинга [114]. Рассмотрим некоторые варианты приложений, в которых переход к использованию оптических методов передачи сигналов частоты может обеспечить достижение важных целей.

1.5.1 Прецизионная спектроскопия

Прецизионное измерение абсолютных частот атомных и молекулярных переходов требует наличия опорного сигнала частоты. Наиболее совершенные стандарты частоты (цезиевые фонтаны, оптические часы) не являются коммерчески доступными, поэтому доступ к их сигналам может осуществляться с использованием каналов передачи. В тех случаях, когда спутниковые радиочастотные методы не обеспечивает необходимой точности и стабильности, альтернативой может стать использование оптических каналов. Одной из первых демонстраций такого подхода стала спектроскопия узкого двухфотонного перехода $1S - 2S$ в атоме водорода с калибровкой частоты по удаленному цезиевому фонтану, осуществляемой при помощи передачи оптического сигнала по волоконному каналу длиной 920 км [19]. Перенос стабильности с использованием длинных оптоволоконных линий позволил получить узкополосные лазерные источники для спектроскопии вращательно-колебательных молекулярных спектров в среднем ИК-диапазоне [115].

1.5.2 Релятивистская геодезия

Общая теория относительности Эйнштейна предсказывает замедление хода времени в более сильном гравитационном потенциале. Гравитационный красный сдвиг частоты между стандартами, расположенными на позициях с разностью гравитационных потенциалов ΔW, можно вычислить как

$$\frac{\Delta\nu_{redshift}}{\nu_0} = \frac{\Delta W}{c^2} \approx -\frac{g\Delta h}{c^2}, \tag{1.74}$$

где g - ускорение свободного падения, Δh - разность высот стандартов над уровнем геоида. Разность высот, равная 1 см, соответствует величине красного сдвига около 10^{-18}. Таким образом, сличение оптических часов с соответствующим уровнем погрешности открывает возможность измерения гравитационного потенциала (рис. 1.12). Этот метод получил название «релятивистской геодезии» и позволяет дополнить спутниковые геодезические методы, имеющие недостаточное пространственное разрешение [5].

Данный метод позволяет измерять как постоянную компоненту красного сдвига для внесения корректировок при формировании международных временных шкал [117], так и его переменную часть для исследований в области вулканологии и сейсмологии [116]. В 2016 году продемонстрировано измерение разности высот 15 м с погрешностью 5 см при сличении стронциевых часов на расстоянии 15 км через стабилизированную оптоволоконную линию [118]. Особенно широкие перспективы для картографирования гравитационного потенциала открывает сличение транспортируемых оптических часов, на сегодняшний день позволяющих измерить разность высот 450 м с погрешностью 13 см [119].

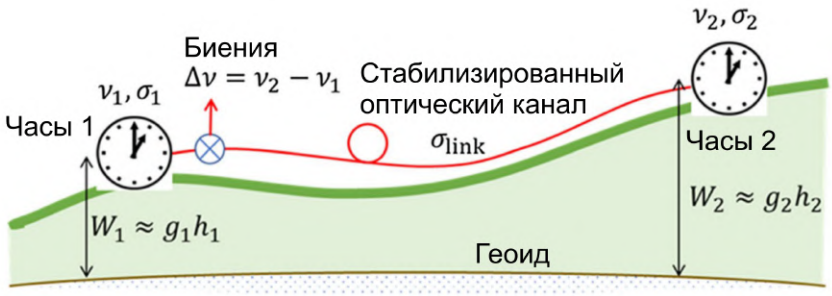


Рисунок 1.12 — Схема измерения для релятивистской геодезии. Сличение часов 1 и 2 позволяет определить разность гравитационных потенциалов W_1 и W_2 [116].

1.5.3 Радиоинтерферометрия

Оптические каналы могут быть использованы при распространении опорных сигналов для радиоинтерферометров - массивов радиотелескопов. Интерференция сигналов с нескольких разнесенных приемников позволяет увеличить угловую разрешающую способность телескопа, однако требует синхронизации временных шкал. Стабилизированные оптоволоконные каналы длиной до нескольких десятков километров используются для передачи опорного сигнала в комплексе ALMA (Чили), включающем 66 радиотелескопов [120]. Аналогичная система разрабатывается для международного проекта крупнейшего в мире радиоинтерферометра Square Kilometre Array [121]. Среднечастотная часть интерферометра, расположенная в ЮАР и состоящая из 197 параболических антенн, требует соединения оптическими каналами длиной до 175 км.

Радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ) является одним из самых передовых методов изучения Вселенной в радиочастотном диапазоне, который открывает возможность исследования активных ядер галактик, процессов образования черных дыр и т.д. Также РСДБ является важнейшим геодезическим инструментом. Данный метод подразумевает одновременное наблюдение объекта большим количеством радиотелескопов, расположенных в разных точках Земли, с последующей корреляционной обработкой. Использование оптоволоконных оптических каналов позволило обеспечить общий опорный сигнал для двух обсерваторий РСДБ, расположенных на расстоянии 600 км [122]. Несмотря на то, что шумы опорного сигнала в данный момент не являются доминирующими в погрешности РСДБ, общий опорный сигнал позволяет упростить анализ данных и более тщательно охарактеризовать другие ограничивающие факторы - атмосферные и инструментальные шумы.

1.5.4 Проверка фундаментальных теорий

Выдающиеся метрологические характеристики атомных часов делают их многообещающим инструментом для поиска физики за пределами Стандартной модели [6]. Одной из важнейших задач современной науки является определение природы темной материи, составляющей большую часть вещества во Вселенной, однако до сих пор не задетектированной напрямую. Существует большое количество теоретических моделей темной материи; согласно одной из них, она представляет собой ультралегкие бозонные поля (с массами

$\ll$ 1 эВ). При некоторых условиях эти поля могут формировать стабильные макроскопические объекты, известные как топологические дефекты. Негравитационное взаимодействие топологических дефектов с полями Стандартной модели должно приводить к флуктуациям фундаментальных констант (постоянной тонкой структуры, отношения массы протона к массе электрона), что, в свою очередь, приведет к флуктуациям частот атомных переходов [123]. Таким образом, движение Земли через скопление темной материи может быть задетектировано путем наблюдения флуктуаций частот оптических часов. Корреляционная обработка результатов сличений в распределенной сети стандартов частоты, соединенных стабилизированными оптическими каналами, позволит отличить воздействие темной материи от случайных флуктуаций. Поиск «новой физики» проводится в форме наложения все более строгих ограничений на силу этих гипотетических эффектов в различных диапазонах экспериментальных параметров (рис. 1.13).

Сличение оптических часов через стабилизированные оптические каналы позволяет проводить и другие тесты фундаментальных теорий, таких как специальная [126] и общая теории относительности [119].

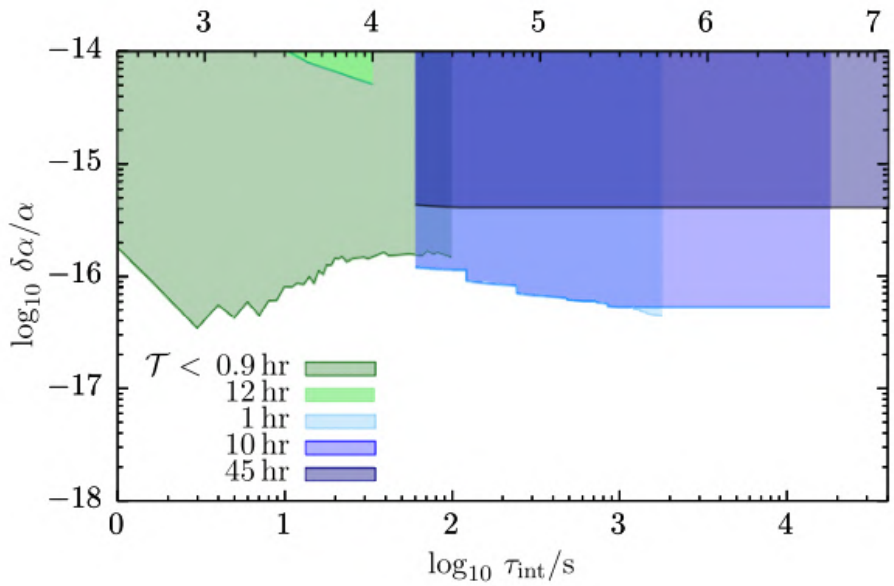
1.5.5 Классическая и квантовая связь

Фазовые шумы оптических каналов могут ограничивать эффективность передачи цифровых информационных сигналов. При использовании спектрального уплотнения каналов, т.е. при передаче нескольких сигналов на близких частотах по одному и тому же каналу, для сигнала в одном из них может осуществляться компенсация фазовых шумов. Тогда шумы в других каналах также будут частично подавлены. Широкополосная компенсация фазовых шумов продемонстрирована для каналов в спектральном диапазоне 7.2 ТГц [127]. Компенсация шумов позволяет добиться снижения модуля вектора ошибки для двоичной фазовой манипуляции более, чем на 16 % [128].

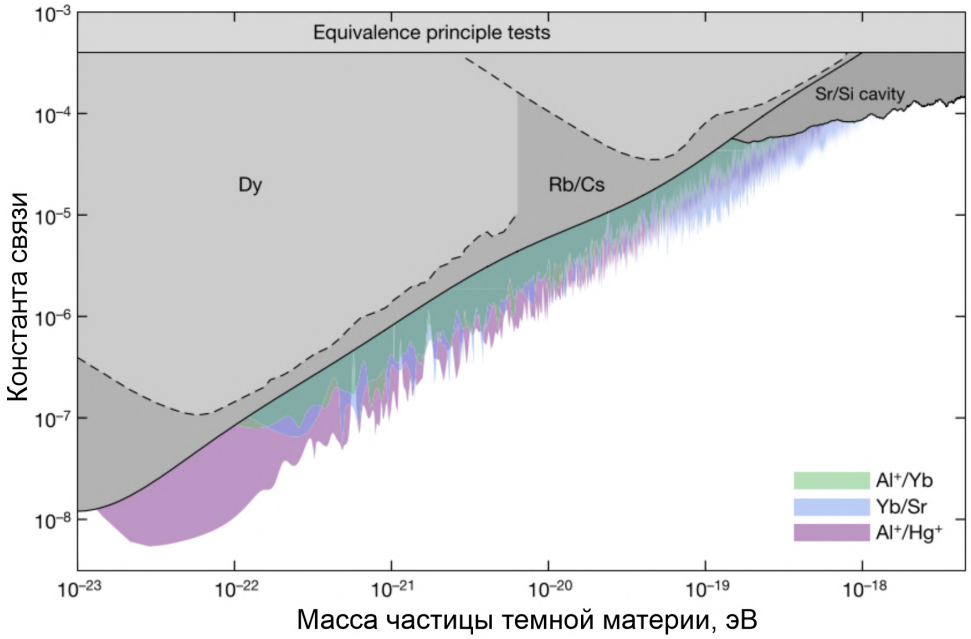
Аналогичный подход может применяться и для квантовых защищенных линий связи. Для реализации протокола полей-близнецов пользователи на противоположных концах линии должны отправить в промежуточный узел фазово-когерентные ослабленные лазерные импульсы. Для детектирования и компенсации фазовых шумов, приобретаемых импульсами при движении к промежуточному узлу, можно использовать излучение постоянного лазера, передаваемое в том же физическом, но в другом спектральном канале. Такой подход позволяет снизить вклад фазовых шумов канала в квантовую вероятность ошибки на бит до уровня менее 1% при передаче сигналов по оптоволоконному каналу длиной 206 км с потерями 65 дБ [129].

1.5.6 Каналы передачи в качестве сенсоров

Существует и обратный подход к использованию систем детектирования фазовых шумов оптических каналов передачи - не для компенсации шумов, а для использования в качестве различных сенсоров.



а) Ограничения на относительные флуктуации постоянной тонкой структуры в зависимости от времени изменения значения τ_{int} [124].



б) Ограничения на массу частиц темной материи и силу связи темной материи с полями Стандартной модели [125].

Рисунок 1.13 — Ограничения на эффекты «новой физики», полученные путем сличения оптических часов через стабилизированные оптоволоконные каналы.

При интерференции двух сигналов, распространяющихся навстречу друг другу в кольцевой конфигурации канала, можно детектировать фазовый сдвиг, пропорциональный угловой скорости вращения полученного замкнутого контура (эффект Саньяка). Использование длинных подземных оптоволоконных каналов позволяет создать интерферометр, который сочетает в себе высокую чувствительность лазерного гироскопа и широкий динамический диапазон волоконного гироскопа [130]. Подобный интерферометр может быть использован для мониторинга флуктуаций скорости вращения Земли.

Также в качестве сенсора можно использовать подводные волоконные линии длиной от нескольких десятков километров: наблюдение за фазовыми шумами, вносимыми данным каналом в оптический сигнал под воздействием сейсмических волн, позволяет детектировать землетрясения на расстоянии 25 - 18 500 км от эпицентра [131]. В дальнейшем аналогичный подход может применяться для исследования океанических течений и изменений климата [132].

Глава 2. Передача сигналов частоты по оптоволоконным линиям

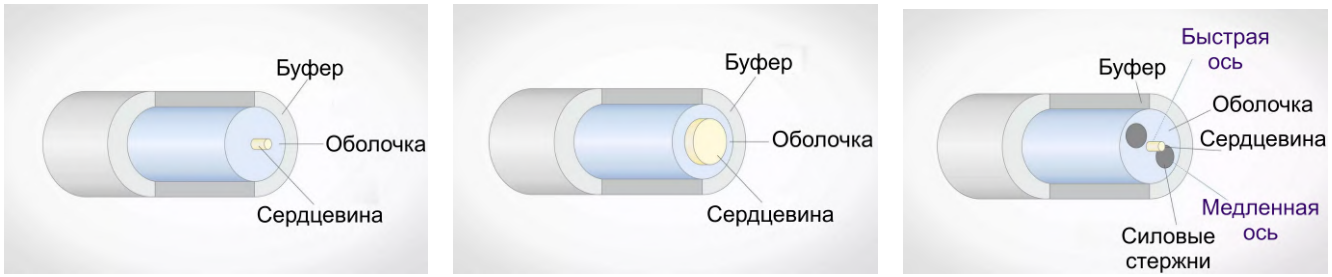
Работы по созданию оптических часов и высокостабильных лазеров, проводимые в ФИАН, требуют наличия стабилизированных каналов передачи, как для соединения частей лабораторных установок, так и для перспективных применений оптических стандартов, подразумевающих распространение сигнала на большие расстояния. Самым распространенным каналом для передачи оптических сигналов, в том числе высокостабильных, являются оптоволоконные линии.

В разделе 2.1 даются краткие сведения об оптическом волокне, рассматриваются причины возникновения и величина фазовых шумов, вносимых волоконной линией в оптический сигнал. В разделе 2.2 рассматривается мировой опыт использования волоконных линий для передачи высокостабильных сигналов. В разделе 2.3 приводятся результаты экспериментальных исследований передачи по волоконным линиям разной длины, рассматривается работа системы активной компенсации шумов при воздействии механических вибраций на канал передачи.

2.1 Оптическое волокно

2.1.1 Основные сведения

Оптическое волокно представляет собой нить из оптически прозрачного материала (наиболее часто - из плавленного кварца) и используется для переноса света внутри себя посредством полного внутреннего отражения. Наиболее популярной является коаксиальная конструкция со ступенчатым переходом, состоящая из сердцевины с показателем преломления n_{core} и оболочки с показателем преломления n_{clad}. Также волокно может быть заключено в дополнительные буферные оболочки, изолирующие его от воздействия внешней среды (рис. 2.1).



а) Одномодовое (SM) б) Многомодовое (MM) в) Поляризационно-поддерживающее (PM)

Рисунок 2.1 — Структура оптического волокна со ступенчатым профилем показателя преломления.

Оптические волокна могут быть одномодовыми или многомодовыми. Диаметр сердцевины одномодового волокна (англ. SM - single-mode) составляет 7-11 мкм, оболочки - 125 мкм [133]. Благодаря малому диаметру сердцевины оптическое излучение распространяется

по волокну в одной (фундаментальной) моде. Волокно с диаметром жилы D является одномодовым для распространения излучения с длиной волны λ, если его нормализованная частота, вычисляемая по формуле

$$V = \frac{\pi D}{\lambda}\sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2}, \tag{2.1}$$

удовлетворяет условию $V < 2.405$.

Многомодовые (англ. MM - multi-mode) волокна отличаются от одномодовых диаметром сердцевины, который составляет 50 микрон в европейском стандарте [134] и 62.5 микрона в североамериканском и японском стандартах. Многомодовое волокно имеет большую числовую апертуру, что позволяет уменьшить потери излучения при заводе в него. Из-за большого диаметра сердцевины по многомодовому волокну распространяется несколько мод излучения, и как следствие, возникает модальная дисперсия - распространение различных частей сигнала с разными групповыми скоростями, поэтому такие волокна не подходят для передачи высокостабильных сигналов частоты.

Обычное волокно является симметричным относительно сердцевины, поэтому все поляризационные компоненты должны распространяться с одинаковой фазовой скоростью. Однако случайно расположенные дефекты, а также изгибы волокна приводят к появлению локального двулучепреломления, и, как следствие, к произвольному изменению поляризации излучения при прохождении через такое волокно. Для применений, требующих сохранения поляризации, используется поляризационно-поддерживающее (англ. PM - polarization maintaining) волокно. В его конструкцию внесена ассиметрия, что приводит к появлению двух определенных поляризационных мод с сильно отличающимися фазовыми скоростями (рис. 2.1в). Если на входе в волокно поляризация излучения совпадает с одной из этих мод, то при распространении она сохраняется.

При прохождении расстояния L в поглощающей среде мощность лазерного излучения изменяется по следующему закону:

$$P = P_0 e^{-\alpha L}, \tag{2.2}$$

где α - коэффициент затухания, часто записываемый в следующей форме [135]:

$$\alpha[\text{дБ/км}] = -\frac{10}{L}\lg\left(\frac{P}{P_0}\right) \approx 4.343\alpha[1/\text{км}]. \tag{2.3}$$

Потери излучения при распространении в кварцевом волокне, в основном, определяются рэлеевским рассеянием и поглощением. На рис. 2.2 приведена зависимость коэффициента затухания оптического сигнала в волокне от длины волны. Диапазон длин волн, в котором имеет место меньшее по сравнению с другими диапазонами затухание, называется окном прозрачности. Стандартное ступенчатое оптическое волокно имеет три окна прозрачности с центральными длинами волн 850 нм, 1310 нм и 1550 нм. Наименьшее затухание (около 0.2 дБ/км) наблюдается в последнем из них, что объясняет повсеместное использование этой длины волны для телекоммуникационных целей.

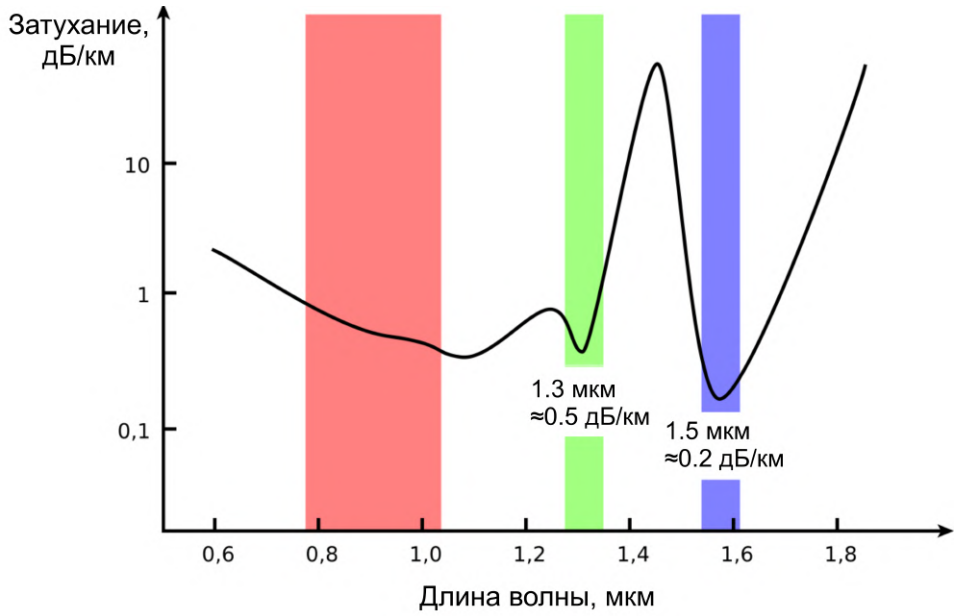


Рисунок 2.2 — Зависимость затухания излучения в кварцевом оптоволокне от длины волны излучения.

При повышении мощности сигнала оптические потери в волокне могут увеличиваться из-за нелинейных эффектов. Пороговая мощность вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), при достижении которой значительная часть сигнала испытывает обратное рассеяние, вычисляется как [135]

$$P_{thr} = \frac{21\pi D^2 \alpha}{4 g_B}\left(1 + \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_B}\right) \tag{2.4}$$

где D - диаметр сердцевины волокна, α - коэффициент затухания, g_B - коэффициент ВРМБ-усиления, $\Delta\nu$ - ширина спектра передаваемого сигнала, $\Delta\nu_B$ - ширина бриллюэновской линии. При передаче по одномодовому волокну (свойства которого приведены в табл. 2.1) сигнала с шириной спектра $\ll 10$ МГц, пороговая мощность может составлять около нескольких мВт, что ограничивает мощность отправляемого излучения. Вынужденное комбинационное рассеяние имеет более высокий порог, поэтому обычно не накладывает дополнительных ограничений.

2.1.2 Фазовые шумы в оптоволокне

Причиной возникновения фазовых шумов в волоконных линиях является воздействие внешней среды на длину оптического пути. Фазовые шумы, вносимые каналом единичной длины в точке z в момент времени t в сигнал на частоте ν_0 вследствие флуктуаций температуры $\Delta T(z,t)$, давления $\Delta P(z,t)$ и относительной влажности $\Delta RH(z,t)$, равны:

$$\delta\phi_{link}(z,t) = \frac{2\pi\nu_0 n}{c}\left[\left(\alpha_L + \frac{1}{n}\alpha_n\right)\Delta T(z,t) + \right.$$
$$\left. + (\beta_L + \beta_n + \beta_D + \beta_{strain})\Delta P(z,t) + \beta_{RH}\Delta RH(z,t)\right]. \tag{2.5}$$

Полную величину фазовых шумов канала можно вычислить, проинтегрировав возмущения по всей длине канала (см. формулу 1.42).

Влияние флуктуаций температуры на фазу сигнала определяется термо-оптическим коэффициентом $\alpha_n = \frac{dn}{dT}$ и коэффициентом теплового расширения $\alpha_L = \frac{1}{L}\frac{dL}{dT}$ [136]. Колебания температуры обычно являются довольно медленными, и оказываются значимыми на временах усреднения более 1 с. Для волоконных линий, расположенных под землей, наиболее заметными являются суточные и сезонные колебания температуры. Для лабораторных волоконных линий доминирующее влияние может иметь цикл работы вентиляционного или климатического оборудования.

На временах усреднения менее 1 с существенное влияние на длину оптического пути могут оказывать вибрационные и акустические воздействия. Коэффициенты β_L, β_n, β_D отражают зависимость длины волокна и коэффициента преломления от поперечного давления и модальную дисперсию из-за изменения диаметра сердцевины волокна, соответственно [137]. Данные коэффициенты могут быть использованы для вычисления влияния, оказываемого давлением акустических волн на подвешенные в воздухе волоконные линии. В то же время в экспериментальных исследованиях наблюдается существенно более высокая чувствительность длины оптического пути к акустическому воздействию [138]. Дело в том, что чаще всего волокна находятся в контакте с какой-либо поверхностью, также подверженной воздействию акустики. Колебания поверхности за счет трения приводят к натяжению волокон. Чувствительность к акустическому воздействию возрастает на несколько порядков (что можно охарактеризовать коэффициентом β_{strain}), в то время как спектр возбуждений остается неизменным.

Само оптическое волокно не чувствительно к изменению относительной влажности, однако такой чувствительностью обладает буферная полиимидная оболочка. Волокно в такой оболочке может иметь ненулевой коэффициент гигроскопического продольного расширения β_{RH} [139]. Если температура и относительная влажность сильно скоррелированы, для вычисления величины фазовых шумов могут быть использованы более сложные модели [140].

Величины коэффициентов, характеризующих одномодовое волокно, представлены в табл. 2.1. Рассмотрим типичные значения вносимой волоконной линией относительной нестабильности частоты. Для короткой линии в лабораторных условиях шумы на всей длине канала можно считать скоррелированными, то есть их амплитуды будут суммироваться. Соответствующий сдвиг частоты вычислим как $\Delta\nu = \phi_{link}/\Delta t$.

Пусть длина волоконной линии $L = 5$ м, длина волны передаваемого сигнала - 1550 нм. Изменение температуры на 1 К за 1 час (что может соответствовать работе системы кондиционирования) приводит к сдвигу частоты около 10 мГц (т.е. к относительному сдвигу частоты 5×10^{-17}). Воздействие акустических вибраций на частоте 200 Гц (период колебаний 0.005 с) при звуковом давлении 60 дБ (громкий разговор), что соответствует колебаниям давления на 0.02 Па, может приводить к смещению частоты около 160 мГц (относительный сдвиг частоты - 8×10^{-16}). Таким образом, даже короткие линии в лабораторных условиях могут ухудшать характеристики сигналов частоты оптических стандартов, что подтверждается экспериментальными данными [141].

Для вычисления шумов длинной линии, вызываемых флуктуациями температуры, воспользуемся формулой 1.54. Пусть флуктуации температуры являются случайными

блужданиями, т.е. $\Delta T(t) = \sqrt{At}$. Тогда СПМ флуктуаций температуры $S_T(f) = \frac{3A}{2\pi^2 f^2}$, соответствующая СПМ фазовых шумов $S_{remote,\,free}(f) = LS_{\delta\phi}(f) = L[\frac{2\pi\nu_0 n}{c}\left(\alpha_L + \frac{1}{n}\alpha_n\right)]^2 S_T(f)$. Шумы канала при заданных условиях являются белым шумом частоты, их относительная нестабильность определяется зависимостью $\sigma_{link}(\tau) = \sqrt{3A}\frac{n}{c}\left(\alpha_L + \frac{1}{n}\alpha_n\right)\sqrt{\frac{L}{\tau}}$. Для изменения температуры на 1 К за половину суток $A = 1/(3600 \times 12)$ получим $\sigma_{link}(\tau) \approx 3 \times 10^{-16}\sqrt{\frac{L}{\tau}}$.

Таблица 2.1 — Свойства одномодового волокна из плавленного кварца SMF-28 на длине волны 1550 нм [133; 135—137; 142; 143].

Коэффициент	Значение
n	1.468
g_B	2×10^{-11} м/Вт
$\Delta\nu_B$	20 - 50 МГц
α	0.2 дБ/км$\equiv 4.6 \times 10^{-5}$ м$^{-1}$
α_L	0.55×10^{-6} К$^{-1}$
α_n	10.6×10^{-6} К$^{-1}$
β_L	-9.4×10^{-12} Па$^{-1}$
β_n	6.6×10^{-12} Па$^{-1}$
β_D	-6×10^{-15} Па$^{-1}$
β_{strain}	0 / 8.4×10^{-9} Па$^{-1}$
β_{RH}	0 / 1.58×10^{-6} %$^{-1}$
$dn/d\nu$	6×10^{-17} Гц$^{-1}$
D_{PMD}	0.2 пс/км$^{-1/2}$
γ	1.063 Вт$^{-1}$км$^{-1}$

2.1.3 Невзаимность оптоволоконных линий

К невзаимности оптоволоконных линий (т.е. отличию фазовых шумов, вносимых в сигнал при прохождении в прямом направлении и обратном) могут приводить хроматическая и поляризационно-модовая дисперсия. Рассмотрим влияние этих эффектов на активную компенсацию шумов.

В разделе 1.4.3.6 было вычислено, какая нестабильность частоты вносится в сигнал при сдвиге частоты оптического сигнала на стороне получателя на величину ν_{shift}. Помимо прямого влияния на фазу сигнала, сдвиг частоты также оказывает влияние благодаря наличию хроматической дисперсии среды:

$$\phi_{back} - \phi_{forward} = \frac{\nu_{shift}}{n}\frac{dn}{d\nu}\phi_{forward} \tag{2.6}$$

Используя величину хроматической дисперсии для одномодового волокна на длине волны 1550 нм (см. табл. 2.1), оценим соответствующую относительную нестабильность при $\nu_{shift} = 100$ МГц:

$$\sigma_{CD} = \frac{\nu_{shift}}{2n}\frac{dn}{d\nu}\sigma_{link} = 2 \times 10^{-9}\sigma_{link}. \tag{2.7}$$

Если при отражении излучения на стороне получателя производится поворот поляризации на 90° (что может использоваться для компенсации флуктуаций поляризации [144]), то невзаимность вносится поляризационно-модовой дисперсией [106]:

$$\phi_{back} - \phi_{forward} = \frac{\tau_{DGD}}{2T}\phi_{forward}, \tag{2.8}$$

где τ_{DGD} - дифференциальная групповая задержка. Относительная нестабильность, вносимая поляризационно-модовой дисперсией, определяется отношением дифференциальной групповой задержки к времени прохождения канала:

$$\sigma_{PMD} = \frac{\tau_{DGD}}{4T}\sigma_{link}. \tag{2.9}$$

Для поляризационно-поддерживающих волокон, имеющих заданное двулучепреломление $B_m = n_{fast} - n_{slow}$, это отношение принимает вид

$$\frac{\tau_{DGD}}{4T} = \frac{B_m}{4n} \approx 10^{-4}. \tag{2.10}$$

В обычном одномодовом волокне двулучепреломление появляется из-за наличия дефектов. Случайный характер распределения дефектов приводит к зависимости $\tau_{DGD} = D_{PMD}\sqrt{L}$, т.е.

$$\frac{\tau_{DGD}}{4T} = \frac{cD_{PMD}}{4n\sqrt{L}} \sim 3 \times 10^{-7}/\sqrt{L}. \tag{2.11}$$

Также невзаимными могут быть фазовые шумы, возникающие из-за нелинейности оптоволоконного канала. Набег фазы за счет самомодуляции вычисляется как [135]

$$\phi_{NL} = \frac{\gamma P_0}{\alpha}, \tag{2.12}$$

где γ - параметр нелинейности, P_0 - мощность передаваемого сигнала, α - коэффициент затухания. Невзаимность появляется, так как обратный сигнал на входе в канал имеет другую мощность. Пусть мощность обратного сигнала $\ll P_0$, тогда спектральная плотность мощности некомпенсируемых шумов

$$S_{NL}(\omega) = \left(\frac{\gamma P_0}{2\alpha}\right)^2 RIN(\omega). \tag{2.13}$$

При $P_0 = 1$ мВт получим $S_{NL}(f) \approx 10^{-4} RIN(f)$, что пренебрежимо мало для всех реалистичных значений RIN.

2.2 Существующие стабилизированные волоконные каналы

Развитие передачи высокостабильных сигналов частоты по оптоволоконным линиям было подготовлено прогрессом в области телекоммуникаций. Для распространения сигналов на большие расстояния применяется разветвленная волоконная инфраструктура передачи интернет-траффика. Такие волокна, в основном, прокладываются под землей, что снижает влияние температурных флуктуаций и вибраций.

С использованием оптоволоконных линий продемонстрирована передача различных типов сигналов. Радиочастотный сигнал на частоте 9.15 МГц, записанный на оптическую

несущую, был передан по линии длиной 86 км с внесением относительной нестабильности 1.3×10^{-15} за время усреднения 1 с и менее 10^{-18} за 1 день, что существенно превосходит показатели спутниковых методов [102]; была исследована передача РЧ сигналов по линиям длиной до 420 км [145]. Стабильность РЧ-передачи ограничивается эффектами хроматической и поляризационно-модовой дисперсии, так как на модулированный сигнал они оказывают большее влияние, чем на оптическую несущую.

Одновременная передача РЧ и оптического сигналов при помощи отправки излучения фемтосекундной гребенки частот по волоконной линии длиной 7.7 км продемонстрирована в [146] с внесением относительной нестабильности 2×10^{-18} для оптического сигнала и 4×10^{-17} для микроволновой частоты за время усреднения ~ 4000 с. Развитие этого метода позволило передать сигналы точной частоты и времени по линии длиной 159 км [147].

Наибольшее развитие получила передача сигналов оптической частоты в виде излучения непрерывного лазера на длине волны 1.5 мкм. На начальных этапах для ультрастабильных сигналов использовались отдельные «темные» волокна [101; 148]. На данный момент отработана схема передачи сигнала по одной линии вместе с интернет-траффиком [149; 150]. В этом случае используется технология спектрального уплотнения (англ. DWDM - dense wavelength-division multiplexing), которая подразумевает распространение нескольких потоков данных на разных несущих частотах в диапазоне 1530-1565 нм, отстоящих друг от друга на 50-100 ГГц. Одна из таких частот может быть выделена под ультрастабильный сигнал.

Как обсуждалось выше, мощность излучения на входе в канал ограничивается несколькими милливаттами из-за вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Таким образом, для передачи сигналов по каналам длиной более 100 км, когда оптические потери составляют более 20 дБ, необходимо промежуточное усиление сигнала. Телекоммуникационные линии имеют промежуточные эрбиевые волоконные усилители (англ. EDFA - erbium-doped fiber amplifier), однако они являются однонаправленными, что не позволяет реализовать схему активной компенсации шумов. Поэтому такие усилители необходимо обходить, выделяя ультрастабильный сигнал при помощи оптических мультиплексоров ввода-вывода (англ. OADM - optical add-drop multiplexer) на промежуточных усилительных станциях.

Для усиления ультрастабильных сигналов можно использовать двунаправленные эрбиевые волоконные усилители [151]. Данные усилители представляют собой участок активного легированного эрбием оптоволокна, накачка которых осуществляется чаще всего на длине волны 980 нм. EDFA обеспечивают усиление в широком спектральном диапазоне (1530-1580 нм). Основной источник шумов EDFA - усиленное спонтанное излучение. Из-за отражений на различных соединительных узлах и рэлеевского рассеяния двунаправленные EDFA могут вызывать флуктуации мощности сигнала, что приводит к проскальзываниям цикла. Влияние данного фактора может быть подавлено при использовании усиления величиной не более 15-20 дБ.

Большего усиления позволяют добиться усилители на основе вынужденного комбинационного рассеяния [130] или рассеяния Мандельштама-Бриллюэна [152; 153]. Усиление осуществляется за счет ввода в волоконную линию мощного излучения накачки, отстроенного от передаваемого излучения на частоту оптических (≈ 13 ТГц) или акустических (≈ 11

ГГц) фононов. Бриллюэновские усилители позволяют получить усиление около 50 дБ, однако полоса усиления составляет всего 20 МГц, что делает необходимым стабилизацию частоты лазера накачки. Кроме того, в данном случае осуществляется усиление только встречного излучения. Вынужденное комбинационное рассеяние усиливает как встречное, так и попутное излучение, имеет полосу усиления шириной несколько ТГц, но его эффективность на два порядка ниже, чем у бриллюэновского.

Все более популярным альтернативным методом становится фазовая привязка лазеров-повторителей, расположенных на промежуточных станциях, к полученному излучению. Мощность повторителя не зависит от флуктуаций мощности полученного сигнала. Помимо этого, повторители делают возможной отдельную компенсацию шумов каждого из сегментов канала между промежуточными станциями [154]. Разбивка канала на более короткие участки позволяет снизить неустранимый шум задержки и создавать разветвленные сети для распространения сигнала [28]. Для линий длиной более 1000 км используются различные комбинации описанных методов усиления [155].

Длинные волоконные линии для передачи оптических сигналов частоты созданы в США [106], Германии [156], Франции [107], Великобритании [157], Италии [158], Нидерландах [159], Швейцарии [160], Польше [145], Японии [161], Китае [162], Австралии [163]. В России волоконные линии до недавнего времени применялись только для передачи радиочастотных сигналов частоты [50; 53].

Прогресс в данной области закономерно привел к созданию сетей стабилизированных оптоволоконных линий, соединяющих научные институты, занимающиеся метрологическими исследованиями [26—28; 129]. Также разработаны методы, позволяющие извлекать ультрастабильный сигнал в любой промежуточной точке канала с сохранением его метрологических характеристик [163—166]. На рис. 2.3 приведена схема наиболее разветвленной европейской оптоволоконной сети для передачи ультрастабильных сигналов. Данная сеть позволила провести сличение двух ультрастабильных лазеров с использованием канала передачи суммарной длиной 2200 км на уровне относительной нестабильности 7×10^{-17} в диапазоне времен усреднения 30-200 с [157]. Кроме того, разработаны и реализованы методы передачи сигналов точного времени с пикосекундной точностью, что превосходит показатели спутниковых методов [167; 168]. Созданные сети активно используется для фундаментальных экспериментов и прикладных задач.

Масштабирование метрологических сетей ставит вопрос о межконтинентальных каналах связи. В таком качестве могут быть использованы подводные оптоволоконные линии (рис. 2.4). Наиболее существенным препятствием на данном пути является отсутствие доступа к промежуточным однонаправленным усилителям, а значит, невозможность реализации схемы активной компенсации фазовых шумов. Возможным решением является использование двухсторонней передачи частоты по двум расположенных рядом каналам. Использование этого метода было продемонстрировано для подземных волоконных линий длиной 100 км с относительной нестабильностью 2×10^{-17} на времени усреднения 40 000 с [100]. Шумы подводных линий в акустическом диапазоне существенно ниже, чем шумы подземных, однако могут иметь большую величину на частоте 100 Гц из-за вибраций проходящих рядом высо-



Рисунок 2.3 — Европейская сеть оптоволоконных линий между научными институтами для передачи ультрастабильных сигналов [129].

ковольтных кабелей. Это дает возможность оценить достижимую нестабильность частоты, вносимую подводной линией длиной 7000 км при двусторонней передаче, на уровне 10^{-16}, что соответствует характеристикам спутниковых методов передачи, однако позволяет достичь их на существенно более малых временах усреднения [169]. Уже сегодня передача оптического сигнала частоты по линии между Великобританией и Канадой используется в качестве сенсора для задач сейсмологии [132].

2.3 Экспериментальное исследование передачи сигналов частоты по оптоволоконным линиям на длине волны 1140 нм

В данном разделе описано создание системы активной компенсации фазовых шумов и исследование ее характеристик при передаче сигнала частоты по оптоволоконным линиям различной длины. В качестве сигнала частоты использовалось излучение лазера на длине волны 1140 нм, применяемого для спектроскопии узкого перехода в атомах тулия для создания оптического репера частоты [38; 39]. Было проведено исследования передачи сигнала по коротким поляризационно-поддерживающим оптоволокнам, используемым для соединения

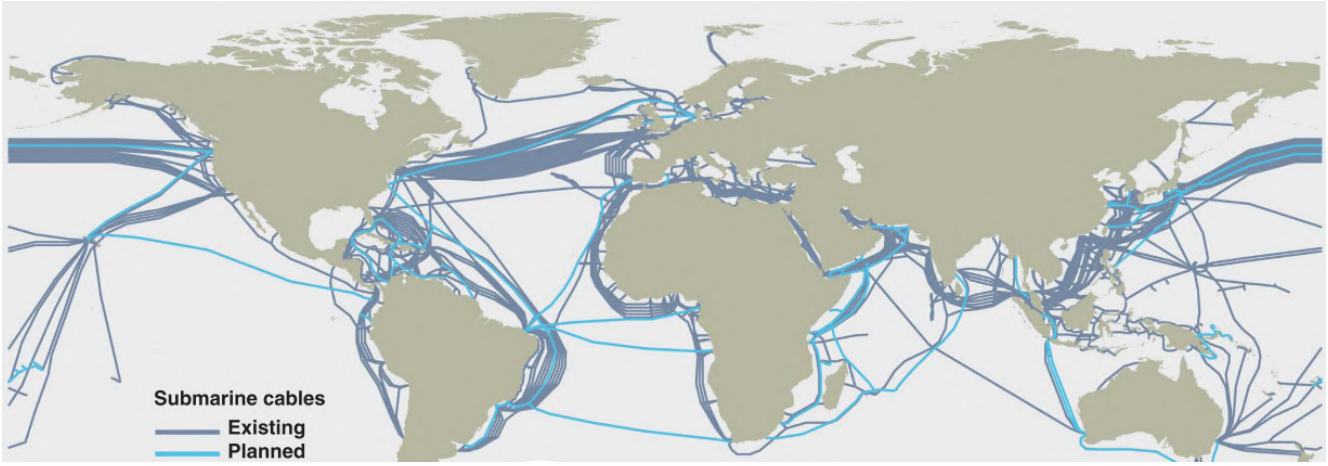


Рисунок 2.4 — Существующие (серые) и планируемые к созданию (синие) подводные оптоволоконные линии связи [129].

различных блоков оптических часов, и по одномодовым линиям длиной несколько километров.

2.3.1 Экспериментальная установка

Для исследования передачи сигнала частоты по оптоволоконным линиям с активной компенсацией шумов была собрана экспериментальная установка, состоящая из оптической интерферометрической схемы, электронной петли обратной связи и узла измерения стабильности частоты (рис. 2.5).

Оптическая часть схемы была собрана на оптической плите размером 40×40 см (рис. 2.8а). В роли источника излучения использовался полупроводниковый лазер Toptica DL-100 на длине волны 1140 нм. Ширина спектра излучения данного лазера составляет около 100 кГц, что позволяет передавать его сигнал с активной компенсацией шумов по линиям, длина которых много меньше 2 км (см. раздел 1.4.3.3). При исследовании передачи по длинным линиям выполнялась дополнительная стабилизация частоты лазера по внешнему опорному резонатору.

Излучение лазера при помощи поляризационного светоделителя (ПСД) разделялось на опорный и основной пучки, для регулировки баланса интенсивности между пучками использовалась полуволновая фазовая пластинка ($\lambda/2$). Основной пучок проходил через акустооптический модулятор IntraAction AOM-40N, смещающий частоту излучения на 29 МГц, и при помощи коллиматора заводился в волоконную линию. При исследовании передачи по поляризационно-поддерживающему волокну поляризация пучка совмещалась с одной из осей волокна при помощи полуволновой пластинки. На выходе волоконной линии пучок вновь коллимировался и, отразившись от зеркала, отправлялся в обратном направлении. Четвертьволновая пластинка ($\lambda/4$) обеспечивала преобразование поляризации в ортогональную. В такой конфигурации флуктуации поляризации при прохождении канала в прямом и обратном направлениях взаимно компенсируются [144], что позволяет получать более стабильную мощность гетеродинного сигнала. Опорный пучок проходил по короткому плечу интерферометру длиной около 10 см также с поворотом поляризации. Пучки совмещались

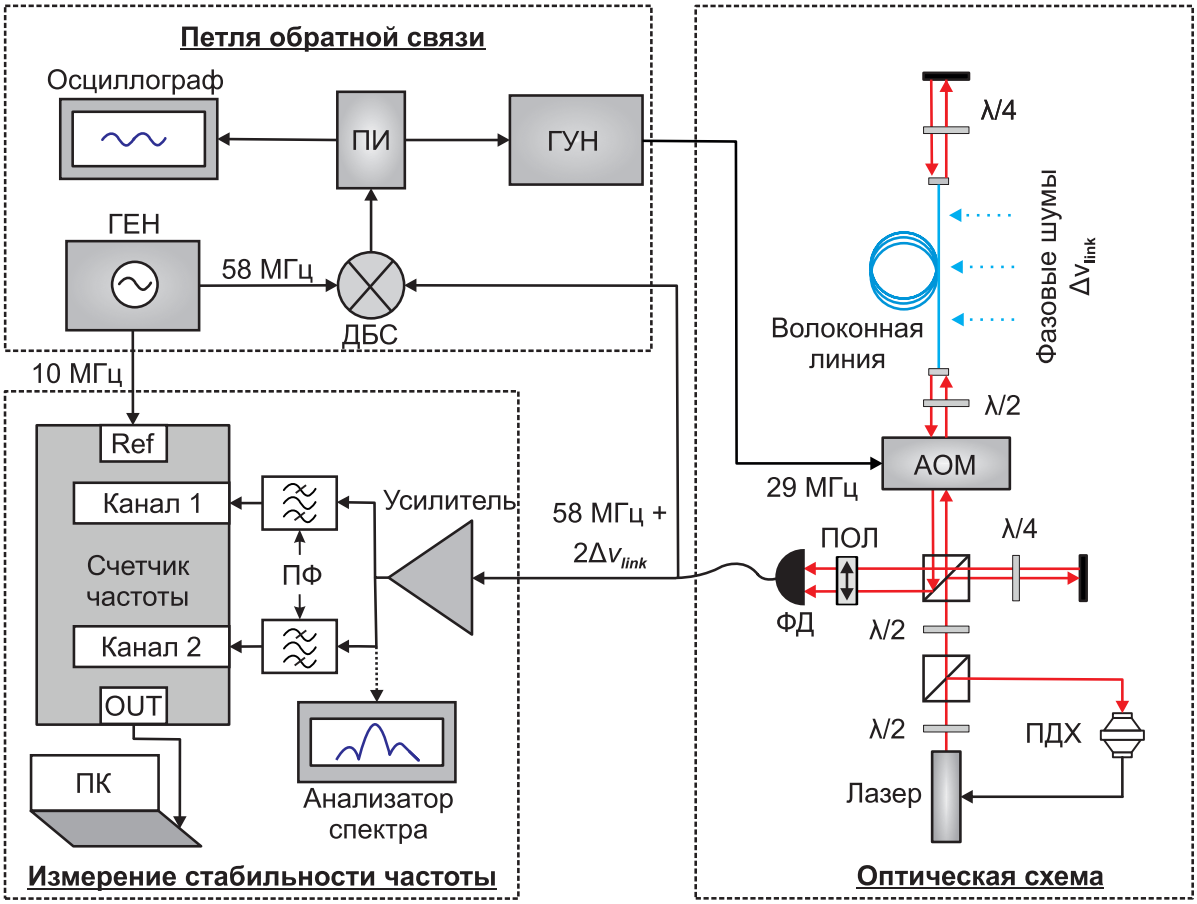


Рисунок 2.5 — Схема установки для исследования передачи сигналов оптической частоты по волоконным линиям. ФД - фотодетектор, AOM - акустооптический модулятор, $\lambda/2$ - полуволновая фазовая пластинка, $\lambda/4$ - четвертьволновая фазовая пластинка, ПОЛ - поляризатор, ГЕН - РЧ-генератор, ПИ - пропорционально-интегральный усилитель, ГУН - генератор, управляемый напряжением, ДБС - двойной балансный смеситель, ПФ - полосовой фильтр, ПК - персональный компьютер, Ref - опорный вход, OUT - USB-выход, ПДХ - схема стабилизаиции частоты лазера методом Паунда-Дривера-Холла.

на InGaAs pin-фотодиоде Hamamatsu G8370. Так как между пучками с ортогональными поляризациями невозможно наблюдать интерференцию, перед фотодетектором их поляризации проецировались на ось под углом 45° к горизонтали при помощи поляризатора (ПСД в поворотной оправе).

В первоначальной конфигурации, использованной для исследования передачи по короткому каналу, акусто-оптический модулятор находился на дальней стороне канала передачи. Для короткой линии всеми эффектами, связанными с задержкой сигнала, можно пренебречь, так что это не оказывало влияния на результаты. При исследованиях передачи по длинным линиям AOM был помещен перед заводом в оптоволоконную линию, как это указано на схеме 2.5.

На фотодетекторе наблюдались биения на частоте 58 МГц. Сигнал с фотодетектора делился при помощи разветвителя Mini-Circuits ZESC-2-11+. Одна часть сигнала использовалась для измерения частоты, а вторая - в петле обратной связи. Сигнал в петле обратной связи подавался на один из входов фазового детектора (двойного балансного смесителя)

Mini-Circuits ZRPD-1. На опорный вход детектора подавался сигнал 58 МГц от опорного генератора SRS SG382. Выходной сигнал фазового детектора подавался на пропорционально-интегральный усилитель (ПИ), который формировал сервосигнал и подавал его на генератор, управляемый напряжением (ГУН) IntraAction DE-405, осуществляющий управление акусто-оптическим модулятором. При оптимизации параметров компенсации минимизировалась амплитуда сигнала ошибки, наблюдаемая при помощи осциллографа. Также информацию о качестве фазовой привязки можно было получать, наблюдая за спектром сигнала биений при помощи спектроанализатора.

В ходе исследований отдельно проводились серии измерений без активной компенсации шумов и при ее наличии. При отсутствии компенсации для управления АОМ использовался РЧ-генератор SRS SG382, так как собственные шумы ГУН без обратной связи превышали фазовые шумы волокна.

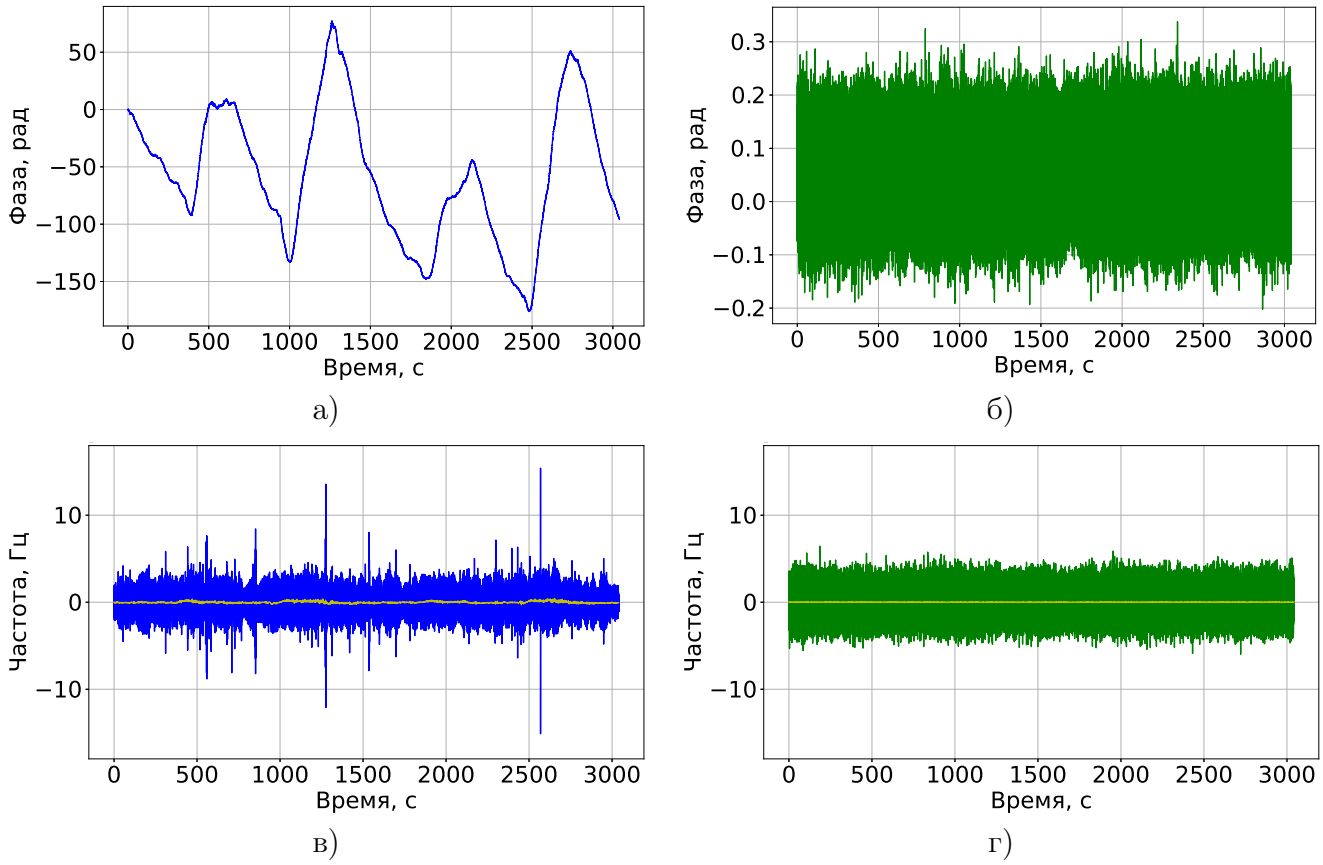
Для исследования вносимых в сигнал частоты шумов анализировалась частота локального сигнала. Как будет продемонстрировано далее, неустранимые шумы задержки и невзаимные шумы для исследуемых длин каналов существенно меньше, чем обеспечиваемый электронной частью системы компенсации уровень остаточных шумов, поэтому можно пренебречь отличием шумов локального сигнала от удвоенных шумов удаленного. Сигнал биений усиливался, делился при помощи разветвителя и записывался двумя независимыми каналами счетчика K+K FXE в П-режиме с временем усреднения 10 мс. Два канала с различными полосовыми фильтрами использовались для «избыточного счета» (см. раздел 1.1.6). РЧ-генераторы и счетчик частоты синхронизировались при помощи общего опорного сигнала 10 МГц.

2.3.2 Передача сигнала по короткой волоконной линии

На первом этапе исследовалась передача сигнала по поляризационно-поддерживающей волоконной линии длиной 5 м в трехмиллиметровой буферной оболочке.

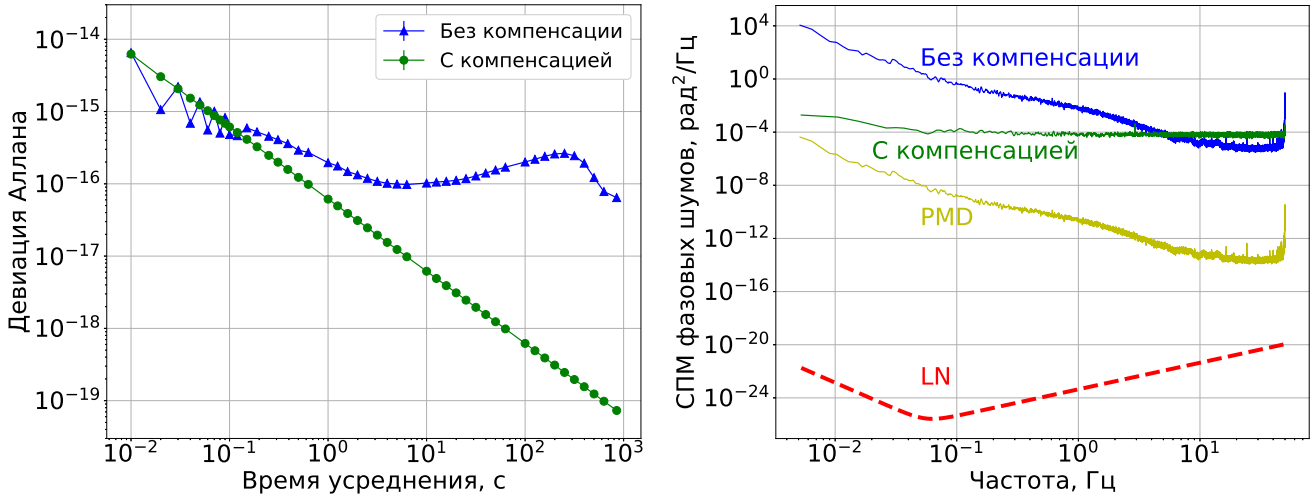
На рис. 2.6 приведено сравнение шумов фазы и частоты переданного сигнала без активной компенсации и при ее наличии. Без активной компенсации фаза сигнала флуктуировала с характерным периодом около 1600 с. Компенсация шумов позволила снизить размах флуктуаций более, чем в 400 раз. Подавление частотных флуктуаций хорошо заметно при сравнении данных, усредненных за интервал 1 с.

На рис. 2.7 приведены соответствующие относительная нестабильность частоты и СПМ фазовых шумов. В отсутствие компенсации на малых временах усреднения наблюдались связанные с электросетью шумы на частоте 50 Гц, на частотах 0.06 - 2 Гц преобладал белый шум частоты. Относительная нестабильность достигала значения 10^{-16} на времени усреднения около 4 с, затем шумы канала переставали усредняться с увеличением времени наблюдения. «Горб» нестабильности на временах 100 - 1000 с связан с колебаниями температуры в лаборатории. Активная компенсация шумов позволила достичь относительной нестабильности частоты $6 \times 10^{-17}/\tau$. Небольшое повышение шумов на малых временах усреднения объясняется неоптимальной работой электронной части схемы на первом этапе исследований. Тем



а) б) в) г)

Рисунок 2.6 — Шумы фазы (а, б) и частоты (в, г), внесенные в сигнал оптической частоты поляризационно-поддерживающим волокном длиной 5 м без компенсации шумов (синий) и с активной компенсацией (зеленый). Окно усреднения счетчика - 10 мс. Желтым отмечены усредненные за 1 с частотные данные.



а) Девиация Аллана

б) Спектральная плотность мощности фазовых шумов. Дополнительно указана оценка влияния шумов передающего лазера (LN) и поляризационно-модовой дисперсии (PMD)

Рисунок 2.7 — Характеристики фазовых шумов, внесенных в сигнал оптической частоты поляризационно-поддерживающим волокном длиной 5 м без компенсации шумов (синий) и с активной компенсацией (зеленый).

не менее, нестабильность ниже единицы восемнадцатого знака достигалась приблизительно за одну минуту усреднения.

Также на рис. 2.7б представлена оценка вкладов наиболее важных факторов, которые могут ограничивать эффективность компенсации. Так как точный спектр шумов нестабилизированного лазера неизвестен, он был смоделирован, исходя из предположения, что излучение имеет лоренцевскую форму линии с шириной 100 кГц и его центральная частота подвержена линейному дрейфу со скоростью 1 кГц/с. Влияние шумов лазера (см. формулу 1.61) на компенсацию являлось пренебрежимо малым, что соответствует первоначальной оценке с использованием длины когерентности. Так как передача сигнала производилась по PM волокну, которое имеет постоянное двулучепреломление $n_{fast} - n_{slow} = 3.6 \times 10^{-4}$, важным фактором является поляризационно-модовая дисперсия (см. формулу 2.9). Она не ограничивала эффективность компенсации в данном исследовании, однако может вносить определяющий вклад на более низких частотах или при использовании более длинных линий. Влияние других факторов рассмотрено далее для передачи сигнала по длинной линии.

2.3.3 Передача сигнала по длинной волоконной линии

Для исследования передачи сигнала по длинным волоконным линиям использовалась катушка одномодового оптического волокна (рис. 2.8б). В толстой оплетке содержалось пять волоконных линий длиной около 500 м каждая в буферной оболочке диаметром 900 мкм. Для получения максимально доступной длины канала концы некоторых линий были сварены между собой, другие - соединены коннекторами.

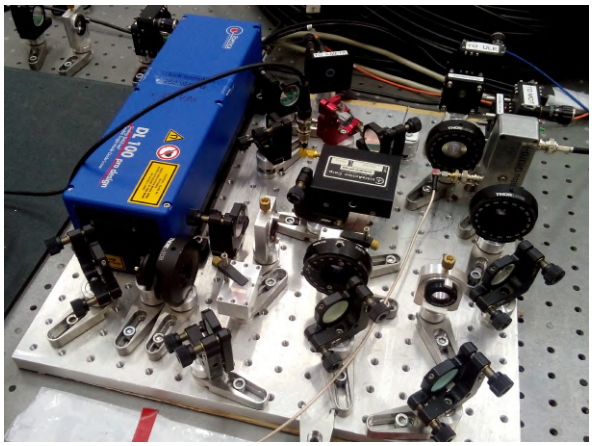
Для увеличения длины когерентности лазер был стабилизирован по опорному резонатору Фабри-Перо из ULE-стекла (рис. 2.8в) методом Паунда-Дривера-Холла [170], что позволило получить ширину линии < 10 Гц ($L_{coh} \approx 20000$ км).

На рис. 2.9 приведены спектры сигнала биений при передаче сигнала по двум соединенным отрезкам волокна. При отсутствии стабилизации лазера спектр биений имел вид широкого лоренцевского контура, т.е., как и предполагалось, определялся шумами самого лазера. Стабилизация частоты позволила наблюдать узкую линию. Спектр автогетеродинного сигнала лазерного излучения может быть описан следующим выражением [171]:

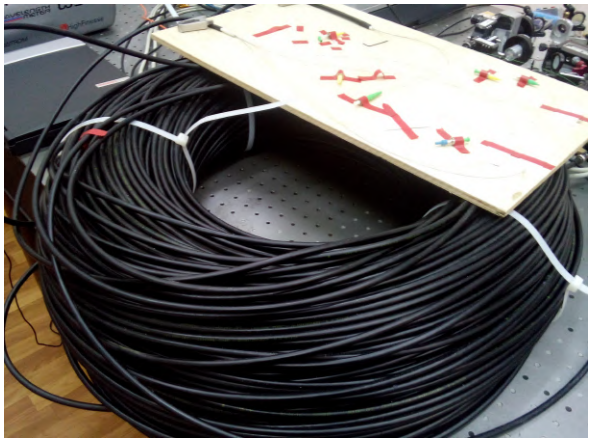
$$S(\omega) = \frac{T_{coh}/2}{1 + (\omega T_{coh})^2}[1 - e^{-\tilde{T}/T_{coh}}(\cos(\omega\tilde{T}) + \frac{\sin(\omega\tilde{T})}{\omega T_{coh}})] + \frac{1}{2}\pi e^{-\tilde{T}/T_{coh}}\delta(\omega), \qquad (2.14)$$

где $\tilde{T}$ - время задержки, T_{coh} - время когерентности лазерного излучения. В крыльях спектра такого сигнала наблюдаются минимумы на частотах отстройки, кратных $1/2\tilde{T}$. Это позволило более точно определить длину волоконной линии: длина одного отрезка волокна составила 570 м.

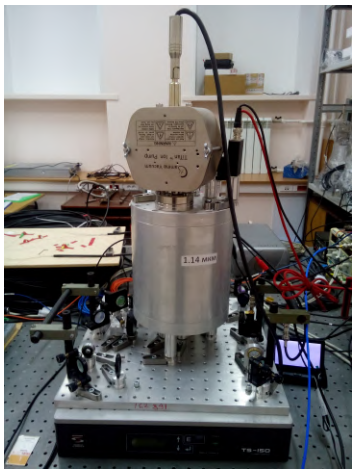
В ходе эксперимента исследовалась передача сигнала частоты по линиям длиной 1.14 - 2.85 км. Зависимость величины фазовых шумов оптоволокна от изменяющихся лабораторных условий превышала зависимость от длины канала в исследуемом диапазоне, поэтому здесь приведены результаты исследований передачи по наиболее длинной конфигурации - пяти соединенным линиям с полной длиной канала 2850 м. На рис. 2.10 приведены фазовые



а) Оптическая схема

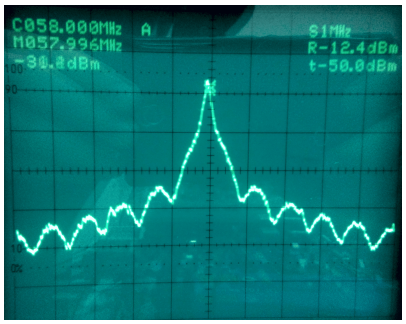


б) Длинная оптоволоконная линия

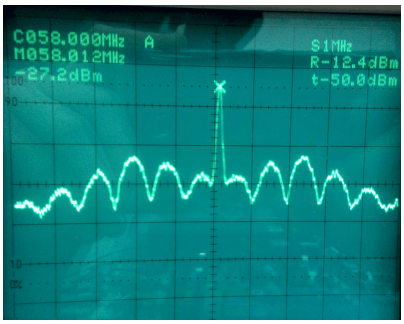


в) Система стабилизации частоты лазера

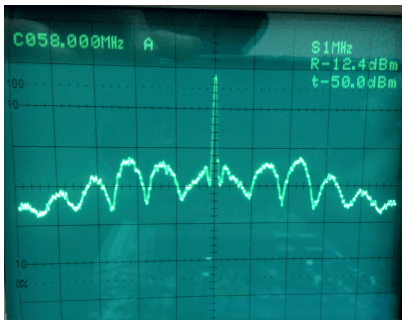
Рисунок 2.8 — Экспериментальная установка для исследования передачи сигнала оптической частоты по длинной волоконной линии.



а) Без стабилизации частоты лазера, без компенсации шумов волокна



б) Со стабилизацией частоты лазера, без компенсации шумов волокна



в) Со стабилизацией частоты лазера, с компенсацией шумов волокна

Рисунок 2.9 — Спектр локального сигнала биений при передаче по волоконной линии длиной 1140 м (центральная частота - 58 МГц, размах - 1 МГц).

и частотные данные для измерений с компенсацией шумов и без нее. Непрерывная передача сигнала с активной компенсацией шумов без проскальзывания цикла осуществлялась в течение более, чем 3.5 часов.

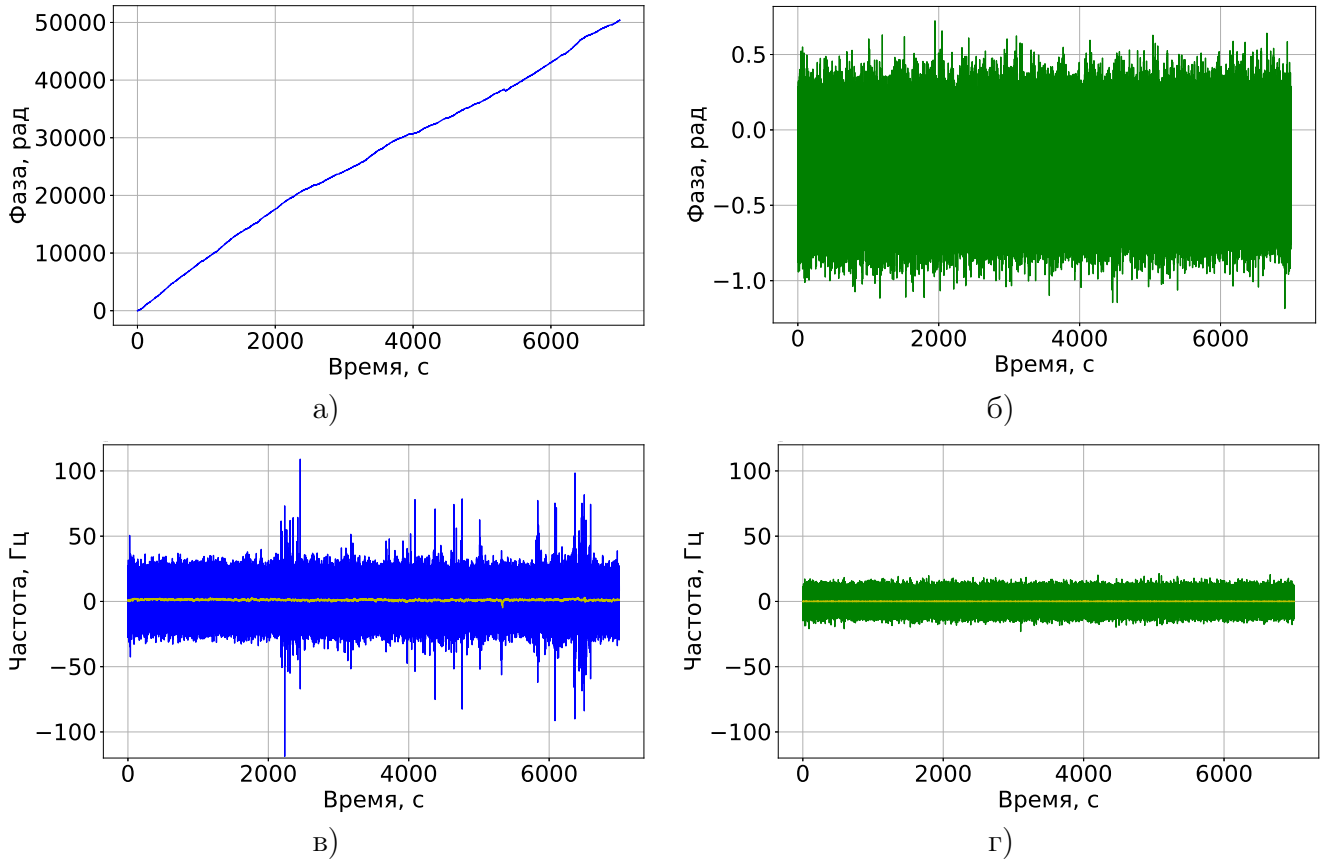


Рисунок 2.10 — Шумы фазы (а, б) и частоты (в,г), внесенные в сигнал оптической частоты одномодовым волокном длиной 2.85 км без компенсации шумов (синий) и с активной компенсацией (зеленый). Время усреднения счетчика - 10 мс. Желтым отмечены усредненные за 1 с данные.

На рис. 2.11 приведен спектр сигнала биений при включенной петле обратной связи. На частоте отстройки около 18 кГц наблюдались серво-пики, что соответствует ограничению полосы компенсации для исследуемой длины канала (см. формулу 1.58).

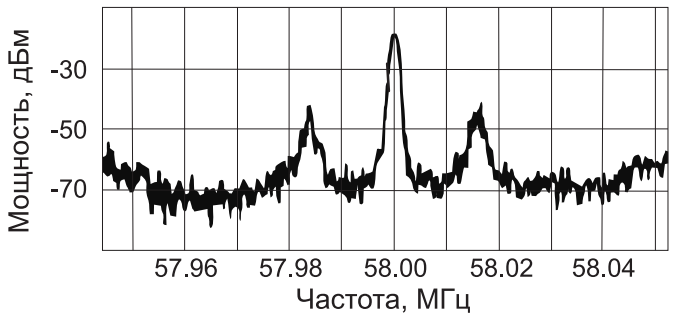
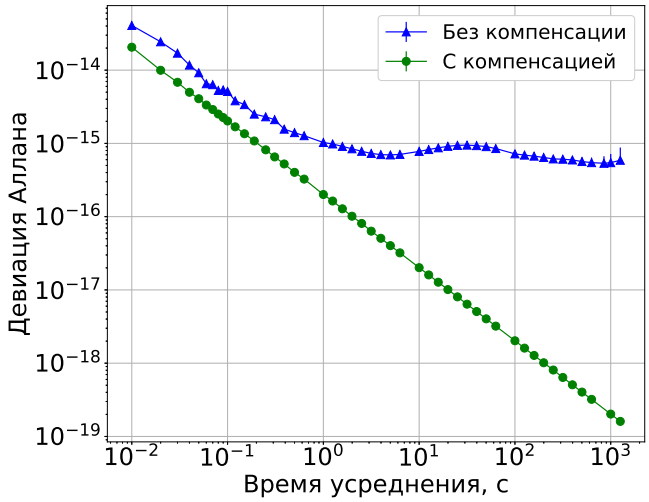


Рисунок 2.11 — Спектр локального сигнала биений при передаче сигнала по волоконной линии длиной 2.85 км при замкнутой петле обратной связи.

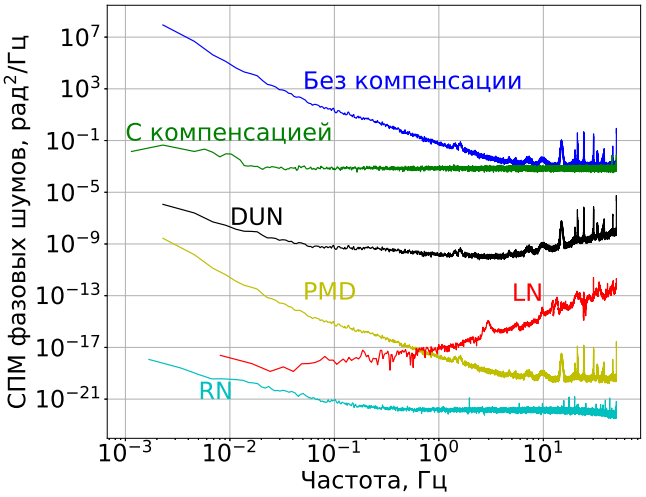
Девиация Аллана и спектральная плотность фазовых шумов для измерений с длинной линией приведены на рис. 2.12. Без компенсации шумов на временах усреднения 1-1000 с в

нестабильности частоты наблюдалось «плато» на уровне 10^{-15}. При наличии активной компенсации относительная нестабильность имела зависимость $2\times10^{-16}/\tau$ и достигала значения 2×10^{-19} на временах усреднения более 1000 с. Остаточные шумы на частотном интервале 0.03 - 50 Гц при этом имели характер белого шума фазы, что соответствует корректной работе петли ФАПЧ.

Неустранимые шумы задержки для линии длиной 2850 м (см. формулу 1.56) оказываются пренебрежимо малыми: остаточные шумы, определяемые электронной схемой компенсации превосходят их на 5-7 порядков в исследованном частотном диапазоне (рис. 2.12б). Предполагая, что их величина зависит от длины канала как $\propto L^3$, можно сделать вывод, что неустранимые шумы задержки имеют определяющее значение для передачи сигнала частоты по линиям длиной более 100 км. Еще меньшее влияние в данном эксперименте оказывали поляризационно-модовая дисперсия и шумы лазерного излучения, измерение спектра которых описано в главе 4. Также было проведено измерение фазовых шумов опорного генератора, рассчитано их влияние на компенсацию шумов по формуле 1.65. Результаты приведенных оценок свидетельствуют о том, что предположение о возможности пренебречь отличием шумов локального и удаленного сигналов является, в основном, справедливым.



а) Девиация Аллана



б) Спектральная плотность мощности фазовых шумов. Дополнительно указано влияние неустранимых шумов задержки (DUN), шумов передающего лазера (LN), поляризационно-модовой дисперсии (PMD) и шумов опорного генератора (RN)

Рисунок 2.12 — Характеристики фазовых шумов, внесенных в сигнал оптической частоты одномодовым волокном длиной 2.85 км без компенсации шумов (синий) и с активной компенсацией (зеленый).

2.3.4 Исследование влияния механических возмущений

Для исследования эффективности работы системы активной компенсации шумов был проведен эксперимент, в котором при передаче сигнала на участок волоконной линии воз-

действовал генератор вибраций. Волокно было прикреплено к штифту, совершающему колебательное движение с амплитудой несколько мм. Измерения проводились при гармонических возмущениях на различных частотах в диапазоне 5 - 90 Гц. На рис. 2.13 приведена фаза переданного без компенсации сигнала при $f_{mod} = 5$ Гц.

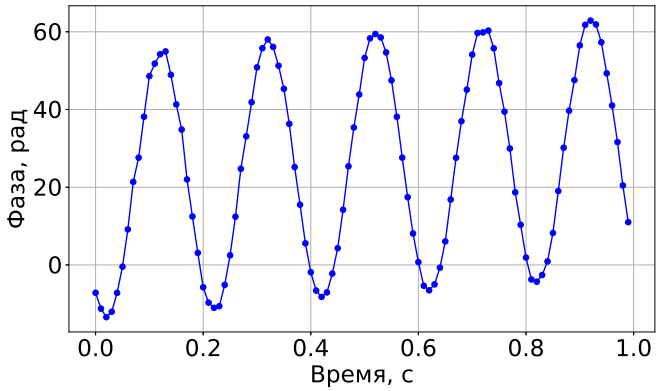
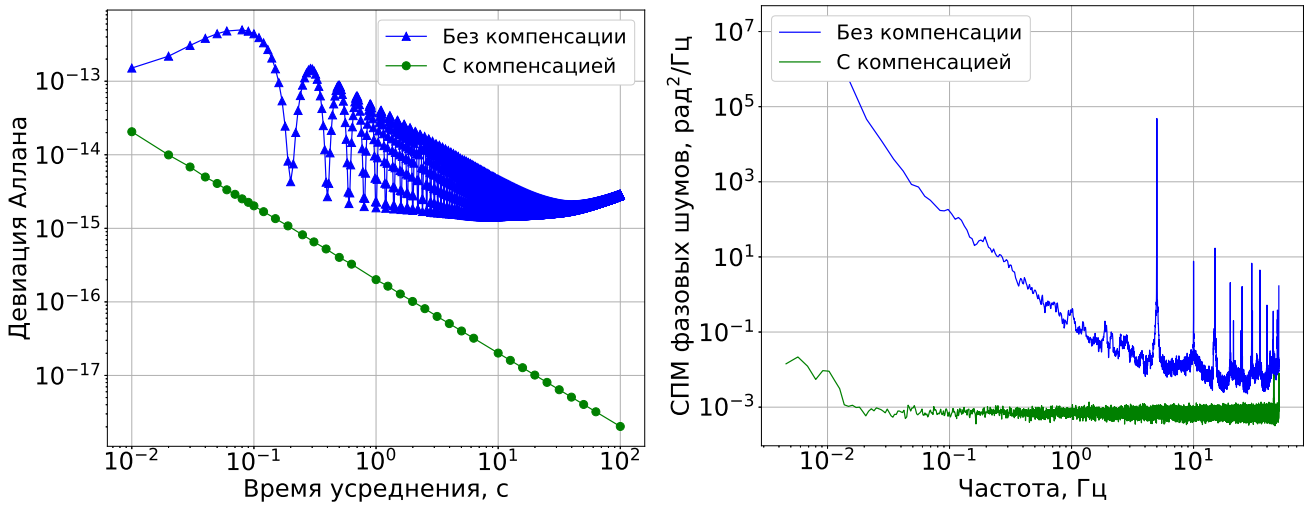


Рисунок 2.13 — Фазовые шумы, внесенные в сигнал при воздействии на оптоволоконную линию длиной 2.85 км механических возмущений на частоте 5 Гц без компенсации шумов.



а) б)

Рисунок 2.14 — Девиация Аллана (а) и спектральная плотность мощности (б), фазовых шумов, внесенных в сигнал при воздействии на оптоволоконную линию длиной 2.85 км механических возмущений на частоте 5 Гц без компенсации шумов (синий) и с активной компенсацией (зеленый).

На рис. 2.14 приведены результаты исследования работы системы компенсации при данном возмущении. Девиация Аллана для сигнала без компенсации имеет характерный вид с минимумами на временах усреднения, соответствующих периоду возмущения (см. формулу 1.21). Система компенсации позволила подавить СПМ внесенных вибрациями шумов на 78 дБ - до уровня, обеспечиваемого в отсутствие возмущений. Результаты исследований для других частот возмущений были аналогичными. Величина возбуждаемых шумов изменялась от эксперимента к эксперименту в зависимости от качества передачи вибраций от генератора к оптоволокну, однако СПМ шумов при наличии компенсации оставалась на уровне $6 - 8 \times$

10^{-4} рад^2/Гц. Для всех частот возмущения в исследованном диапазоне система способна компенсировать фазовые шумы с величиной СПМ более 2×10^2 рад^2/Гц, обеспечивая их подавление не менее 55 дБ.

2.4 Основные результаты главы 2

1. Продемонстрировано, что при передаче сигнала частоты на длине волны 1140 нм по поляризационно-поддерживающему волоконному каналу длиной 5 м в сигнал вносится относительная нестабильность $10^{-16} - 10^{-15}$ на временах усреднения $\tau = 0.01 - 850$ с, что препятствует передаче сигналов современных оптических часов с сохранением метрологических характеристик. Создана система активной компенсации фазовых шумов, позволяющая снизить вклад шумов канала в относительную нестабильность частоты сигнала до уровня $6 \times 10^{-17}/\tau$.
2. Продемонстрирована передача сигнала частоты на длине волны 1140 нм по одномодовому волоконному каналу длиной 2.85 км в условиях воздействия на волоконную линию искусственных механических вибраций в частотном диапазоне 5-90 Гц с активной компенсацией, обеспечивающей подавление вносимых вибрациями фазовых шумов не менее 55 дБ. Относительная нестабильность частоты, вносимая каналом, составила $2 \times 10^{-16}/\tau$ на временах усреднения $\tau = 0.01 - 1000$ с и достигла значения 2×10^{-19}.

Глава 3. Передача сигналов частоты по атмосферным каналам

Несмотря на наличие разветвленных сетей оптоволоконных линий, их количество все же недостаточно для передачи ультрастабильных сигналов частоты на любой требуемый объект. В телекоммуникационной области эта проблема получила название «последней мили». Ее решением является передача сигнала по оптоволоконной линии до какого-либо узлового центра, а затем распространение до всех конечных объектов через более короткие атмосферные каналы связи. Атмосферные каналы также являются абсолютно необходимыми для связи с транспортируемыми стандартами частоты, например, для решения задач релятивистской геодезии. Предполагается, что могут быть созданы сети ячеистой топологии с установкой ретрансляторов оптического сигнала на БПЛА (рис. 3.1), которые могут быть использованы как для передачи ультрастабильных сигналов, так и для задач квантовой криптографии [172]. Еще более амбициозной задачей является создание каналов передачи оптических сигналов между спутниками и наземными станциями [30; 173—175].



Рисунок 3.1 — Проект сети для передачи оптических сигналов по атмосферным каналам с ретрансляторами, установленными на БПЛА [172].

В разделе 3.1 представлено описание физических свойств атмосферных каналов: пространственных особенностей распространения оптического сигнала, его затухания, вносимых фазовых шумов. В разделе 3.2 представлен текущий прогресс, достигнутый в области передачи сигналов оптической частоты по атмосферным каналам. В разделе 3.3 представлены результаты экспериментальных исследований атмосферных оптических каналов в ФИАН.

3.1 Атмосферные каналы

3.1.1 Затухание

Атмосферные каналы могут обеспечивать доступ к любой заданной точке, однако требуют прямой видимости, а затухание оптического сигнала в них сильно зависит от метеорологических условий. На рис. 3.2 приведена зависимость коэффициента затухания

оптического излучения в атмосферном канале от длины волны. Затухание, в основном, определяется рэлеевским рассеянием и поглощением в молекулах воды, озона и углекислого газа. Для чистой атмосферы на телекоммуникационной длине волны 1550 нм затухание может достигать значения 0.2 дБ/км, аналогичного уровню затухания в оптоволокне [176]. Наличие в атмосферном воздухе загрязнения или метеорологических явлений приводит к повышению затухания. Затухание в атмосфере зависит от высоты над уровнем моря, так как с увеличением высоты количество частиц загрязнения уменьшается.

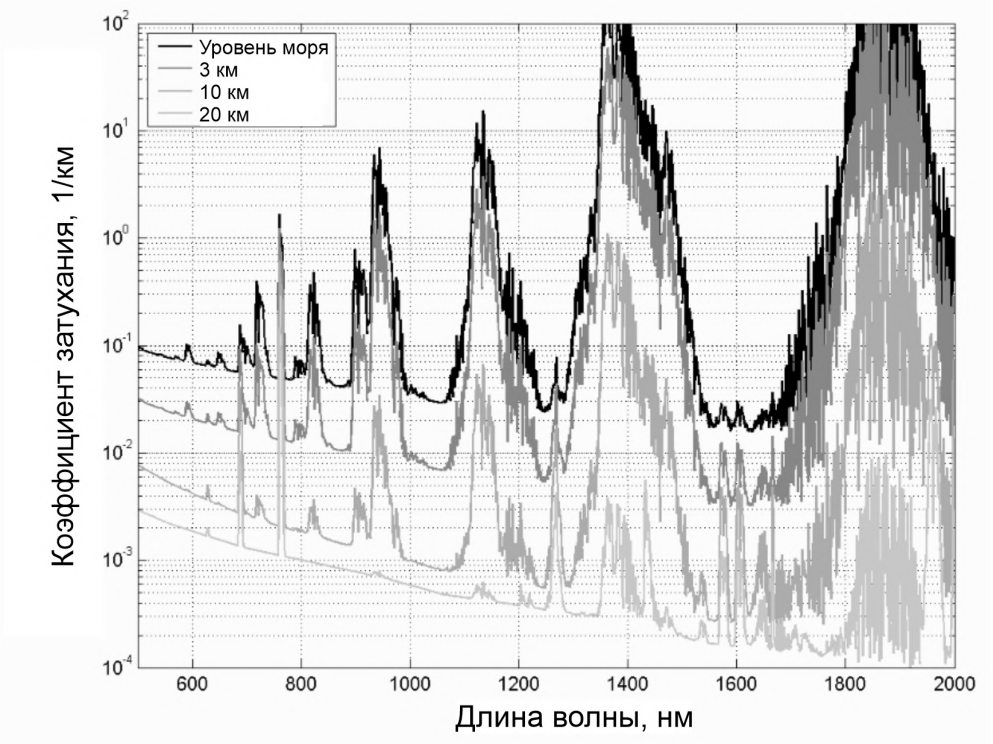


Рисунок 3.2 — Коэффициент затухания оптического излучения при распространении по атмосферному каналу на разной высоте над уровнем моря [177].

Наибольшее влияние на затухание оказывает рассеяние Ми - на частицах, размер которых сравним с длиной волны излучения. Такими размерами обладают частицы тумана, наличие которого в атмосфере увеличивает как поглощение, так и рассеяние. В особенно плотном тумане затухание может достигать 350 дБ/км [30]. Влияние дождя оказывается существенно меньшим, так как размер его частиц гораздо больше длины волны излучения, и реализуется геометрическое рассеяние. Коэффициент затухания на длине волны 1550 нм при небольшом дожде (2.5 мм/час) может составлять 1 дБ/км, а при сильном (25 мм/час) - 10 дБ/км. Размер частиц снега имеет промежуточное значение между дождем и туманом и приводит к затуханию на уровне 30-350 дБ/км.

3.1.2 Оптическая турбулентность

Рассматривая атмосферу как вязкую жидкость, можно говорить о том, что течение воздушных потоков в ней может быть ламинарным или турбулентным. При ламинарном течении не происходит перемешивания потоков, поэтому поле скоростей является однородным. В турбулентном потоке происходит динамическое перемешивание, и появляются случайные

потоки, называемые турбулентными вихрями. Поток становится турбулентным, когда число Рейнольдса $\mathrm{Re} = VL_0/\nu$ превышает некоторое критическое значение, определяемое только геометрической структурой потока; здесь V - характерная скорость потока, L_0 - характерный размер, ν - кинематическая вязкость среды. Атмосфера почти всегда турбулентна: $\mathrm{Re} \approx 10^5$ при значениях $\nu = 15 \times 10^{-6}$ м^2/с, $V = 1$ м/с, L_0=2 м. Таким образом, турбулентность - характерное свойство атмосферы Земли, приводящее к беспорядочным изменениям давления, температуры воздуха, скорости и направления ветра. Основными причинами ее возникновения являются неоднородные пространственные распределения скорости ветра, возникающие из-за трения воздушного потока о земную поверхность, а также конвективные потоки, возникающие из-за неравномерного прогрева атмосферы и поверхности за суточный цикл. Турбулентное движение атмосферы в присутствие температурных градиентов приводит к флуктуациям показателя преломления, что носит название оптической турбулентности.

В середине прошлого века Колмогоровым была сформулирована классическая теория турбулентности, основанная на некоторых упрощающих предположениях и размерном анализе. Данная теория не выводится из первых принципов, но позволяет описать большую часть наблюдаемых явлений. Обзор ее положений и основных результатов приведен в [29].

Теория Колмогорова рассматривает случайные флуктуации поля скоростей в жидкости. Упрощающие предположения состоят в том, что для некоторого диапазона размеров турбулентных вихрей структура их поля турбулентности однородна, изотропна (т.е. величина корреляций между скоростями в двух точках зависит только от расстояния между этими точками) и не зависит от более крупномасштабной структуры. Визуализация процессов, происходящих в турбулентной атмосфере, представлена на рис. 3.3. Под влиянием описанных выше причин формируется локальный нестабильный поток воздуха (вихрь) характерного размера L_0, называемого внешним масштабом, с большим числом Рейнольдса. Под действием сил инерции вихри разбиваются на более маленькие, структура которых не зависит от структуры больших вихрей. При достижении размера вихря l_0 (внутреннего масштаба) диссипация энергии за счет трения сравнивается с вкачиваемой в систему кинетической энергией, вся кинетическая энергия переходит в тепло и вихри распадаются. Таким образом, формируется каскад переноса энергии с масштаба L_0 на l_0 без заметной диссипации. Диапазон масштабов между L_0 и l_0 называется инерциальным. В поверхностных слоях атмосферы на высотах до 100 м внешний масштаб приблизительно равен высоте над поверхностью. На масштабах больше внешнего вихри не изотропны и их структура не определена. Внутренний масштаб обычно составляет 1-10 мм около поверхности Земли, с увеличением высоты может достигать нескольких сантиметров. Используя размерный анализ, Колмогоров предположил, что спектральная плотность мощности флуктуаций поля скоростей в инерциальном диапазоне имеет зависимость $\kappa^{-11/3}$, где κ - волновое число.

Полученные для поля скоростей результаты можно использовать и для других величин, если они являются пассивными скалярами, то есть не влияют на поле скоростей. Такой величиной является температура: для нее также можно сформулировать каскадную теорию в инерциальном диапазоне, только механизмом диссипации энергии в данном случае будет являться молекулярная диффузия, а не вязкость. Далее будут приведены результаты опи-

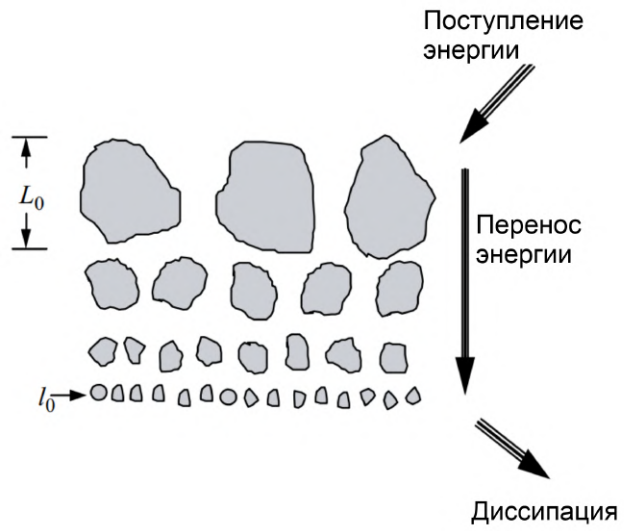


Рисунок 3.3 — Энергетический каскад в теории Колмогорова. L_0 - внешний масштаб, l_0 - внутренний масштаб системы [29].

сания распространения оптического сигнала в турбулентной атмосфере с использованием теории Колмогорова.

3.1.3 Фазовые шумы

Показатель преломления атмосферы для видимого и инфракрасного излучения приближенно имеет следующую зависимость от длины волны λ, температуры T, давления P и относительной влажности RH [178]:

$$n = 1 + 77.5 \times 10^{-8} \times (1 + 6 \times 10^{-15}/\lambda^2)\frac{P}{T} - 1.4 \times 10^{-8} \times (1 - 8 \times 10^{-15}/\lambda^2)RH \qquad (3.1)$$

По аналогии с формулой 2.5 можно записать для фазовых шумов единичного отрезка оптического канала:

$$\delta\phi_{link}(z,t) = \frac{2\pi\nu_0}{c}[\alpha_n \Delta T(z,t) + \beta_n \Delta P(z,t) + \beta_{RH}\Delta RH(z,t)]. \qquad (3.2)$$

Характерные значения чувствительности атмосферных каналов к разным возмущающим факторам, вычисленные из выражения 3.1, приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1 — Свойства атмосферных каналов при температуре 25°C, атмосферном давлении и относительной влажности 50% для сигнала на длине волны 1550 нм.

Коэффициент	Значение
α_n	0.89×10^{-6} К$^{-1}$
β_n	2.6×10^{-9} Па$^{-1}$
β_{RH}	1.4×10^{-8} %$^{-1}$
$dn/d\nu$	6.8×10^{-21} Гц$^{-1}$

При рассмотрении оптической турбулентности флуктуациями давления и относительной влажности можно пренебречь, поэтому флуктуации показателя преломления связаны,

в основном, со случайными колебаниями температуры, которые описываются теорией Колмогорова. Таким образом, спектральная плотность мощность флуктуаций показателя преломления в инерциальном диапазоне описывается спектром Колмогорова:

$$S_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3}, \quad \frac{2\pi}{L_0} \ll \kappa \ll \frac{2\pi}{l_0}, \tag{3.3}$$

где C_n^2 - структурная постоянная показателя преломления, характеризующая силу турбулентности. При распространении сигнала по фиксированному пути в горизонтальном направлении ее можно считать постоянной. При распространении в вертикальном направлении постоянная является функцией высоты. Обычно флуктуации структурной постоянной имеют суточный цикл: ее значение сохраняется ночью, является минимальным во время рассветов и закатов, достигает пика в середине дня. Значения C_n^2 обычно варьируются от 10^{-17} до 10^{-13} м$^{-2/3}$. Среднее значение структурной постоянной для определенного атмосферного канала можно измерить с использованием сцинтиллометра [179].

Спектр Колмогорова имеет расходимость в нуле, поэтому его использование при вычислении, например, среднеквадратичного отклонения фазы, приводит к бесконечному результату. Для решения этой проблемы были предложены различные формы спектров, позволяющих более корректно описать спектр вне инерциального диапазона. Наиболее распространенным из них является модифицированный спектр фон Кармана [29, с. 67-68]:

$$S_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \left(\kappa^2 + \kappa_0^2\right)^{-11/6} e^{-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}}, \tag{3.4}$$

где $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, $\kappa_m = 5.92/l_0$. Умножение на гауссову функцию обеспечивает быстрое затухание спектра в области диссипации. Ввод члена κ_0 позволяет устранить расходимость в нуле. Модифицированный спектр фон Кармана является корректным для математических расчетов, однако не имеет физического обоснования. На основе эмпирических данных были предложены другие модели, например, модифицированная атмосферная [180] и Гринвуда-Таразано [181].

Для вычисления характеристик оптического сигнала, распространяющегося по атмосферному каналу, обычно пренебрегают деполяризацией и обратным рассеянием, флуктуации показателя преломления считаются некоррелированными вдоль канала. Случаи слабой и сильной турбулентности рассматриваются при помощи разных методов. Турбулентность является слабой, если выполнены условия [29, с. 230]

$$\sigma_R^2 < 1, \quad \sigma_R^2 \times \left(\frac{2L}{kw^2(L)}\right)^{5/6} < 1, \tag{3.5}$$

где L - длина канала, $k = 2\pi/\lambda$, $w(L)$ - радиус гауссова пучка в конце канала, σ_R^2 - дисперсия Рытова, вычисляемая как

$$\sigma_R^2 = 1.23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}. \tag{3.6}$$

Далее будут приводиться результаты вычислений для случая слабой турбулентности, так как именно в таких условиях проводились экспериментальные исследования (см. раздел 3.3.5).

Чтобы найти частотную зависимость спектра фазовых шумов, необходимо перейти от рассмотрения усреднения по ансамблю к усреднению по времени. Это позволяет сделать так называемая гипотеза Тейлора о «замороженной турбулентности» [29, с. 72-73]. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что характерный временной масштаб движения потоков внутри турбулентного вихря существенно превосходит временной масштаб движения атмосферы как целого. Поэтому внутривихревой динамикой можно пренебречь и рассматривать вихри как «замороженные» и движущиеся со средней скоростью ветра. Тогда временные флуктуации показателя преломления, а значит и фазы оптического сигнала в точке $\mathbf{r}$ обусловлены переносом структуры турбулентности с компонентой средней скорости ветра, перпендикулярной к оптическому пучку, $\mathbf{V}_\perp$:

$$n(\mathbf{r}, t-\tau) = n(\mathbf{r} - \tau\mathbf{V}_\perp, t). \tag{3.7}$$

Экспериментальные данные, в основном, подтверждают справедливость гипотезы Тейлора, однако она может быть и неверной, если перпендикулярная пучку компонента скорости ветра мала.

Используя спектр Колмогорова и гипотезу Тейлора, можно вычислить спектральную плотность мощности фазовых шумов [182]:

$$S_\phi(f) = 0.016 C_n^2 k^2 L V_\perp^{5/3} f^{-8/3}, \quad \frac{V_\perp}{L_0} < f < \frac{V_\perp}{l_0}. \tag{3.8}$$

Данное выражение характеризует СПМ фазовых шумов для плоской волны. Если рассматривать распространение сферической волны, то наблюдается аналогичная частотная зависимость с дополнительным множителем порядка единицы. В ближнем поле ($z\lambda/w_0^2 \ll 1$, где w_0 - размер перетяжки гауссова пучка, z - расстояние от начальной точки канала) гауссов пучок может быть приближенно описан плоской волной, в дальнем - сферической.

Для модифицированного спектра фон Кармана аналогично можно получить:

$$S_\phi(f) = 0.016 C_n^2 k^2 L V_\perp^{-1} \left[\left(\frac{f}{V_\perp} \right)^2 + \left(\frac{\kappa_0}{2\pi} \right)^2 \right]^{-4/3}. \tag{3.9}$$

На частотах больше $V_\perp/L_0$ он имеет такую же зависимость, как и спектр Колмогорова, однако на низких частотах зависимость становится «плоской» [183].

Кроме того, на практике всегда происходит усреднение фазы по некоторой собирающей апертуре диаметром D. Это приводит к тому, что на частотах $f > V_\perp/2\pi D$ СПМ начинает убывать быстрее, чем спектр Колмогорова - по закону $f^{-17/3}$. Данное замечание относится не только к фазовым шумам, но и к рассматриваемым далее флуктуациям интенсивности, направления пучка и т.д. [182].

Как показывают теоретические [184] и экспериментальные [185] исследования флуктуаций интенсивности передаваемого по атмосферным каналам сигнала [185], невзаимность атмосферных каналов является пренебрежимо малой. Хроматическая дисперсия атмосферы также мала (см. табл. 3.1).

3.1.4 Флуктуации интенсивности

Воздействие атмосферной турбулентности на оптический сигнал приводит к флуктуациям интенсивности, называемым сцинтилляциями. Дисперсия относительных флуктуаций интенсивности пропорциональна дисперсии Рытова [29, с. 264]:

$$\frac{\sigma_I^2}{\langle I \rangle^2} = A_I \sigma_R^2. \tag{3.10}$$

Для плоской волны $A_I = 1$, для сферической $A_I = 0.4$. СПМ флуктуаций интенсивности имеет характер $\propto const$ для $f < \frac{V_\perp}{\sqrt{2\pi\lambda L}}$, на больших частотах соответствует степенной зависимости спектра Колмогорова ($\propto f^{-8/3}$) [29, с. 282-283].

3.1.5 Флуктуации направления пучка

Искажение волнового фронта оптического пучка под воздействием турбулентности приводит к изменению его траектории, а значит, и положения на детекторе. Данный эффект описывается как флуктуации угла прихода оптического пучка α. СПМ флуктуаций угла прихода связана с СПМ фазовых шумов следующим образом:

$$S_\alpha(f) = \left(\frac{\lambda f}{V_\perp}\right)^2 S_\phi(f). \tag{3.11}$$

Среднеквадратичное отклонение угла прихода для собирающей апертуры диаметра D вычисляется согласно выражению [29, с. 200]

$$\alpha_{RMS} = \sqrt{2.91 C_n^2 L D^{-1/3}}, \quad D \gg l_0. \tag{3.12}$$

3.1.6 Расходимость пучка

При распространении гауссов пучок подвержен дифракционной расходимости. Если радиус перетяжки равен w_0, то в точке с координатой z его радиус равен

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}. \tag{3.13}$$

При воздействии турбулентности пучок подвержен дополнительной расходимости [29, с. 189]:

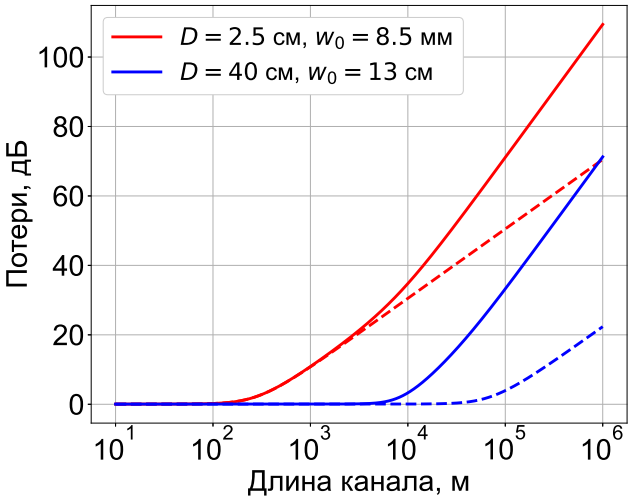
$$w_{turb}(z) = w(z) \sqrt{1 + 1.33\sigma_R^2 \left(\frac{\lambda z}{\pi w(z)^2}\right)^{5/6}}. \tag{3.14}$$

При использовании собирающей оптики с апертурой диаметром D доля собираемой мощности равна

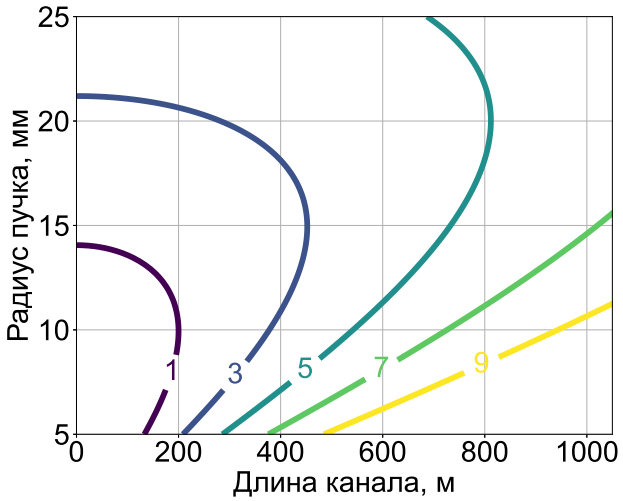
$$\frac{P}{P_0} = 1 - e^{-D^2/2w_{turb}^2(z)}. \tag{3.15}$$

Так как максимальная интенсивность для передачи сигнала по атмосферному каналу ограничена величиной 100 мВт/см^2 из-за соображений безопасности, для уменьшения потерь

необходим подбор собирающей апертуры и размера пучка. На рис. 3.4а приведена зависимость потерь от длины канала со структурной постоянной $C_n^2 = 5 \times 10^{-14}$ м$^{-2/3}$ при использовании стандартной однодюймовой оптики и оптики диаметром 40 см. Пунктирной линией отмечены потери без влияния турбулентности, которые начинают оказывать значительное влияние для длины канала более 10 км. На рис. 3.4б приведена зависимость потерь от радиуса пучка и длины канала при фиксированной апертуре. Стандартная оптика позволяет передавать сигналы на расстояния до нескольких сотен метров. Увеличение расстояния требует увеличения апертуры и размера пучка, что вступает в противоречие с ограничением поперечной когерентности пучка.



а) Потери при передаче по атмосферному каналу с $C_n^2 = 5 \times 10^{-14}$ м$^{-2/3}$ для диаметров апертуры 2.5 см (красный) и 40 см (синий). Радиус пучка в начале канала $w_0 = D/3$. Пунктирной линией отмечены потери без влияния турбулентности.



б) Потери (в дБ) при передаче по атмосферному каналу с $C_n^2 = 5 \times 10^{-14}$ м$^{-2/3}$ для диаметра апертуры 2.5 см.

Рисунок 3.4

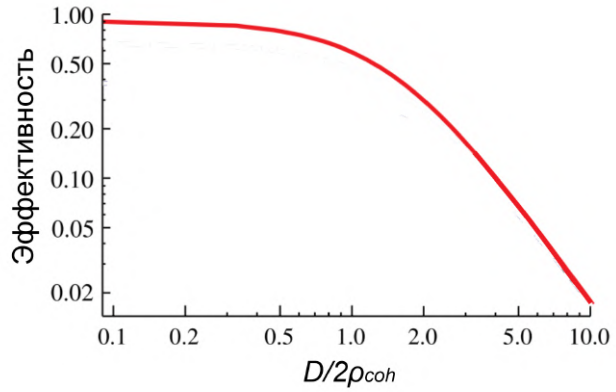
3.1.7 Поперечная когерентность

Как уже упоминалось, турбулентность приводит к искажению формы волновых фронтов оптического сигнала, что, в свою очередь приводит к ухудшению поперечной когерентности пучка. Расстояние между точками в плоскости приемника сигнала, между которыми взаимная когерентность падет в e раз, называется радиусом когерентности ρ_{coh}. Для режима слабой турбулентности его можно вычислить следующим образом [29, с. 192-199]:

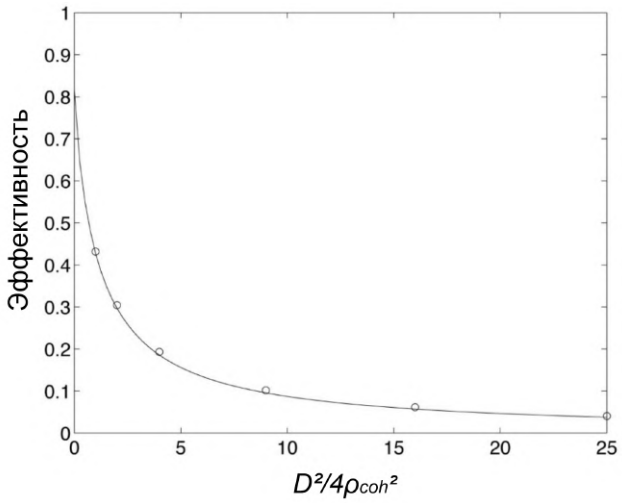
$$\rho_{coh} = (A_{coh} C_n^2 k^2 L)^{-3/5}, \quad l_0 \ll \rho_{coh} \ll L_0. \tag{3.16}$$

Для плоской волны $A_{coh} = 1.46$, для сферической $A_{coh} = 0.55$. В некоторых приложениях вместо радиуса когерентности используется параметр Фрида $r_0 = 2.1\rho_{coh}$.

Параметр Фрида задает максимальный диаметр собирающей оптики. При использовании большего диаметра из-за усреднения фазовых шумов по сечению пучка снижается эффективность гетеродинирования [186], необходимого для активной компенсации фазовых шумов, а также эффективность завода излучения в одномодовое волокно [187] (рис. 3.5).



а) Зависимость эффективности гетеродинирования двух пучков радиусом 2 см от отношения радиуса собирающей оптики к радиусу когерентности сигнального пучка [186].



б) Зависимость эффективности завода излучения в одномодовое волокно от квадрата отношения радиуса собирающей оптики к радиусу когерентности сигнального пучка [187]. Соотношение радиуса пучка и согласующей линзы выбрано максимизацией эффективности завода.

Рисунок 3.5

На рис. 3.6 представлены результаты расчетов параметра Фрида в зависимости от силы турбулентности и длины канала. Можно заметить, что на расстояниях более 10 км при структурной постоянной более 10^{-14} использование двухдюймовой оптики становится неэффективным. Для преодоления этого ограничения может применяться адаптивная оптика [188—190], что, однако, существенно усложняет систему передачи. Для вертикальных путей распространения данное ограничение будет менее строгим, так как структурная постоянная убывает с ростом высоты [191].

3.2 Мировой прогресс в исследованиях передачи сигналов оптической частоты по атмосферным каналам

Передача оптических ультрастабильных сигналов по атмосферным каналам активно исследуется в последнее десятилетие. Часть проблем, возникающих при использовании атмосферных каналов, была рассмотрены в области оптических телекоммуникаций.

Идея использования методов лазерной дальнометрии, основанных на измерении времени распространения лазерных импульсов, для синхронизации временных шкал между спутниками и наземными станциями на протяжении долгого времени разрабатывается в

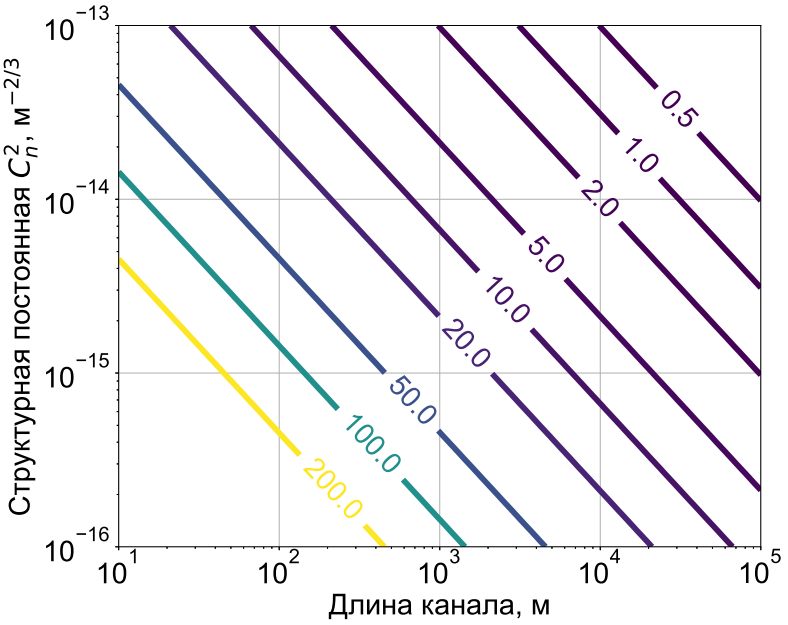


Рисунок 3.6 — Параметр Фрида (в см) для плоской волны и распространения в горизонтальном направлении.

рамках космических проектов T2L2 и ELT [192]. Разрешение и стабильностные характеристики данных методов ограничены, так как информация о фазе оптической несущей для измерений не используется.

Существенных успехов позволил достигнуть метод, получивший название O-TWTFT (оптическая двухсторонняя передача времени и частоты, оптический дуплекс). Работы в данном направлении ведутся научными группами институтов JILA (США) [193] и USTC (Китай) [175]. Данный метод, по аналогии с микроволновым дуплексом, основан на двухстороннем обмене импульсами фемтосекундных оптических генераторов, позволяющем компенсировать флуктуации длины канала передачи. Увеличение разрешения достигается за счет метода линейного оптического сэмплирования: частоты повторений импульсов фемтосекундных генераторов имеют некоторую отстройку, что позволяет наблюдать повторяющиеся с разностной частотой формы сигнала («интерферограммы»), т.е. фактически гетеродинные биения, несущие информацию о разности фаз несущих. Преимуществом данного метода является отсутствие необходимости непрерывной доступности оптического канала. При использовании данного метода может осуществляться передача не только частоты, но и сигналов точного времени с погрешностью на уровне 1 фс, что существенно превосходит показатели микроволновых методов и оптической передачи по оптоволоконным линиям.

Использование оптического дуплекса для атмосферного канала длиной 28 км с промежуточным полевым узлом позволило осуществить передачу сигнала частоты с относительной нестабильностью 10^{-18} в терминах модифицированной девиации Аллана на временах усреднения более 200 с и временной погрешностью менее 1 фс на временах усреднения между 1 с и 1 ч [194]. Результаты этой работы позволяют прогнозировать возможность использования метода для каналов длиной до 500 км [195]. Осуществлена передача стабильной частоты по каналу длиной 12 км в условиях сильной турбулетности ($\sigma_R^2 \approx 7.5$) [188], а также передача

через отражатель, установленный на движущийся со скоростью до 20 м/с квадрокоптер, с модифицированной девиацией 2×10^{-17} на времени усреднения 100 с [196]. В работе [189] продемонстрирована передача по каналу длиной 113 км с уровнем потерь 89 дБ с модифицированной девиацией Аллана 4×10^{-19} на времени усреднения 10 000 с и фемтосекундной погрешностью синхронизации времени. Наконец, комбинированная сеть из двух стабилизированных оптоволоконных линий и атмосферного канала длиной 1.5 км была использована для измерения отношения частот трех различных оптических часов с погрешностью на уровне 10^{-17} [125].

Существенным недостатком метода O-TWTFT является необходимость наличия на обоих концах канала передачи фемтосекундных генераторов оптических частот. При передаче сигнала точного времени сложность и дороговизна оборудования могут быть оправданы существенным улучшением метрологических показателей, однако для передачи сигнала частоты актуальной задачей является исследование применимости для атмосферных каналов уже рассматривавшегося метода - передачи излучения непрерывного лазера. Исследования в данном направлении ведутся группами институтов KAIST (Южная Корея) [197], UWA (Австралия) [198] и SYRTE (Франция) [199], а также в рамках настоящей работы. Исследуется, в основном, передача на телекоммуникационной длине волны 1.5 мкм, которая обеспечивает низкое затухание сигнала, позволяет использовать смешанные волоконно-атмосферные каналы и эрбиевые усилители.

Начав с исследования атмосферных каналов длиной в несколько сотен метров [198], к 2022 году австралийская группа продемонстрировала передачу по атмосферному каналу длиной 2.4 км со структурной постоянной $C_n^2 = 5 \times 10^{-15}$ с внесением нестабильности 6.1×10^{-21} (в терминах модифицированной девиации Аллана) на времени усреднения 300 с [200]. Время непрерывной передачи без проскальзывания цикла в данной работе составило 104 минуты. В работе [128] была продемонстрирована одновременная передача трех ультрастабильных сигналов телекоммуникационного C-диапазона, сгенерированных при помощи фемтосекундного генератора, по каналу длиной 18 км с относительной нестабильностью 10^{-15} на времени усреднения 0.1 с, однако результаты для больших времен усреднения в данной работе представлены не были, что, по всей видимости, вызвано сильно ограниченным временем стабильной работы канала. В работе [201] представлены результаты экспериментальной симуляции оптической турбулентности при помощи пространственных модуляторов излучения, что открывает возможность изучения связанных эффектов в лабораторных условиях.

3.3 Экспериментальное исследование передачи оптических сигналов частоты по атмосферным каналам на длине волны 1.5 мкм

3.3.1 Передача по воздушному каналу в лаборатории

На первом этапе исследований проводилось изучение передачи сигналов оптической частоты по короткому лабораторному воздушному каналу.

В качестве сигнала частоты использовалось излучение волоконного лазера Koheras ADJUSTIK E15 на длине волны 1542 нм. Длина волны 1.5 мкм является наиболее удобной для задач передачи сигналов: волоконные и атмосферные каналы имеют малое затухание, существует хорошо разработанная элементная база; наконец, данная длина волны является центральной для эрбиевых фемтосекундных генераторов частот, позволяющих осуществить перенос стабильности осцилляторам других спектральных диапазонов. В ФИАН ведется разработка ультрастабильных лазерных систем на телекоммуникационных длинах волн [44; 45]. Ширина линии используемого волоконного лазера без стабилизации частоты составляет около 5 кГц ($L_{coh} \approx 600$ км). Учитывая, что для короткого волоконного канала вклад шумов лазера с шириной линии 100 кГц был пренебрежимо малым (рис. 2.7б), а восприимчивость воздушных каналов к воздействию внешних факторов не превосходит восприимчивость волоконных, для исследуемых в данной главе длин атмосферных каналов шумами лазера также можно пренебречь.

Для детектирования и компенсации фазовых шумов применялась схема (рис. 3.7), аналогичная использованной в экспериментах с волоконными линиями, описанной в разделе 2.3.1. Для более полной характеризации системы компенсации шумов схема была выполнена в кольцевой конфигурации (см. раздел 1.4.2), что позволяло напрямую детектировать шумы удаленного сигнала.

Система передачи была собрана на оптической плите, закрепленной на оптическом столе. Излучение лазера коллимировалось и перед отправкой в интерферометрическую схему его часть отщеплялась в качестве опорного пучка для удаленного сигнала. Для компенсации шумов использовался AOM IntraAction ACM-402AA1. Управляющий сигнал на частоте 38.4 МГц подавался на него с радиочастотного генератора SRS SG382 (ГЕН1), обратная связь на который подавалась через фазово-модуляционный вход. При прохождении канала излучение преодолевало оптический путь длиной 2.5 м до зеркала, установленного на другом оптическом столе. Зеркало отражало излучение по направлению к части схемы для детектирования удаленного сигнала, расположенной рядом с начальной точкой канала. Часть принятого сигнала отправлялась обратно при помощи схемы «кошачий глаз» (позволяющей снизить чувствительность схемы к колебаниям направления пучка) для детектирования фазовых шумов на частоте 76.8 МГц. Вторая часть совмещалась с опорным пучком на фотодетекторе, формируя удаленный сигнал на частоте 38.4 МГц.

В качестве контроллера петли обратной связи использовалась программируемая логическая интегральная схема (ПЛИС) STEMlab Red Pitaya 125-14, на которой программно реализован пропорционально-интегральный усилитель. Частоты локального и удаленного сигналов записывалась счетчиком по схеме, описанной в разделе 2.3.1. Так как частота локального сигнала была вне диапазона работы счетчика, он сдвигался на 55.8 МГц путем перемножения с сигналом еще одного опорного генератора (ГЕН3) на двойном балансном смесителе. Все опорные генераторы и счетчик частоты синхронизировались с сигналом 10 МГц от водородного мазера.

Измерение частот проводилось в Λ-режиме. Для исследования характеристик сигналов на малых временах усреднения они записывались с окном усреднения счетчика 1 мс, на

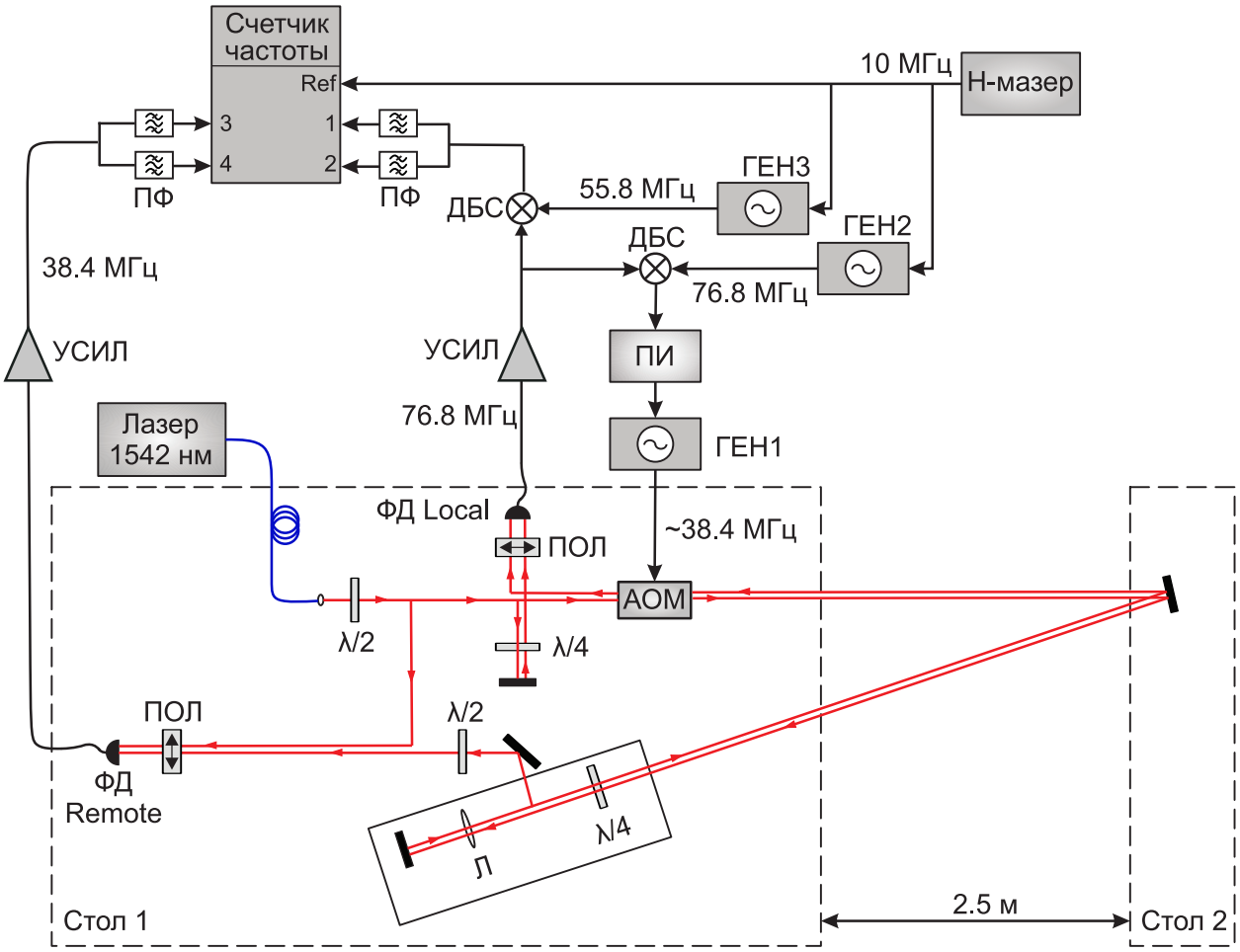
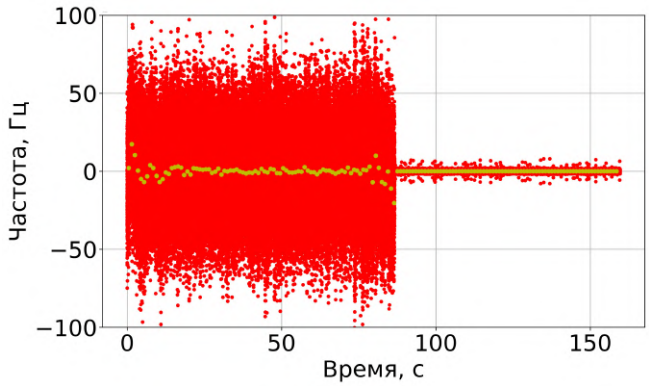


Рисунок 3.7 — Схема экспериментальной установки для исследования передачи сигнала по лабораторному воздушному каналу. AOM – акусто-оптический модулятор, ФД – фотодетектор, ПОЛ - поляризатор, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ – полуволновая и четвертьволновая фазовые пластинки, Л – линза, ДБС - двойной балансный смеситель, ГЕН - радиочастотный усилитель, ПИ - пропорционально-интегральный усилитель, УСИЛ - усилитель, ПФ - полосовой фильтр, Local и Remote - локальный и удаленный сигналы биений.

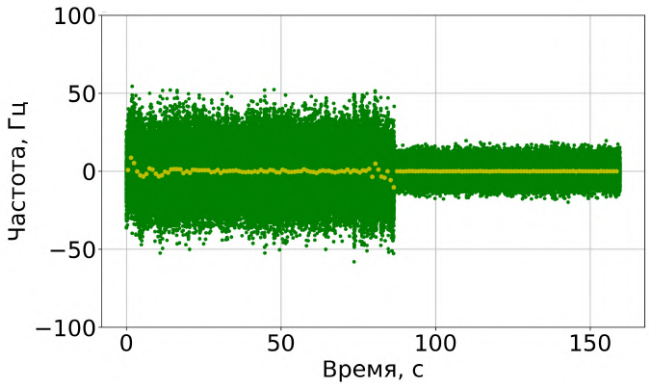
больших - с окном 1 с для уменьшения размера файлов с данными и упрощения обработки. На рис. 3.8 приведены зависимости частот локального и удаленного сигналов биений от времени с окном измерения счетчика 1 мс. В момент времени $t = 86$ с включалась петля обратной связи, позволяющая снизить флуктуации частоты. Непрерывная передача сигнала с активной компенсацией шумов без проскальзывания цикла была продемонстрирована в течение 13 часов.

На рис. 3.9 представлены относительная нестабильность частоты и СПМ фазовых шумов локального и удаленного сигналов для четырех серий измерений: в отсутствие компенсации шумов и при активной петле обратной связи с окнами измерения счетчика 1 мс и 1 с. Так как измерение велось в Λ-режиме, то вычислялась модифицированнная девиация Аллана. При необходимости точного сравнения результатов различных экспериментов, можно перейти от одной девиации к другой с использованием табл. 1.1.

На временах усреднения 0.01-6 с без компенсации канал передачи вносит относительную нестабильность более 10^{-15}, что превосходит шумы оптоволоконного канала аналогичной

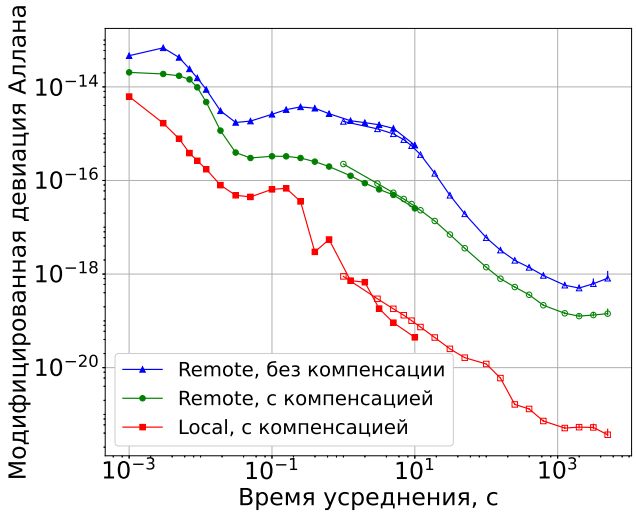


а) Локальный сигнал

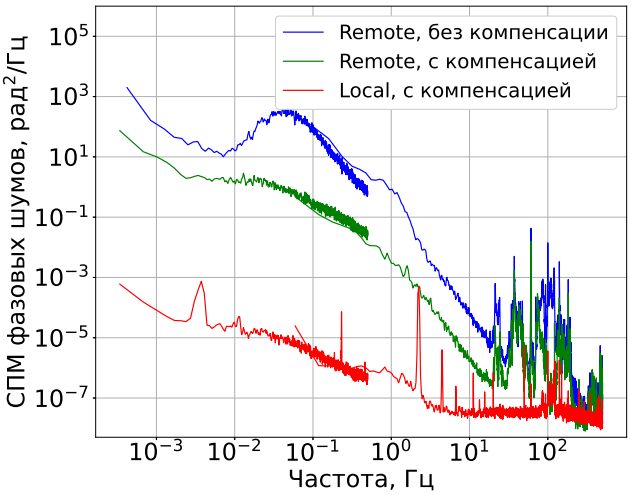


б) Удаленный сигнал

Рисунок 3.8 — Флуктуации частот биений при передаче сигнала по лабораторному воздушному каналу длиной 5 м. В момент времени $t = 86$ с активировалась петля обратной связи. Зеленые и красные точки – данные со счетчика с окном измерения 1 мс, желтые точки – данные, полученные усреднением за 1 с.



а) Модифицированная девиация Аллана. Заполненные маркеры - измерение с окном счетчика 1 мс, пустые - 1 с.



б) Спектральная плотность мощности фазовых шумов. Слева - измерение с окном счетчика 1 с, справа - 1 мс.

Рисунок 3.9 — Характеристики шумов, внесенных в сигнал оптической частоты лабораторным воздушным длиной 5 м. Синий - удаленный сигнал без компенсации шумов, зеленый - удаленный сигнал с компенсацией шумов, красный - локальный сигнал с компенсацией шумов.

длины (см. раздел 2.3.2). Однако на более длинных временных отрезках шумы начинают усредняться и достигают значения порядка 10^{-18} на временах усреднения более 1000 с. Спектральная плотность мощности демонстрирует наличие множество резонансных пиков в области частот от 20 до 500 Гц, что соответствует воздействию акустических вибраций на канал передачи, а также, возможно, колебаниям оптических элементов и двух оптических столов друг относительно друга. Система компенсации шумов позволяет подавить вклад, вносимый линией в нестабильность передаваемого сигнала, с 1.8×10^{-15} до 2.2×10^{-16} на времени усреднения 1 с и с $5 - 7 \times 10^{-18}$ до менее 2×10^{-19} – на временах 1000-6000 с.

При отсутствии каких-либо ограничивающих факторов нестабильность удаленного сигнала должна быть в два раза меньше остаточной нестабильности локального. Однако в данном случае шумы удаленного сигнала превосходят шумы локального на несколько порядков, а их временная/частотная зависимость имеет сходство с шумами канала без компенсации. Это свидетельствует о сильном влиянии шумов некомпенсируемого оптического пути (см. раздел 1.4.3.5), в том числе опорного плеча интерферометра и участка пути к узлу детектирования удаленного сигнала.

3.3.2 Передача по атмосферному каналу

На следующем этапе были проведены исследования передачи сигнала по реальному атмосферному каналу. Для этого плита с оптической схемой была помещена на подоконник лаборатории. Излучение направлялось на улицу через окно. Так как оконное стекло имеет отражающее покрытие, что вносило высокие потери в сигнал, то в оконном блоке было проделано отверстие диаметром около 5 см, закрытое кварцевым окошком. Оптический сигнал распространялся на расстояние 8.5 м на высоте около 1 м над поверхностью земли. Затем он отражался полым уголковым отражателем Edmund Optics 49-676 с апертурой 50.8 мм и предельным угловым отклонением 5 секунд дуги, закрепленным на заборе (рис. 3.10). Таким образом, формировалась кольцевая схема с атмосферным каналом длиной 17 м.



Рисунок 3.10 — Закрепленный на ограждении уголковый отражатель.

По сравнению с прежней конфигурацией, в экспериментальную установку было внесено несколько изменений (рис. 3.11):

– По техническим причинам произошла замена некоторых элементов на аналогичные, что не оказало существенного влияния на параметры эксперимента: лазер заменен на

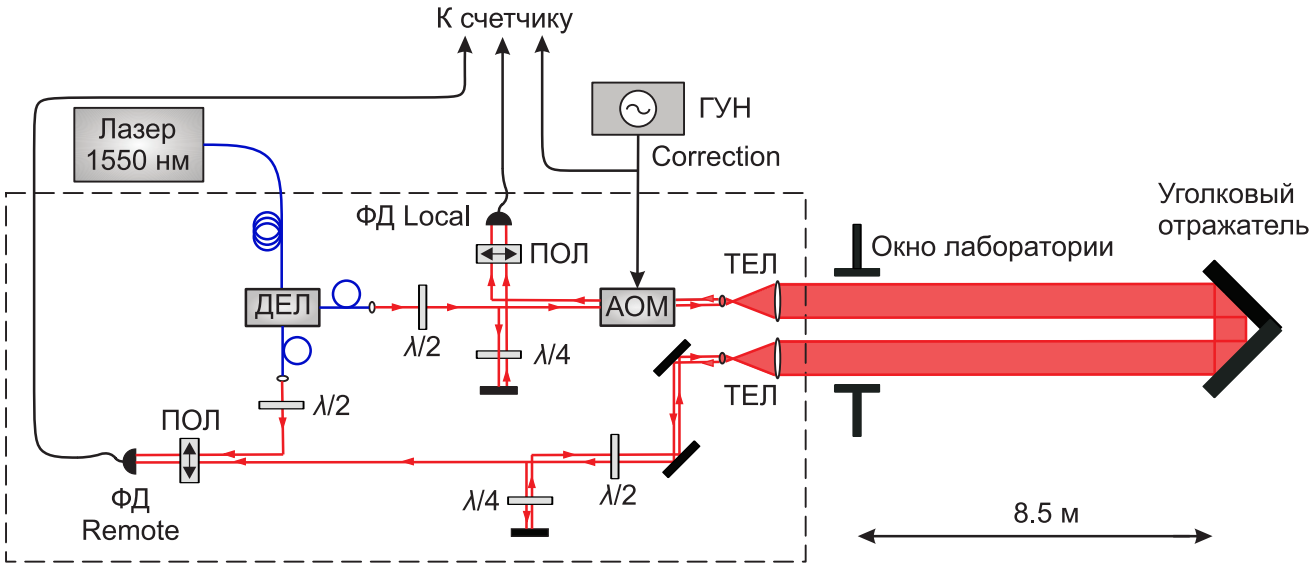


Рисунок 3.11 — Оптическая схема для исследования передачи сигнала по атмосферному каналу. ДЕЛ - волоконный делитель, AOM – акусто-оптический модулятор, ФД – фотодетектор, ПОЛ - поляризатор, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ – полуволновая и четвертьволновая фазовые пластинки, ТЕЛ - телескоп, ГУН - генератор, управляемый напряжением, Local и Remote - локальный и удаленный сигналы биений, Correction - сигнал компенсируемых шумов канала.

такой же, но на длине волны 1550 нм; акусто-оптический модулятор заменен на модель NEOS 23080 с центральной частотой 80 МГц; РЧ-сигнал на AOM подавался с ГУН Mini-Circuits ZOS-100+; в качестве контроллера петли обратной связи использовался аналоговый пропорционально-интегральный усилитель; для смещения сигналов в область работы счетчика частоты использовалась многоканальная схема прямого цифрового синтеза (англ. DDS - direct digital synthesizer), частота которой стабилизировалась по сигналу водородного мазера.

– Излучение лазера доставлялось до плиты по волоконной линии длиной 10 м и часть излучения для опорного плеча удаленного сигнала отщеплялась волоконным делителем.
– Увеличение длины канала сделало необходимым увеличение размера пучка. Параметр Фрида для канала длиной 17 м составляет не менее 200 мм. Для отправки и сбора излучения были собраны два идентичных телескопа в кеплеровской конфигурации, составленные из асферической линзы с фокусным расстоянием f=6.24 мм и дюймовой сферической линзы с f=75 мм. Увеличение ×12 позволяло получить пучок диаметром около 18 мм. Размер апертуры телескопа с учетом держателя линзы равнялся 22.9 мм. Мощность излучения лазера в ходе эксперимента составляла 60 мВт. Полные оптические потери в канале между телескопами (т.е. на окошке, уголковом отражателе и в атмосфере) составляли около 6 дБ. На один из телескопов была закреплена лазерная указка с видимым излучением, сонаправленным сигнальному пучку, что позволяло облегчить юстировку схемы на улице.
– Для характеризации шумов, вносимых каналом передачи в отсутствие компенсации, записывался сигнал, подаваемый на AOM с ГУН (обозначаемый далее «correction»).

Его шумы могут служить в качестве оценки шумов удаленного сигнала без компенсации. Это позволяло одновременно наблюдать шум канала и стабильность передаваемого сигнала с учетом компенсации вместо проведения отдельных измерительных сессий для передачи с компенсацией шумов и без нее. С одной стороны, такой способ измерения может некорректно отражать шумы канала при некорректной работе петли обратной связи; с другой стороны, одновременное измерение более адекватно в изменчивых условиях атмосферной турбулентности.

Измерение частоты также проводилось в Λ-режиме. Было записано два набора данных: короткий с окном счетчика 1 мс, и длинный с окном счетчика 100 мс. Мощность принятого сигнала значительно колебалась, что приводило к частым проскальзываниям цикла (рис. 3.12). Максимальная длина участка данных без проскальзываний составляла около 1500 с.

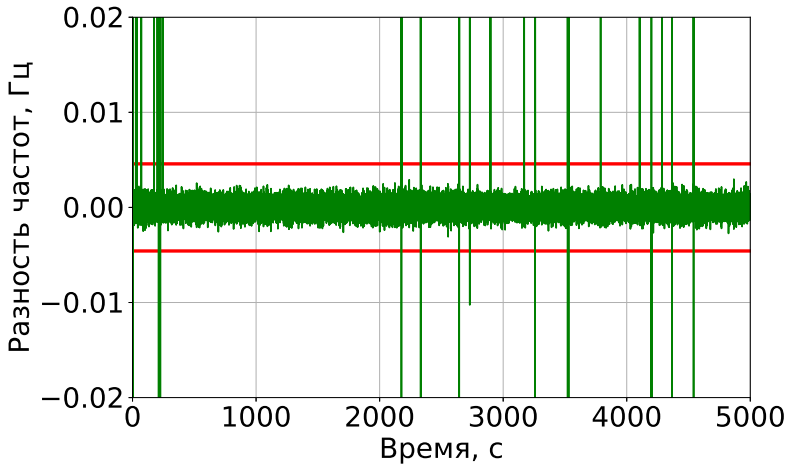
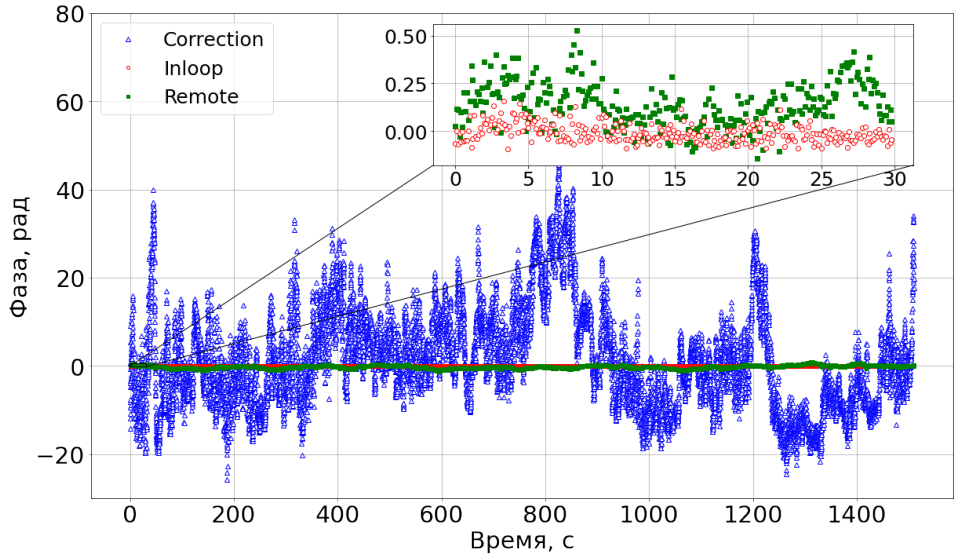


Рисунок 3.12 — Разность частот удаленного сигнала, записанных двумя независимыми каналами счетчика (зеленый) и уровень $\pm 10 MAD$ (красный), используемый для детектирования проскальзываний цикла (см. раздел 1.1.6).

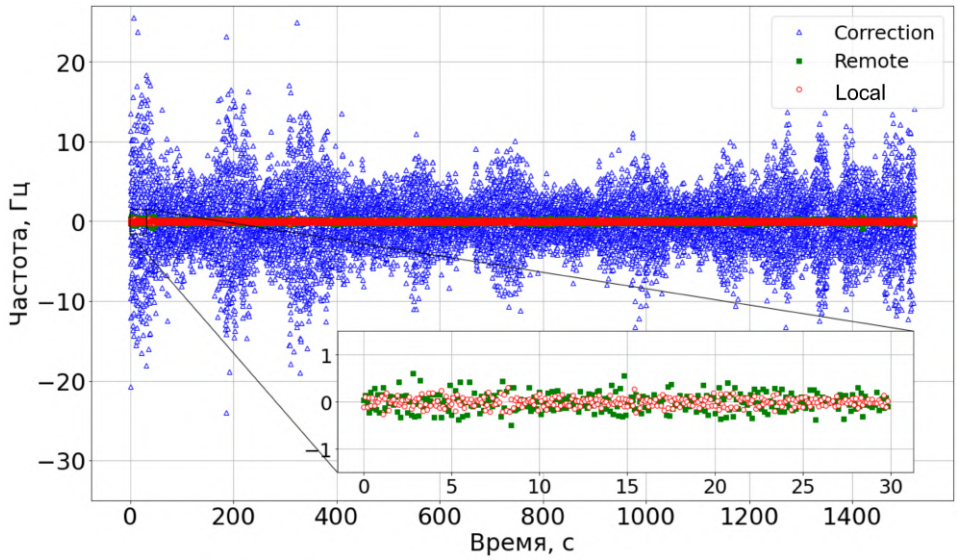
На рис. 3.13 приведены участки записанных частотных и фазовых данных для сигналов «local», «remote» и «correction». Можно заметить, что в сигнале присутствуют более и менее шумные участки. Шумы удаленного сигнала превышают шумы локального, как и в предыдущем эксперименте.

На рис. 3.14 приведены характеристики исследуемых сигналов. Нестабильность, вносимая каналом, имеет почти плоское «плато» на малых временах усреднения и затем усредняется с более пологой зависимостью, чем τ^{-1}. Аналогично результатам предыдущего раздела, активная компенсация шумов позволяет снизить относительную нестабильность частоты (с 3.5×10^{-15} до 5.8×10^{-17} на времени усреднения 1 с и с 7.7×10^{-17} до 2.2×10^{-18} на τ =125 с), однако нестабильность не достигает уровня, обеспечиваемого электронной петлей. Как и для лабораторного канала, можно предположить, что ограничивающим фактором являются шумы некомпенсируемых оптических путей, к которым в данном случае добавляются участки оптоволоконного делителя длиной около 50 см каждый.

Таким образом, основными проблемами, препятствующими эффективной компенсации шумов, а также анализу воздействия оптической турбулентности, являлись:



а) Фаза



б) Частота

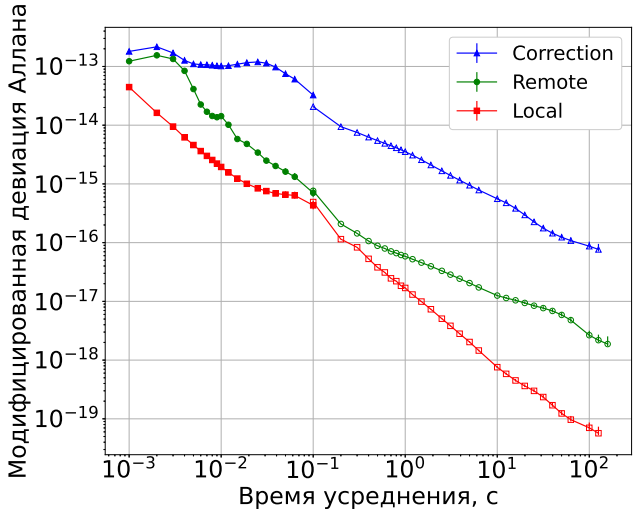
Рисунок 3.13 — Временная зависимость сигналов «local» (красный), «remote» (зеленый) и «correction» (синий) при передаче по атмосферному каналу длиной 17 м. Окно измерения счетчика 100 мс.

1. Высокий вклад некомпенсируемых шумов интерферометра в нестабильность передаваемого сигнала.
2. Проскальзывания фазы сигнала вследствие падения амплитуды, не позволяющие осуществлять непрерывную передачу сигнала достаточно долго.

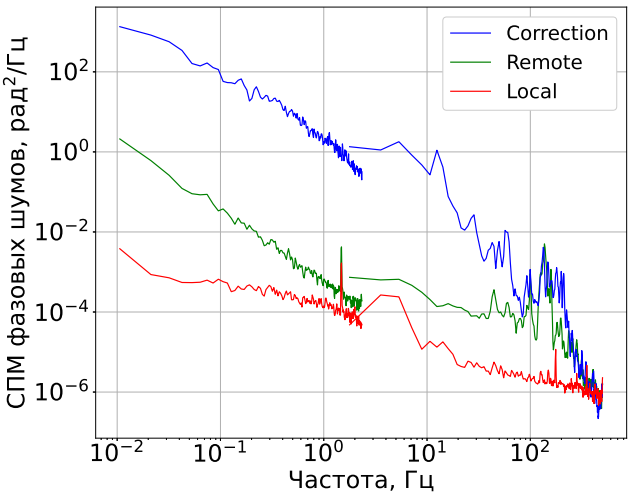
Дальнейшие исследования были направлены на решение этих проблем.

3.3.3 Улучшенная конфигурация интерферометра

Для снижения шумов, связанных с влиянием окружающей среды на опорное плечо интерферометра и другие некомпенсируемые участки оптического пути, была предложена новая архитектура системы передачи сигнала частоты по открытому каналу. Система была разделена на два модуля: модуль формирования сигналов биений и компенсации фазовых



а) Модифицированная девиация Аллана. Заполненные маркеры - измерение с окном счетчика 1 мс, пустые - 100 мс.



б) Спектральная плотность мощности фазовых шумов. Слева - измерение с окном счетчика 100 мс, справа - 1 мс.

Рисунок 3.14 — Характеристики шумов, внесенных в сигнал оптической частоты атмосферным каналом длиной 17 м при активной компенсации. Синий - сигнал компенсации, подаваемый на АОМ, зеленый - удаленный сигнал, красный - локальный сигнал.

шумов и модуль атмосферной передачи, связанный непосредственно с формированием оптических пучков.

Модуль формирования сигналов биений был собран из оптоволоконных компонентов, что позволяет получать высокую эффективность гетеродинирования за счет полного геометрического согласования мод опорного и сигнального оптических пучков, и помещен в термо- и виброизолированный корпус. Разработанный модуль может быть применен как в кольцевой, так и в антипараллельной схеме измерения (при использовании двух модулей на каждом из концов канала передачи).

Подробная схема модуля приведена на рис. 3.15. Ввод и вывод излучения осуществляются через закрепленные на корпусе оптоволоконные соединители FC/APC. Излучение передающего лазера разветвляется оптоволоконным делителем в пропорции 90/10 (на передачу/в опорное плечо для анализа стабильности полученного сигнала). Далее еще 10% излучения отделяются в опорное плечо системы детектирования шумов канала. Затем передаваемое излучение направляется через оптический циркулятор к акустооптическому модулятору Brimrose AMM-100-20-25-1550-2FP-SM с центральной частотой 100 МГц, используемому для компенсации фазовых шумов. После АОМ излучение отправляется в канал передачи. Вернувшийся из канала отраженный свет проходит АОМ еще раз, выходит из другого порта циркулятора и совмещается с опорным плечом на фотодетекторе Local (Thorlabs DET01CFC/M) для формирования локального сигнала.

В приемной части схемы пришедший сигнал проходит через контроллер поляризации, позволяющий максимизировать эффективность гетеродинирования, и направляется на делитель, отщепляющий 90% излучения, которые отражаются обратно в канал фарадеевским зеркалом, делающим поляризацию ортогональной. Оставшиеся 10% излучения совмещаются

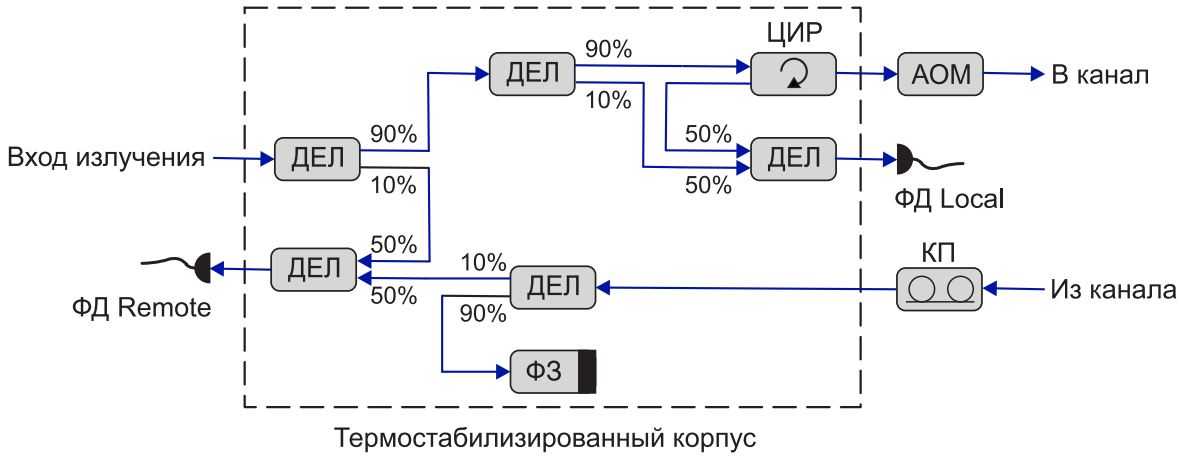


Рисунок 3.15 — Схема модуля формирования сигналов биений. ДЕЛ – делитель мощности, ЦИР - оптический циркулятор, АОМ – акустоооптический модулятор, КП – контроллер поляризации, ФЗ – фарадеевское зеркало, ФД Local – фотодетектор для детектирования фазовых шумов в петле обратной связи, ФД Remote – фотодетектор для анализа шумов переданного сигнала.

на делителе с опорным пучком в отношении 50/50, и направляются на фотодетектор Remote (той же модели, что и Local), где наблюдаются биения пришедшего сигнала с отправляемым (т.е. удаленный сигнал в кольцевой схеме).

Все пассивные волоконные элементы (5 делителей, циркулятор, фарадеевское зеркало) были изготовлены в исполнении с короткими выводами (25 см) в буферной оболочке толщиной 3 мм и помещены в виброизолированный многослойный корпус с активной термостабилизацией. Температура измерялась термистором номинальным сопротивлением 10 кОм и стабилизировалась контроллером Thorlabs MTD415TE при помощи элемента Пелетье с остаточными колебаниями не более 10 мК. Модуль в сборе показан на рис. 3.16.

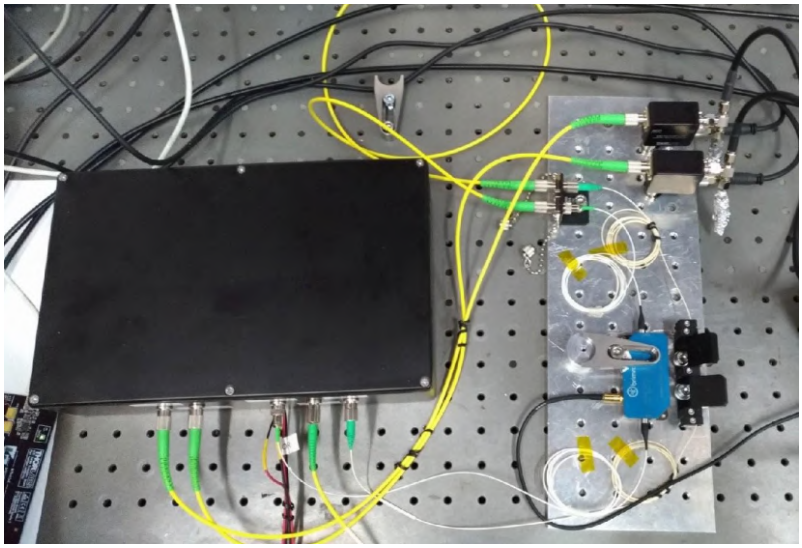


Рисунок 3.16 — Модуль формирования сигналов биений в сборе.

Было проведено исследование вклада шумов модуля в относительную нестабильность регистрируемых сигналов. Для этого вход и выход модуля были соединены коротким (1 м)

волоконным кабелем, измерялась стабильность удаленного сигнала биений при наличии активной компенсации шумов. На рис. 3.17 приведена относительная нестабильность частоты удаленного сигнала при использовании активной термостабилизации корпуса и без нее. Для сравнения также отмечена нестабильность удаленного сигнала при передаче по атмосферному каналу из раздела 3.3.2, которая, предположительно, определялась шумами предыдущей версии интерферометра. Новый интерферометр даже без термостабилизации обеспечивает снижение нестабильности в 3–13 раз на временах усреднения 0.001–0.3 с. Затем без стабилизации температуры нестабильность выходит на постоянный уровень около 10^{-17}. С активной термостабилизацией интерферометр обеспечивает вклад в нестабильность менее 2×10^{-19} на временах усреднения более 200 с.

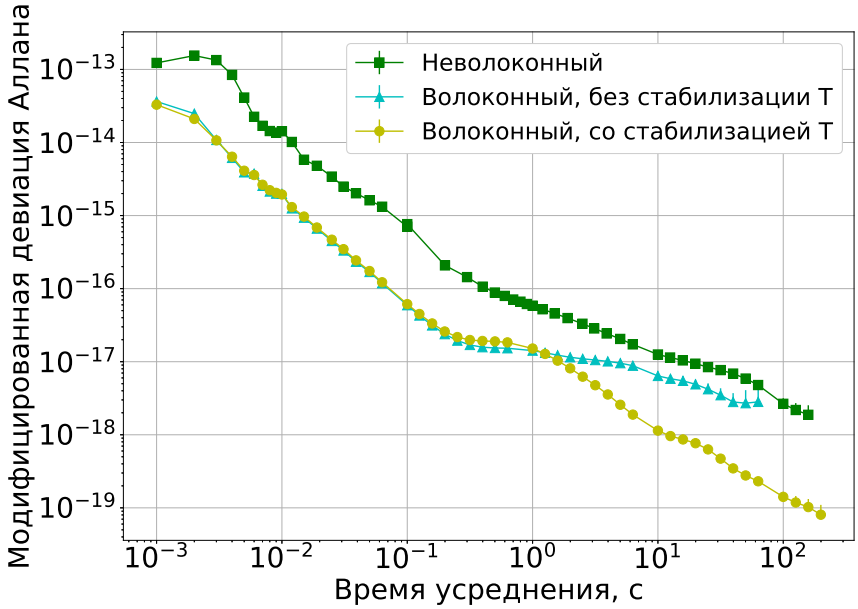


Рисунок 3.17 — Относительная нестабильность частоты, вносимая в передаваемый сигнал интерферометром без термостабилизации (голубой) и с термостабилизацией (желтый), в сравнении с нестабильностью удаленного сигнала, определяемой шумами предыдущей версии интерферометра (зеленый).

Разработанный модуль является универсальным: он может использоваться для активной компенсации шумов и анализа стабильности при передаче сигнала как по оптоволоконным, так и открытым каналам (при подключении дополнительного модуля для формирования оптических пучков). Модуль был зарегистрирован в качестве полезной модели.

3.3.4 Активная компенсация флуктуаций направления пучка

Модуль атмосферной передачи, схема которого приведена на рис. 3.18, был собран на оптической плите размером 35×35 см (рис. 3.19). Завод и вывод излучения осуществлялся по оптоволоконным линиям при помощи коллиматоров с асферическими линзами с фокусным расстоянием 8 мм. Для расширения пучка использовались телескопы с увеличением $\times 12$, описанные в разделе 3.3.2.

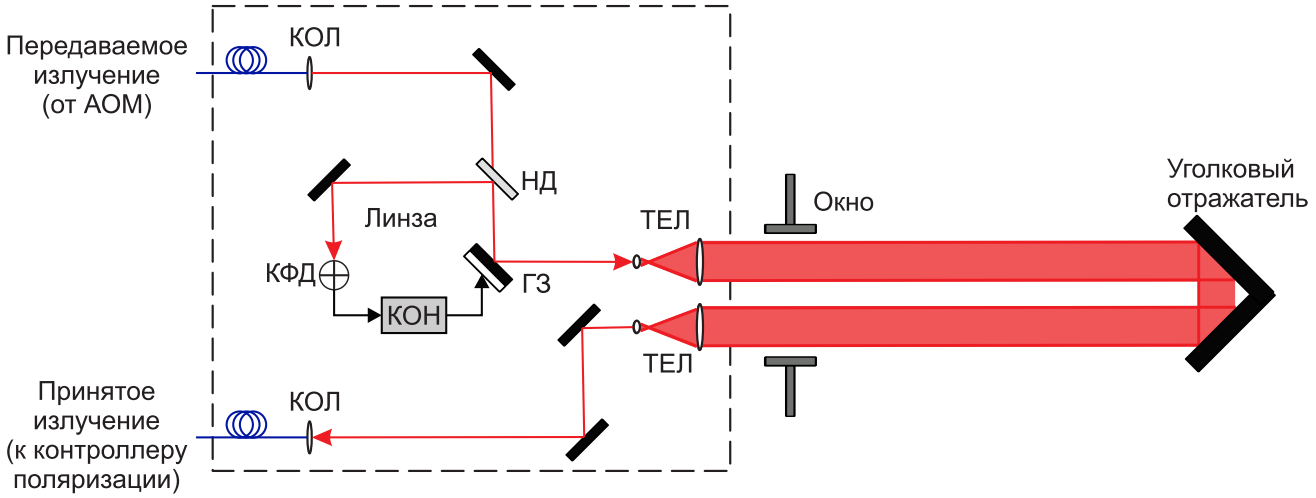


Рисунок 3.18 — Схема модуля для атмосферной передачи. КОЛ – волоконный коллиматор, НД – неполяризационный делитель пучка, КФД – квадратный фотодетектор, КОН – контроллер квадратного фотодетектора, ГЗ – гальванического зеркало, ТЕЛ – телескоп.

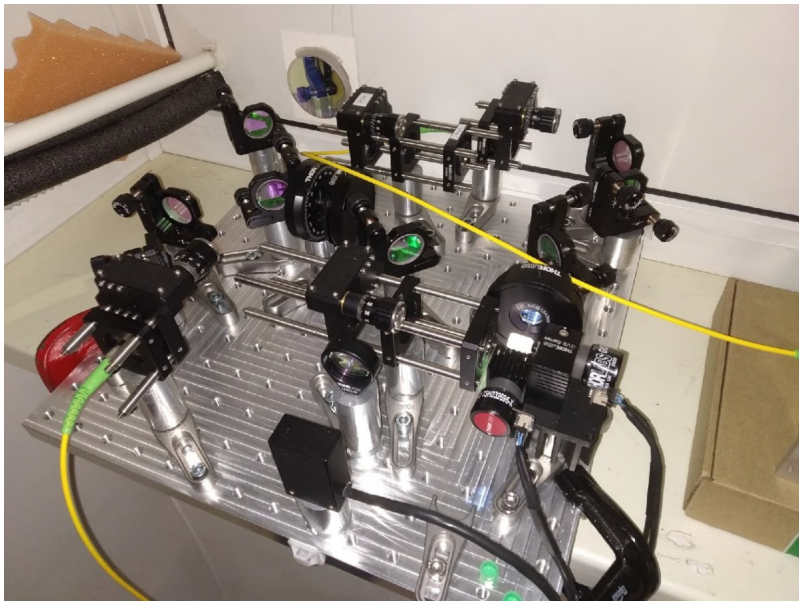


Рисунок 3.19 — Модуль атмосферной передачи в процессе измерения.

Была создана система активной компенсации флуктуаций направления пучка, вызывающих флуктуации амплитуды сигнала биений. На стороне отправителя приблизительно половина мощности вернувшегося для детектирования фазовых шумов сигнала отщеплялась неполяризующей светоделительной пластинкой и направлялась через линзу с фокусным расстоянием 5 см на позиционно-чувствительный квадрантный фотодетектор (КФД) Thorlabs PDQ30C. Выходные электрические сигналы с квадрантного фотодетектора пропорциональны смещению пучка от центра детектора по каждой из осей X, Y. Сигналы посылались на контроллер КФД Thorlabs KPA101, который при помощи цифрового PID-контроллера формировал сервосигналы для подстройки направления пучка по двум осям. Подстройка осуществлялась при помощи двухкоординатного гальванического зеркала Thorlabs GVSM002-EC/M, имеющего угловой диапазон поворота $\pm 12.5^\circ$ и ширину полосы 1 кГц. Так как флуктуации направления сильно убывают на частотах $f > V_\perp / 2\pi D$, то при имеющейся

апертуре телескопа $D = 22.9$ мм такой полосы должно хватать для компенсации шумов при любых реалистичных скоростях ветра. Оптический пучок должен быть совмещен с осями вращения гальванического зеркала, в противном случае активная стабилизация направления может приводить к возрастанию фазовых шумов [183].

На рис. 3.20 приведена диаграмма рассеяния положений пучка на квадратном фотодетекторе, составленная по результатам записи сигнала ошибки с контроллера КФД в течение 500 с. Среднеквадратичное отклонение угла прихода пучка при отсутствии активной компенсации существенно превышает рассчитанное по формуле 3.12 даже для сильной турбулентности ($C_n^2 \approx 10^{-13}$), что можно объяснить доминирующим влиянием взаимных колебаний атмосферного модуля, закрепленного на подоконнике лаборатории, и уголкового отражателя, закрепленного на ограждении. При включении активной компенсации среднеквадратичное отклонение пучка от центрального положения на КФД снизилось в 16 раз для горизонтальной оси и в 30 раз для вертикальной оси. Необходимо отметить, что конструкция гальванического зеркала приводит к повороту осей пучка на 90°, поэтому горизонтальная ось на площадке КФД соответствует вертикальной в оптическом канале и наоборот.

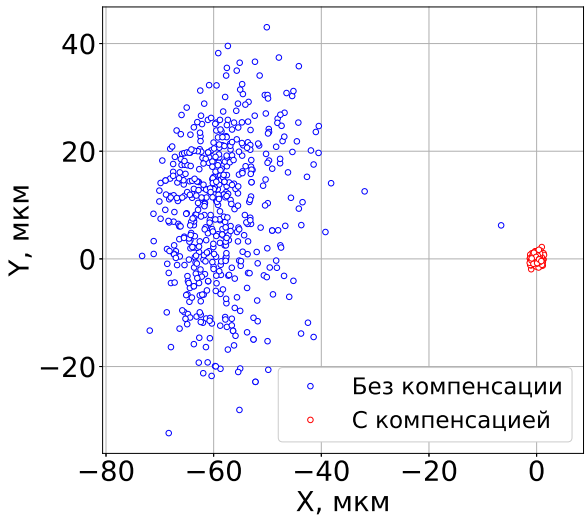


Рисунок 3.20 — Положение оптического пучка на квадратном фотодетекторе при передаче сигнала по атмосферному каналу длиной 17 м без активной компенсации флуктуаций направления пучка (синий) и при ее включении (оранжевый). Время одного измерения - 1 с, 500 измерений.

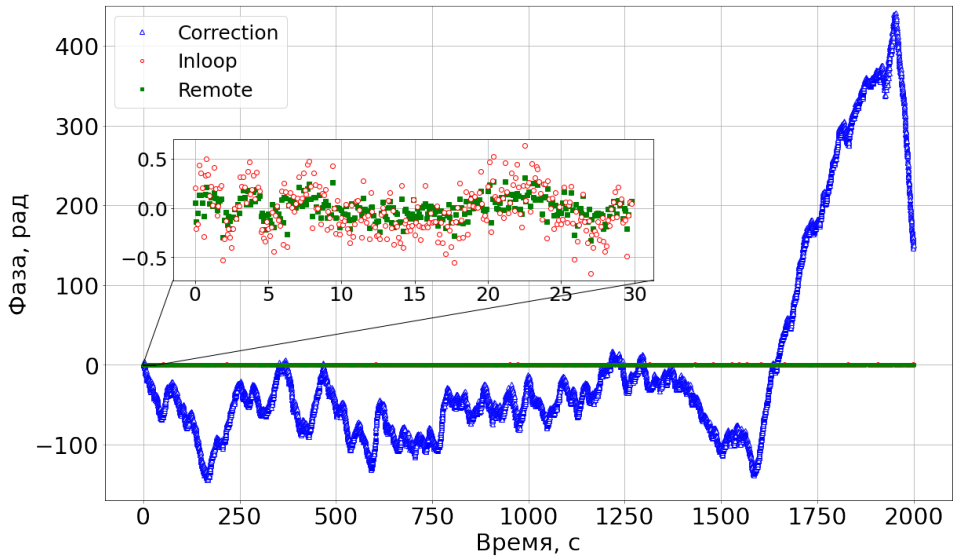
Количество проскальзываний цикла при работе системы компенсации флуктуаций направления пучка существенно снизилось. Тем не менее, в ходе наблюдений по-прежнему иногда наблюдалась периоды нестабильной работа канала передачи. Было замечено, что такие отрезки времени совпадают с циклами работы лабораторной вентиляции. Это связано с тем, что поток воздуха из вентиляционной вытяжки за окном лаборатории был направлен рядом с каналом передачи. После сооружения отсекателя между каналом и вытяжкой работа канала стала стабильной, что позволило осуществлять длительные сеансы непрерывной передачи сигнала даже в дождевых погодных условиях.

3.3.5 Передача по атмосферному каналу с улучшенным интерферометром и активной компенсацией флуктуаций направления пучка

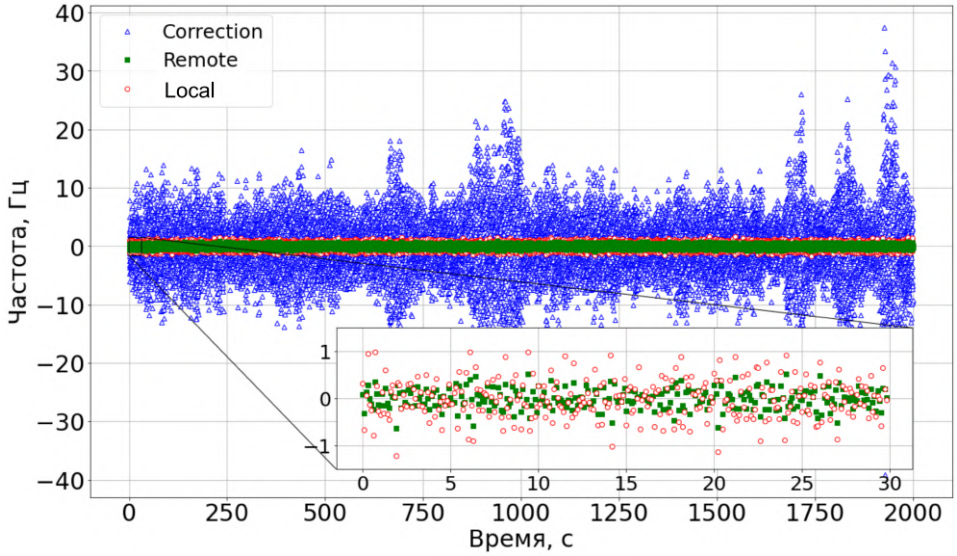
После доработки системы было повторно проведено исследование передачи оптического сигнала частоты по атмосферному каналу длиной 17 м. Модуль формирования сигналов биений был расположен на оптическом столе и подключен к модулю атмосферной передачи, расположенному на подоконнике лаборатории, двумя одномодовыми волоконными линиями длиной 10 м. Была продемонстрирована передача сигнала с активной компенсацией шумов и флуктуаций направления пучка без проскальзываний цикла на протяжении 183 минут. На момент проведения исследования и публикации его результатов такая длительность передачи излучения непрерывного лазера по турбулентному атмосферному каналу без потери когерентности фазы стала рекордной, что является интересным результатом, несмотря на небольшую длину исследуемого канала. На рис. 3.21 показаны характерные зависимости частоты и фазы для трёх сигналов (локального, удалённого и компенсации), измеренные счётчиком частоты в П-режиме.

Ширина полосы обратной связи была определена по положению сервопиков, возникающих при повышении усиления в петле, и составила 90 кГц. Это значение ограничивалось быстродействием используемого ГУН Mini-Circuits ZOS-150+. При его замене на РЧ-генератор SRS SG382 с частотно-модуляционным входом удалось увеличить ширину полосы до 500 кГц. Так как шумы канала передачи сосредоточены в низкочастотной области спектра, данное ограничение не влияло на результаты эксперимента.

На рис. 3.22 приведены девиация Аллана и СПМ фазовых шумов исследуемых сигналов, вычисленные по двум наборам данных (с окнами измерения 1 мс и 100 мс). В спектре сигнала коррекции, отображающем шумы, вносимые каналом без компенсации, присутствует множество резонансных пиков на частотах 5–500 Гц, соответствующих акустическим вибрациям. Низкочастотная часть спектра (до 200 мГц) близка к зависимости $f^{-8/3}$, то есть описывается спектром Колмогорова. С учетом средней скорости ветра в день измерения, равной 2 м/с по данным метеорологических служб, можно вычислить значение структурной постоянной показателя преломления для исследуемого канала, составившее $C_n^2 = 4 \times 10^{-15}$ (см. формулу 3.8). Это значение соответствует дисперсии Рытова $\sigma_R^2 \approx 4 \times 10^{-5}$. Таким образом, описание данного атмосферного канала в рамках теории слабой турбулентности является корректным. С другой стороны, не наблюдается предполагаемого усовершенствованными моделями турбулентности (см. раздел 3.8) перехода к $S_\phi(f) \propto const$ на частотах $f < V_\perp/L_0 \approx 2$ Гц, определяемых внешним масштабом. Такое поведение турбулентных оптических каналов отмечалось и в других работах [183; 199]. Предположительно, это связано с невыполнением гипотезы Тейлора о замороженной турбулентности. На частотах более 200 мГц спектр шумов не соответствует атмосферным моделям, и вероятно, определяется волоконными частями канала передачи между модулем формирования биений и атмосферным модулем. Попытка исключить их влияние путем перемещением модуля формирования биений на подоконник и подсоединения короткими волокнами не увенчалась успехом, так как близость к вентиляционной системе привела к росту влияния внешних возмущения на ин-



а) Фаза

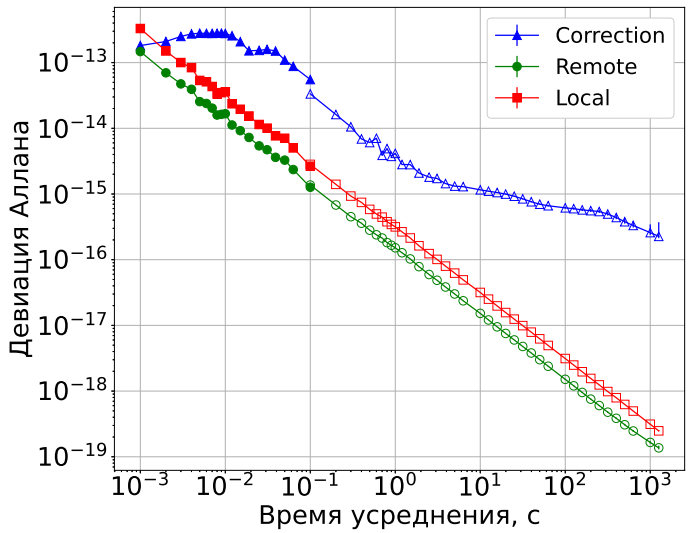


б) Частота

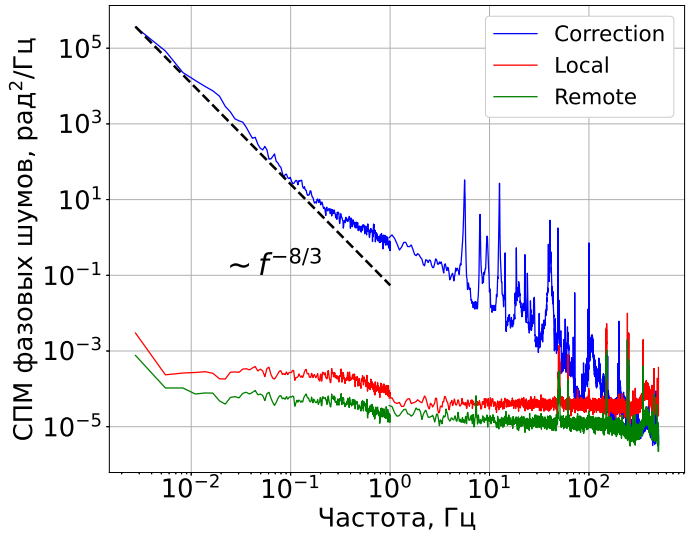
Рисунок 3.21 — Временная зависимость сигналов «inloop» (красный), «remote» (зеленый) и «correction» (синий) при передаче по атмосферному каналу длиной 17 м с улучшенным интерферометром и активной компенсацией флуктуаций направления пучка. Окно измерения счетчика - 100 мс.

терферометр. Для того, чтобы изучить влияние атмосферы в большем частотном диапазоне, необходимо увеличение длины атмосферного канала.

Относительная нестабильность удаленного сигнала составляла не более $2 \times 10^{-16}/\tau$ в исследованном диапазоне времен усреднения. Компенсация шумов позволила снизить вклад канала в относительную нестабильность передаваемого сигнала на времени усреднения 1000 секунд более чем в 1000 раз - с 2.6×10^{-16} до 1.7×10^{-19}. Значение шумов канала менее 10^{-18}, необходимое для передачи сигналов оптических часов, достигалось после усреднения в течение 160 с. Для сравнения с результатами других работ, приведенными в терминах модифицированной девиации Аллана, полученную зависимость остаточных шумов можно пересчитать в терминах модифицированной девиации (см. табл. 1.1), предполагая, что



а) Девиация Аллана. Заполненные маркеры - измерение с окном счетчика 1 мс, пустые - 100 мс.



б) Спектральная плотность мощности фазовых шумов. Слева - измерение с окном счетчика 100 мс, справа - 1 мс. Черная штриховая линия - аппроксимация спектром Колмогорова в частотном диапазоне 0-200 мГц. Шумы локального и уделенного сигналов для измерения с окном 100 мс отмасштабированы с учетом зависимости СПМ белых шумов фазы от времени усреднения при использовании данных счетчика частоты в П−режиме (см. табл. 1.1)

.

Рисунок 3.22 — Характеристики шумов, внесенных в сигнал оптической частоты атмосферным каналом длиной 17 м при активной компенсации фазовых шумов и флуктуаций направления пучка. Синий - сигнал компенсации, подаваемый на AOM, зеленый - удаленный сигнал, красный - локальный сигнал.

доминирующим типом шумов являются белые шумы фазы. Тогда значение вклада канала передачи в относительную нестабильность передаваемого сигнала составляет $5.1 \times 10^{-18}/\tau^{-3/2}$, что соответствуют мировому уровню [104]. Отклонения от расчетной зависимости, скорее всего, появляются на больших временах усреднения, где в спектре шумов на соответствующих частотах появляются отклонения от зависимости белого шума фазы.

Шумы локального сигнала преимущественно имеют характер белых шумов фазы, что свидетельствует о корректной работе петли обратной связи. Заметим, что нестабильность удаленного сигнала в данном случае в два раза меньше нестабильности локального. Так как нестабильность локального сигнала определяется работой электронной петли обратной связи, то этим же и определяется в данном случае нестабильность частоты переданного сигнала. Таким образом, использование улучшенного интерферометра действительно позволило добиться пренебрежимо малого вклада шумов нескомпенсированных оптических путей. Также пренебрежимо малыми являлись неустранимые шумы задержки, шумы лазера и т.д.

На рис. 3.23 приведено распределение флуктуаций частоты переданного сигнала и его аппроксимация гауссовым контуром. Отклонение центра распределения от номинального значения в относительных единицах составило -5×10^{-20}, что много меньше среднеквадратичного отклонения. Это позволяет сделать вывод о том, что при передаче сигнала с активной компенсацией шумов систематические сдвиги частоты на данном уровне отсутствуют.



Рисунок 3.23 — Распределение отклонений частоты удаленного сигнала от номинального значения при передаче по атмосферному каналу длиной 17 м с активной компенсацией фазовых шумов и флуктуаций направления пучка. Черный - аппроксимация гауссовым контуром. Центральная частота аппроксимирующего контура -9 мГц.

3.3.6 Система наведения в широком угловом диапазоне

Следующим шагом на пути развития передачи высокостабильных сигналов по атмосферным каналам должна стать демонстрация передачи на движущийся объект с сохранением метрологических свойств. Система стабилизации направления пучка, описанная в разделе 3.3.4, предназначена для прецизионной компенсации малых возмущений и обеспечивает подстройку лишь в небольшом угловом диапазоне. Необходимо совместить разработанную систему передачи с системой наведения в широком угловом диапазоне, аналогичной разработанным для оптической атмосферной передачи информации и O-TWTFT [172; 191; 202—204].

Для исследования возможности совместной работы систем компенсации фазовых шумов, компенсации флуктуаций направления пучка и наведения была собран лабораторный

макет (рис. 3.24). Атмосферный модуль был пересобран на оптической плите размером 28×15 см в конфигурации с совмещением оптических путей при отправке и сборе оптического сигнала, т.е. использовался только один волоконный коллиматор и один телескоп. С одной стороны, это позволило упростить экспериментальную схему, с другой стороны - такая конфигурация модуля более близка к необходимой для реальной передачи сигнала на удаленный объект. Конфигурация модуля формирования биений осталась прежней. Для разветвления сигнала между локальной и удаленной частями схемы использовался волоконный делитель 50/50, что приводило к дополнительным потерям мощности, однако не играло решающего значения в данном эксперименте. В такой конфигурации на фотодетектор локального сигнала биений попадало два сигнала: полезный, прошедший путь до отражателя 4 раза, и паразитный, прошедший этот путь 2 раза. Для того, чтобы система была нечувствительна к паразитному сигналу, на удаленном конце схемы был добавлен еще один акустооптический модулятор (AOM2), смещающий частоту излучения на -80 МГц, и питаемый от DDS, стабилизированного по сигналу водородного мазера. Таким образом, полезный локальный сигнал биений формировался на частоте 40 МГц, паразитный - на частоте 200 МГц.

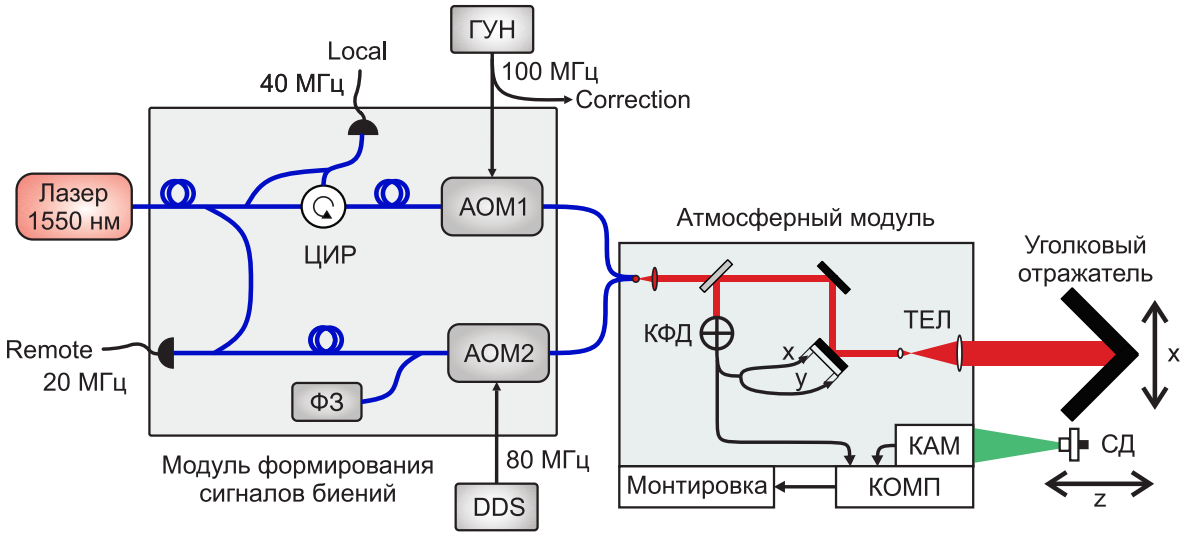


Рисунок 3.24 — Схема эксперимента по передаче оптического сигнала частоты по через подвижный уголковый отражатель. AOM – акусто-оптический модулятор, ГУН – генератор, управляемый напряжением, DDS - схема прямого цифрового синтеза, СД - светодиод, КАМ - USB-камера, КОМП - одноплатный компьютер, ФЗ – фарадеевское зеркало, ЦИР - оптический циркулятор, ТЕЛ - телескоп, КФД – квадрантный фотодетектор, Local и Remote – локальный и удаленный сигналы частоты, Correction – сигнал компенсации фазовых шумов.

Атмосферный модуль был закреплен на монтировке телескопа NexStar Evolution (см. рис. 3.25). Монтировка способна обеспечивать движение по двум степеням свободы (азимуту и высоте). Управление монтировкой осуществлялось при помощи одноплатного компьютера Raspberry Pi 3. Первоначально предполагалось сделать систему наведения полностью независимой от системы компенсации флуктуаций направления пучка. Для этого был использован подход с дополнительным источником излучения. На уголковом отражателе устанавливался зеленый светодиод, пятно излучения которого детектировалось при помощи USB-камеры.

Изображение передавалось на одноплатный компьютер, при помощи средств библиотеки OpenCV детектировалось положение центра пятна излучения и рассчитывался сервосигнал, подаваемый на монтировку. Работа данного метода оказалась нестабильной, так как условия детектирования сигнала светодиода сильно зависели от освещенности, и требовалась постоянная калибровка системы. Тем не менее, данная технология может быть использована для поиска приемника и установки канала связи, а после доработки, возможно, и для непрерывного использования.

В связи с этим был реализован другой подход, в котором сигнал с квадратного фотодетектора использовался как для прецизионной стабилизации направления пучка («быстрая петля»), так и для наведения в широком диапазоне («медленная петля»). Одноплатный компьютер каждые 5 секунд считывал значения сервосигнала, подаваемого с контроллера КФД на гальваническое зеркало по каждой из двух осей, и через цифровой PID-контроллер управлял угловой скоростью движения монтировки. Это позволяло удерживать значение сервосигнала в небольшом диапазоне смещений, не позволяя гальваническому зеркалу достигнуть предела своего диапазона поворота.

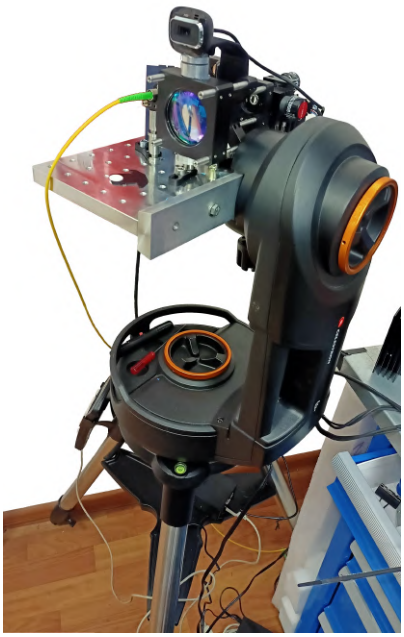


Рисунок 3.25 — Атмосферный модуль системы передачи оптического сигнала частоты на монтировке.

Были проведены исследования одновременной работы всех используемых подсистем. Излучение передавалось по лабораторному воздушному каналу длиной 230 см, отражаясь уголковым отражателем, установленным на подвижном столике, способном перемещаться вдоль направления пучка и поперек него в горизонтальной плоскости. Для начала были определены угловые диапазоны, в которых работают быстрая и медленная петли - для этого осуществлялось перемещение уголкового отражателя перпендикулярно пучку и определялись смещения, при которых из-за малой мощности собранного излучения переставала работать система компенсации фазовых шумов. В первой серии измерений (при отключении обеих петель) система передачи работала в диапазоне угловых смещений отражателя 0.3°. Во

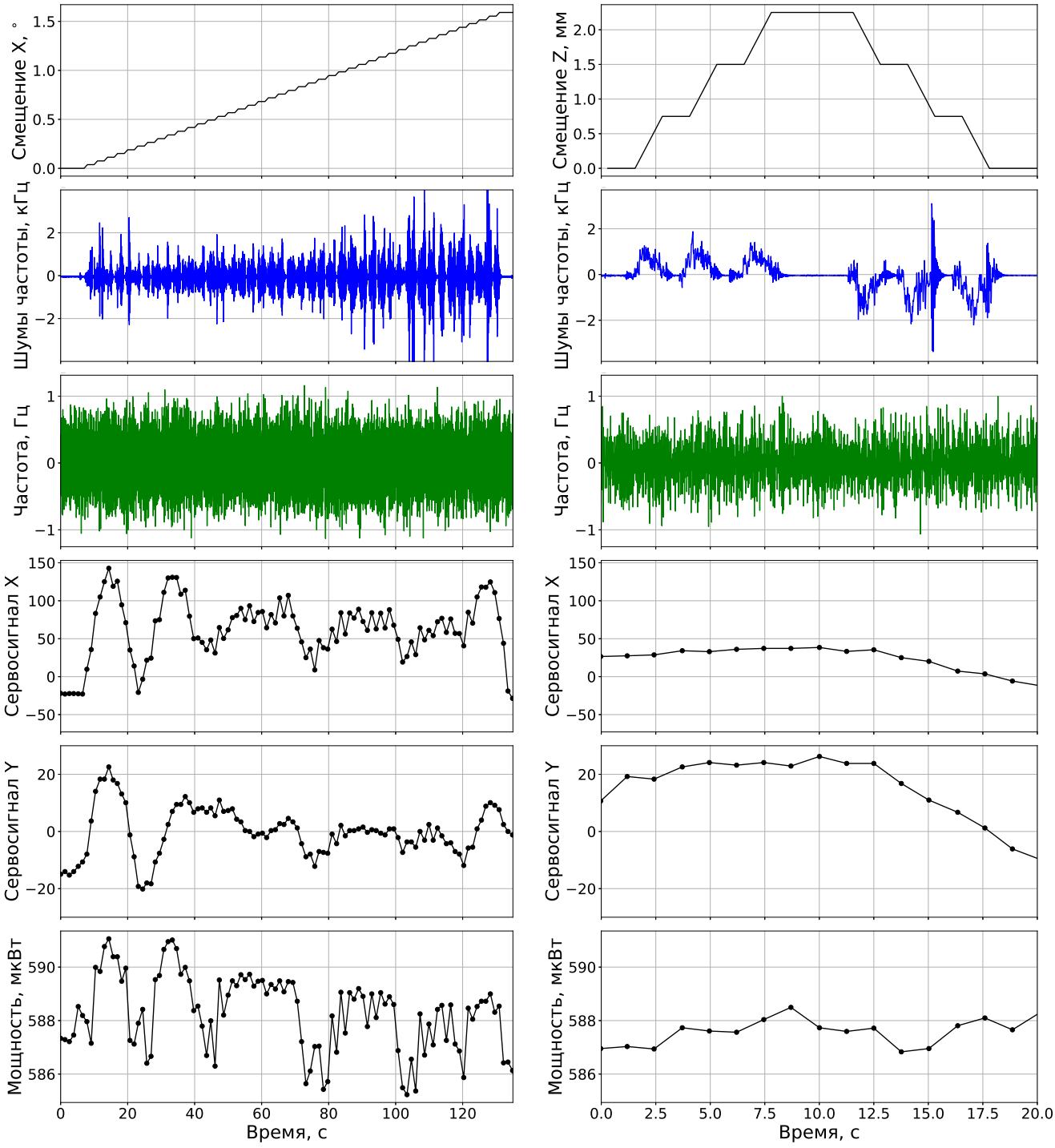
второй серии измерений (при включении быстрой петли) диапазон работы системы увеличился до 0.76°. В третьей серии измерений (при включении обеих подсистем наведения) сигнал частоты успешно передавался при максимально возможном в условиях эксперимента смещении – 3.15°. На рис. 3.26а приведены данные, соответствующие третьей серии измерений: сервосигналы системы наведения по двум координатам, мощность сигнала на квадрантном фотодетекторе, частота удаленного сигнала биений и компенсируемые частотные шумы. Частотные возмущения, вызванные смещением уголкового отражателя, достигали нескольких кГц, в то время как вклад канала в относительную нестабильность частоты переданного сигнала сохранялся на уровне, обеспечиваемом системой компенсации при передаче через неподвижный отражатель (см. рис. 3.22а).

В аналогичных условиях были проведены исследования работы системы при смещении уголкового отражателя вдоль направления оптического пучка. На рис. 3.26б видны доплеровские сдвиги частоты, вызванные удалением или приближением уголкового отражателя. Шумы канала также оставались скомпенсированными, что подтверждает успешную реализацию системы наведения. Можно заметить, что в ходе всех исследований мощность принимаемого на квадратном фотодетекторе сигнала колебалась не более, чем на 1.3%.

Препятствием для применения такой схемы передачи на движущиеся объекты в полевых условиях может стать величина доплеровского сдвига из-за движения вдоль оптического пучка. Максимальный сдвиг частоты, который может быть компенсирован акусто-оптическим модулятором, определяется шириной полосы эффективности дифракции и составляет 10 МГц для используемого в работе модулятора, что для длины волны 1550 нм соответствует скорости движения 2.5 м/с. В случае модулятора с более высокой центральной частотой возможно увеличение ширины полосы до 100 МГц, однако этого все равно не достаточно для компенсации доплеровского сдвига при передаче сигнала на спутник ($\approx$ 10 ГГц), для которой необходима разработка усовершенствованной схемы компенсации фазовых шумов.

3.4 Основные результаты главы 3

1. Реализована передача сигнала частоты на длине волны 1550 нм по атмосферному каналу длиной 17 м с активной компенсацией фазовых шумов, обеспечивающей относительную нестабильность частоты, вносимую каналом, 1.8×10^{-16} на времени усреднения 1 с и 1.7×10^{-19} на времени усреднения 1000 с. Активная компенсация флуктуаций направления пучка обеспечила непрерывную передачу сигнала без потери когерентности фазы в течение 3 часов.
2. Для системы активной компенсации фазовых шумов создан температурно-стабилизированный виброизолированный интерферометр, позволяющий снизить чувствительность опорного плеча и других некомпенсируемых частей оптической схемы к внешним возмущениям. Продемонстрировано снижение вклада собственных шумов интерферометра в нестабильность передаваемого сигнала частоты до уровня менее 10^{-19} на временах усреднения более 200 с.



а) Смещение поперек пучка б) Смещение вдоль пучка

Рисунок 3.26 — Данные измерений при передаче сигнала частоты через подвижный уголковый отражатель с активной компенсацией шумов и системой наведения. Сверху вниз: смещение уголкового отражателя, компенсируемые частотные шумы (сигнал «correction»), частота переданного сигнала (сигнал «remote»), сервосигнал «медленной» петли системы наведения по осям X (азимут) и Y (высота), мощность сигнала на квадрантном фотодетекторе.

Глава 4. Сличение ультрастабильных лазерных систем

Чтобы определить характеристики высокостабильного оптического осциллятора, необходимо произвести его сличение с другими осцилляторами. В предыдущей главе был подробно рассмотрен вопрос о передаче высокостабильных сигналов частоты с сохранением их характеристик, что позволяет доставить все необходимые для сличения сигналы в одно место. В данной главе рассматриваются теоретические и экспериментальные аспекты непосредственно процесса сличения.

В случае, если исследуемые оптические сигналы имеют сильно отличающиеся длины волн, необходимо произвести перенос стабильности с помощью фемтосекундной частотной гребенки, описание которого приводится в разделе 4.1. Для полной характеризации в общем случае требуется сличение трех осцилляторов методом «треуголки», описанным в разделе 4.2. В разделе 4.3 приведено описание экспериментальной реализация сличения трех ультрастабильных лазерных систем, разработанных в ФИАН, с использованием стабилизированных оптоволоконных линий. В разделе 4.4 рассматривается значение полученных результатов для использования лазерных систем в прецизионной спектроскопии.

4.1 Фемтосекундные гребенки частот

4.1.1 Принцип работы

Оптическая гребенка частот - это оптическое излучение, спектр которого представляет собой набор большого количества эквидистантных мод. Существует большое количество вариантов применения оптических гребенок для научных и технических приложений [205], однако в данной работе нас, прежде всего, интересует ее использование для точного измерения частоты оптического излучения, сличения осцилляторов различных частотных диапазонов (как оптического, так и микроволнового), а также для переноса стабильности между различными осцилляторами.

Наиболее часто генерация такого излучения осуществляется при помощи импульсного лазера с синхронизацией мод, имеющего фиксированную частоту повторения импульсов f_{rep} (рис. 4.1). Напряженность поля последовательности импульсов можно представить как колебания на несущей частоте ν_c с огибающей $A(t)$. Спектром такой последовательности импульсов является набор мод с частотами ν_n и амплитудами A_n:

$$E(t) = A(t)e^{i2\pi\nu_c t} = \sum_{n=n_i}^{n_f} A_n e^{i2\pi\nu_n t} \tag{4.1}$$

При этом спектральное расстояние между соседними модами гребенки равно f_{rep}. В общем случае групповая скорость импульса отличается от его фазовой скорости, поэтому фаза несущей частоты сдвигается по отношению к огибающей на некоторую величину $\Delta\phi_{CEO}$ за каждый проход лазерного резонатора. Таким образом, зависимость напряженности электрического поля от времени не является периодической, а частоты мод гребенки не кратны частоте повторений импульсов. Спектр оказывается сдвинут от нуля на офсетную частоту

$f_{CEO} = \frac{1}{2\pi}\frac{d\Delta\phi_{CEO}}{dt} < f_{rep}$ (англ. CEO - carrier-envelope offset):

$$\nu_n = nf_{rep} + f_{CEO}, \tag{4.2}$$

где $n \in \mathbb{N}$ - номер моды гребенки.

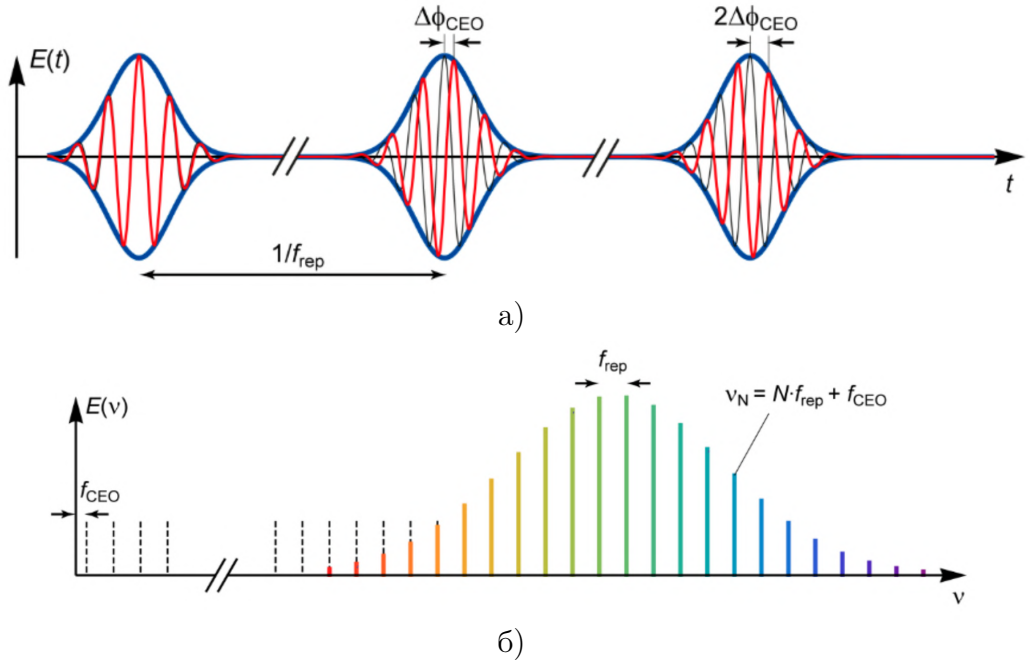


Рисунок 4.1 — Временное (а) и частотное (б) представления электрического поля излучения фемтосекундной гребенки частот. ν_n - частота моды гребенки с номером n, f_{rep} - частота повторений, f_{CEO} - офсетная частота, $\Delta\phi_{CEO}$ - сдвиг фазы несущей относительно огибающей [206].

Существуют и другие методы генерации оптических частотных гребенок, например, при помощи микрорезонаторов или электро-оптических модуляторов [205], однако для задач, связанных с ультрастабильными сигналами частоты, наиболее часто используются именно лазеры с синхронизацией мод.

Создание фемтосекундных гребенок частот (ФГЧ) позволило добиться большого прогресса в области оптических часов, так как открыло возможность измерения абсолютного значения оптической частоты с высокой точностью. Неизвестная оптическая частота ν, лежащая в спектральном диапазоне, покрываемом гребенкой, может быть измерена путем измерения трех частот радиодиапазона: частоты биений ν_{beat} между ν и ближайшей модой гребенки ν_n, а также f_{rep} и f_{CEO}:

$$\nu = \pm(nf_{rep} + f_{CEO} \pm \nu_{beat}), \tag{4.3}$$

где знак «+» выбирается при $nf_{rep} + f_{CEO} > \nu$, «-» - в обратном случае. Взаимное положение частот моды гребенки и исследуемого излучения можно определить, пронаблюдав зависимость ν_{beat} от f_{rep}. Номер моды определяется путем измерения длины волны другим способом с более низкой точностью, например, при помощи интерферометрического измерителя длин волн.

Частота повторений гребенки обычно лежит в диапазоне от 100 МГц до 1 ГГц. Ее измерение можно осуществить напрямую при помощи фотодетектора, регистрирующего биения между соседними модами гребенки. Офсетная частота f_{CEO} является общей для всех мод и требует дополнительных процедур для измерения. Для измерения этой частоты обычно используется $f-2f$ интерферометр [207], в котором регистрируются биения между модой с номером n, частота которой удваивается на нелинейном кристалле, и модой с номером $2n$:

$$f_{CEO} = 2\nu_n - \nu_{2n} = 2(nf_{rep} + f_{CEO}) - (2nf_{rep} + f_{CEO}). \tag{4.4}$$

Спектральная ширина гребенки частот обратно пропорциональна длительности импульса: при типичной длительности импульса порядка 10-100 фс ширина спектра составляет около нескольких сотен нм. Для измерения f_{CEO} необходимо, чтобы спектр гребенки покрывал октаву, т.е. чтобы самая высокая его частота вдвое превышала самую низкую. Генерация суперконтинуума (т.е. расширение спектра) осуществляется за счет явления фазовой самомодуляции, например, в фотонно-кристаллическом волокне [208].

4.1.2 Лазерные источники для генерации фемтосекундных гребенок

На рис. 4.2 показаны спектральные диапазоны, покрываемые наиболее распространенными типами фемтосекундных гребенок. История фемтосекундных гребенок началась с титан-сапфировых лазеров с синхронизацией мод [9], которые и сегодня демонстрируют высокие показатели стабильности [209]. Однако такие лазеры довольно громоздки и требуют регулярного обслуживания, что не позволяет им обеспечивать долговременную и бесперебойную работу, необходимую для множества метрологических экспериментов. Среди других твердотельных гребенок можно отметить кристаллы Cr:LiSAF, Yb:CALGO, Yb:KGW, Er:Yb:glass, Yb:KYW с диодной накачкой [206].

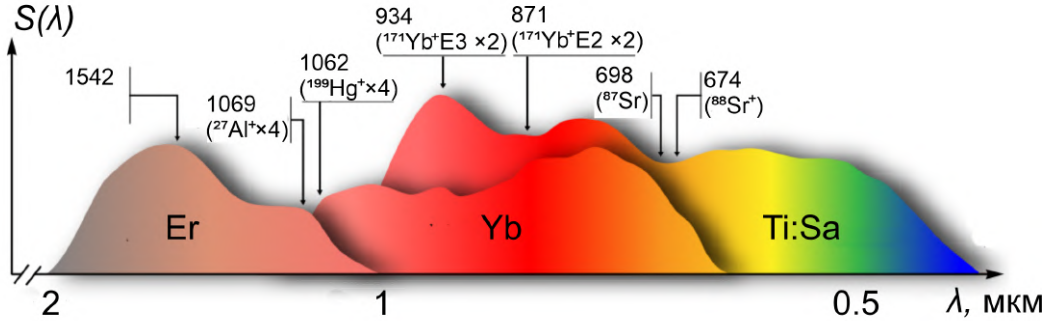


Рисунок 4.2 — Спектры излучения эрбиевой, иттербиевой и титан-сапфировой фемтосекундных гребенок с указанием длин волн наиболее известных метрологических переходов.

Более компактными, энергоэффективными и надежными являются полностью волоконные гребенки. Наибольшое распространение получили коммерчески доступные гребенки на основе волокна, легированного эрбием [210]. Максимум интенсивности их излучения приходится на телекоммуникационную длину волны 1.5 мкм, что является преимуществом для применений, связанных с передачей сигнала по длинным волоконным линиям.

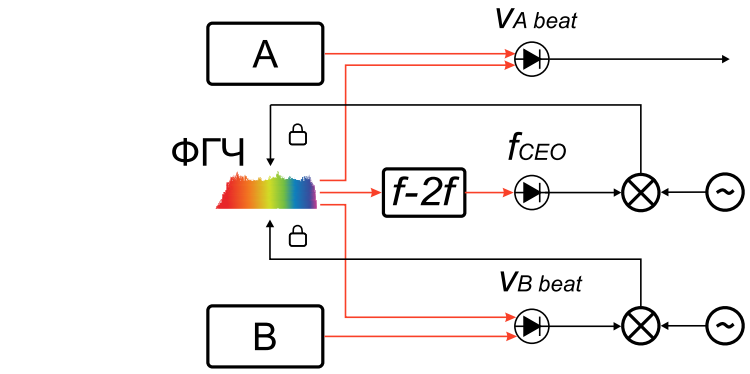
Также можно отметить гребенки на основе волокна, легированного иттербием [211], имеющих высокую мощность на длинах волн около 1 мкм, что делает их перспективными их для генерации компонент видимого и даже ультрафиолетового спектра. Генерация гребенок в среднем ИК-диапазоне может быть реализована в легированном тулием волокне [15] или некварцевых волокнах [212]. Суммарно твердотельные и волоконные гребенки частот позволяют охватить спектральный диапазон от 400 нм до 4 мкм.

4.1.3 Сличение осцилляторов и перенос стабильности

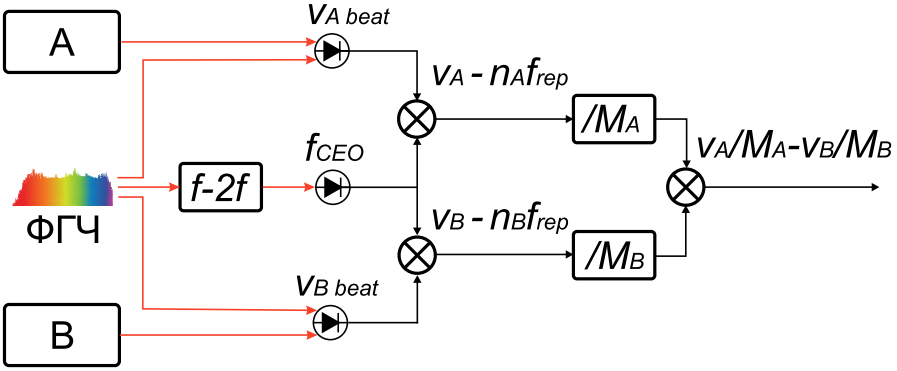
Помимо связи оптического и микроволнового диапазонов, частотная гребенка позволяет проводить сличение оптических осцилляторов на разных длинах волн или перенос стабильности одного из них другому. Имея одну лазерную систему с высокими стабильностными характеристиками, можно осуществлять стабилизацию частоты всех остальных необходимых лазеров по ее сигналу, а также генерировать высокостабильный сигнал микроволнового диапазона [213]. Перенос стабильности опорного осциллятора в другой оптический диапазон находит широкое применение в спектроскопии: например, улучшить характеристики оптических часов на атомах стронция удалось, передав характеристики стабилизированного по кремниевому резонатору лазера с длиной волны 1542 нм лазеру на длине волны часового перехода стронция (698 нм) [11].

Флуктуации частоты повторений гребенки и офсетной частоты не должны влиять на процесс сличения или переноса стабильности. Существует два варианта исключения их влияния. Первый вариант - использование фазовых привязок (рис. 4.3а). Офсетная частота привязывается к частоте повторений или к опорному РЧ-сигналу (например, водородного мазера). Ее флуктуации мало влияют на флуктуации оптической частоты моды гребенки, поэтому стабильности радиочастотного опорного сигнала достаточно для ее стабилизации. В то же время флуктуации f_{rep} масштабируются пропорционально номеру моды n, поэтому частота повторений стабилизируется за счет фазовой привязки частоты одной из мод гребенки к какому-либо из сличаемых оптических осцилляторов. Этот способ требует широкой полосы модуляции частот повторений и офсетной. Для подстройки частоты повторений обычно изменяется эффективная длина лазерного резонатора, для подстройки офсетной частоты - внутрирезонаторная дисперсия. Обратная связь может подаваться на внутрирезонаторный электро-оптический модулятор и пьезоактюаторы. Таким образом, осуществляется передача относительной нестабильности частоты одного из оптических осцилляторов всем частотным компонентам ФГЧ. Далее может осуществляться передача стабильности путем фазовой привязки излучения второго осциллятора к ближайшей моде ФГЧ, либо сличение путем исследования гетеродинного сигнала между ними.

Другим вариантом является исключение частоты повторений и офсетной частоты в РЧ-диапазоне с использованием метода «передающего осциллятора» [214] (рис. 4.3б). На первом этапе здесь также детектируются частоты биений между оптическими осцилляторами и ближайшими модами гребенки $\nu_{A\,beat} = \nu_A - n_A f_{rep} - f_{CEO}$ и $\nu_{B\,beat} = \nu_B - n_B f_{rep} - f_{CEO}$, а также офсетная частота. Офсетная частота вычитается на смесителе. Затем частоты сиг-



а) С помощью фазовых привязок



б) Метод «передающего осциллятора»

Рисунок 4.3 — Схемы исключения флуктуаций частоты повторений и офсетной частоты при сличении оптических осцилляторов A и B через фемтосекундную гребенку (ФГЧ). $f-2f$ - интерферометр для детектирования f_{CEO}, замком обозначена фазовая привязка.

налов делятся (например, при помощи DDS) на целые числа M_A и M_B, такие, что

$$\frac{n_A}{M_A} = \frac{n_B}{M_B}. \tag{4.5}$$

Отмасштабированные частоты сигналов вычитаются на смесителе, что позволяет исключить f_{rep}. Полученный сигнал - «виртуальные биения» между двумя полями постоянных лазеров - также можно использовать для сличения либо для генерации сигнала ошибки в петле фазовой привязки для переноса стабильности от одного из осцилляторов другому.

Вместо стабилизации или измерения офсетной частоты, может быть применено ее прямое вычитание в оптическом диапазоне за счет генерации разностных частот между двумя гребенками, спектры которых отстоят на октаву друг от друга [215]. Среди преимуществ такого метода можно отметить широкую полосу подавления флуктуаций офсетной частоты (на частотах до f_{rep}), улучшенную надежность и отсутствие сервопиков в спектре.

4.1.4 Шумы, вносимые в сигнал при сличении

При работе с оптическими осцилляторами с нестабильностью частоты на уровне 10^{-15} и менее необходимо принимать во внимание шумы, вносимые в сигналы процессе сличения/переноса стабильности. Фундаментальное ограничение на стабильность накладывают квантовые шумы фемтосекундного лазера [216] и оптических преобразователей [217], однако

их вклад зачастую мал по сравнению с различными техническими шумами. Основным источником шумов являются флуктуации оптических путей, по которым излучения лазеров и гребенки доставляются в точку, в которой формируются гетеродинные биения.

Зачастую сформировать биения между сигналами на всех нужных длинах волн с исходным сигналом фемтосекундной гребенки невозможно, так как ее спектр недостаточно широк. В таком случае требуются дополнительные оптические усилители и преобразователи, позволяющие получить необходимую мощность сигнала в каждом из необходимых спектральных регионов. Это привело к появлению двух различных подходов к переносу стабильности: одноканального (англ. single-branch) и многоканального (англ. multi-branch). В первом подходе используется гребенка с широким спектром, который генерируется с использованием сильно нелинейных сред и оптических усилителей. Так как все моды ФГЧ проходят одинаковые стадии преобразования, то флуктуации оптического пути будут одинаковыми для них в первом приближении. Использование одноканальной гребенки позволило сличить сигналы на частотах 215, 259 и 282 ТГц с внесением относительной нестабильности частоты на уровне $5 - 7 \times 10^{-17}$ на времени усреднения 1 с и 10^{-19} на времени усреднения 100 с [218]. С другой стороны, многостадийное преобразование сигнала делает систему сложной в управлении и эксплуатации, чувствительной к различным флуктуациям условий окружающей среды, возникает непростая задача одновременной оптимизация мощности излучения в различных спектральных диапазонах.

Создание ФГЧ с несколькими оптическими каналами, каждый из которых имеет свои стадии преобразования, позволяет производить настройку и оптимизацию параметров индивидуально для каждой требуемой длины волны. Однако флуктуации оптического пути могут быть нескоррелированными для разных каналов, что приводит к появлению флуктуирующей разности фаз между модами гребенки. В таком случае для достижения необходимого уровня стабильности требуется изоляция установки от влияния факторов окружающей среды. Пассивная стабилизация многоканальной гребенки позволяет добиться вносимой относительной нестабильности частоты на уровне 3.7×10^{-16} на времени усреднения 1 с и $5 - 8 \times 10^{-19}$ на времени усреднения в 10^4 с [219].

Для достижения наилучших результатов может применяться комбинация этих двух подходов. Например, в каждом из каналов, помимо излучения на требуемой длине волны, может присутствовать исходное излучение гребенки (для эрбиевой гребенки - на длине волны 1.5 мкм). Гетеродинируя данные компоненты излучения, прошедшие разные каналы, можно детектировать флуктуации разности оптических путей и компенсировать их при помощи активной компенсации [220] или постобработки РЧ-сигналов биений [221]. В работе [221] удалось добиться вносимой гребенкой относительной нестабильности частоты не более 8×10^{-18} на времени усреднения 1 с и 3×10^{-21} на времени усреднения 10^5 с.

Другим источником фазовых шумов, вносимых в процессе переноса стабильности, являются флуктуации оптического пути, проходимого излучением исследуемых постоянных лазеров. Для минимизации их влияния применяется комбинация нескольких подходов. Во-первых, применяется активная компенсация флуктуаций длины оптических путей, по которым сличаемые сигналы доставляются к узлу сличения/переноса стабильности. Для этого

используется метод, подробно рассмотренный в разделе 1.4.1. При этом компенсируются флуктуации пути только до полупрозрачного зеркала, которое используется для отражения части сигнала, используемой в схеме компенсации. Во-вторых, при создании узла сличения необходимо минимизировать некомпенсируемые части оптического пути или исключить их влияние другим способом. Для этого оптические пучки сличаемых лазеров могут совмещаться на дихроичном зеркале, установленном до полупрозрачного зеркала, которое будет частично отражать все пучки для детектирования фазовых шумов (рис. 4.4). Далее пучки будут распространяться вместе по одному и тому же оптическому пути и совмещаться с излучением гребенки на делителе пучка. Затем пучки могут быть снова разделены на дихроичном зеркале и направлены на фотодетектор: теперь флуктуации оптического пути будут общими для постоянного излучения и излучения гребенки и будут вычитаться при гетеродинировании. Распространение совмещенных пучков должно, по возможности, осуществляться по открытым (воздушным или вакуумным) каналам, так как в волоконных каналах хроматическая дисперсия может приводить к появлению существенной разности оптических путей.

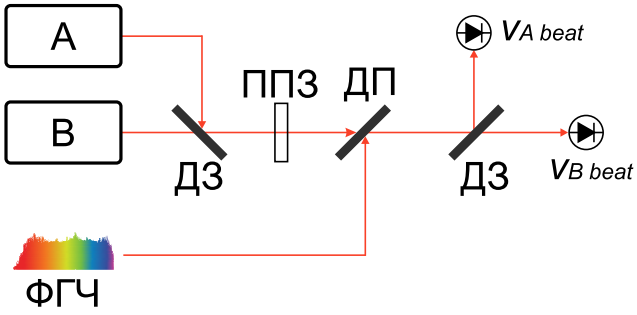


Рисунок 4.4 — Схема устранения нескомпенсированных участков оптического пути при сличении оптических осцилляторов A и B через фемтосекундную гребенку частот (ФГЧ). ДЗ - дихроичное зеркало, ППЗ - полупрозрачное зеркало, ДП - делитель пучка.

При использовании описанных выше подходов остаточные технические шумы могут быть обусловлены неидеальным совмещением оптических пучков, флуктуациями дисперсии различных элементов, а также некоррелированными электронными шумами в узлах детектирования биений. Напрямую оценить нестабильность, вносимую шумами узла переноса стабильности, можно, осуществив перенос через два независимых эквивалентных узла, и сличив перенесенные частотные сигналы [221].

4.2 Метод «треуголки»

4.2.1 Прямое сличение

Сличение двух осцилляторов между собой позволяет получить полную информацию о каждом из них только в случае их полной идентичности. В этом случае производится гетеродинирование их сигналов и вычисляется нестабильность гетеродинного сигнала (например, в терминах девиации Аллана) σ_{12}. Тогда индивидуальную нестабильность каждого из осцилляторов можно вычислить как

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \frac{\sigma_{12}}{\sqrt{2}}. \tag{4.6}$$

В случае неэквивалентных осцилляторов требуется сличение как минимум трех объектов методом «треуголки» (англ. three-cornered hat method) [222], т.е. должно производиться попарное гетеродинирование их сигналов и измерение характеристик сигналов биений (рис. 4.5). Для начала рассмотрим ситуацию, когда исследуемые осцилляторы работают на близких частотах (в интервале <50 ГГц).

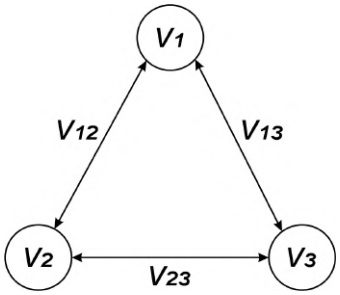


Рисунок 4.5 — Схема измерения индивидуальных нестабильностей осцилляторов методом «треуголки».

Пусть три независимых осциллятора имеют частоты ν_1, ν_2, ν_3, и можно напрямую наблюдать их биения на частотах

$$\nu_{12} = |\nu_1 - \nu_2|, \tag{4.7}$$

$$\nu_{13} = |\nu_1 - \nu_3|, \tag{4.8}$$

$$\nu_{23} = |\nu_2 - \nu_3|. \tag{4.9}$$

Метод «треуголки» позволяет вычислить индивидуальные нестабильности осцилляторов $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ из нестабильностей частот биений $\sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{13}$:

$$\sigma_1^2 = \frac{1}{2}(\sigma_{12}^2 + \sigma_{13}^2 - \sigma_{23}^2), \tag{4.10}$$

$$\sigma_2^2 = \frac{1}{2}(\sigma_{23}^2 + \sigma_{12}^2 - \sigma_{13}^2), \tag{4.11}$$

$$\sigma_3^2 = \frac{1}{2}(\sigma_{23}^2 + \sigma_{13}^2 - \sigma_{12}^2). \tag{4.12}$$

При этом достаточно провести запись частот биений ν_{12}, ν_{13}, третью частоту биений ν_{23} можно вычислить как $\nu_{23} = |\nu_{12} \pm \nu_{13}|$, где знак «-» выбирается при условии $\nu_1 > \nu_2$,ν_3 или $\nu_1 < \nu_2$,ν_3. Также необходимо отметить, что в приведенных формулах подразумеваются нестабильность (девиация Аллана) абсолютных величин (в Гц), а не относительных.

Метод «треуголки» хорошо работает в случае близких значений нестабильности исследуемых осцилляторов и некоррелированности их шумов. В противном случае расчеты по данной процедуре могут приводить к отрицательным значениям дисперсии. Для случая коррелированных шумов разработаны усовершенствованные методы анализа [223].

Определение погрешности вычисления девиации Аллана по методу «треуголки» производится по процедуре, аналогичной описанной в разделе 1.1.3. При этом число степеней свободы edf_{TCH} уменьшается относительно обычного edf [224]:

$$edf_{TCH} = edf \times \Gamma = edf \frac{2\sigma_i^4}{2\sigma_i^4 + \sigma_1^2\sigma_2^2 + \sigma_2^2\sigma_3^2 + \sigma_1^2\sigma_3^2}. \quad (4.13)$$

Другой характеристикой осцилляторов является спектральная плотность мощности фазовых шумов S_ϕ. Так как S_ϕ связана с девиацией Аллана, все приведенные выше рассуждения справедливы и для нее. Чтобы вычислить СПМ фазовых шумов для каждого осциллятора, достаточно вычислить СПМ сигналов ν_{12}, ν_{13}, ν_{23}, а затем воспользоваться формулами, аналогичными 4.10 - 4.12:

$$S_1 = \frac{1}{2}(S_{12} + S_{13} - S_{23}), \quad (4.14)$$

$$S_2 = \frac{1}{2}(S_{23} + S_{12} - S_{13}), \quad (4.15)$$

$$S_3 = \frac{1}{2}(S_{23} + S_{13} - S_{12}). \quad (4.16)$$

4.2.2 Сличение через фемтосекундную гребенку

При сличении лазерных источников с существенно отличными длинами волн прямое гетеродинирование невозможно. При использовании фемтосекундной гребенки частот, которая позволяет переносить стабильность осциллятора в другой спектральный диапазон, требуется модификация формул 4.10 - 4.12. Пусть измеряются частоты биений оптических осцилляторов A, B, C с гребенкой:

$$\nu_{A\,beat} = \pm(n_A f_{rep} + f_{CEO} - \nu_A), \quad (4.17)$$

$$\nu_{B\,beat} = \pm(n_B f_{rep} + f_{CEO} - \nu_B), \quad (4.18)$$

$$\nu_{C\,beat} = \pm(n_C f_{rep} + f_{CEO} - \nu_C), \quad (4.19)$$

где n_A, n_B, n_C – номера спектральных пиков гребенки, ближайших по частоте к f_A, f_B, f_C. Знак «+» выбирается, если частота соответствующей спектральной компоненты гребенки больше частоты оптического осциллятора, знак «-» - в противном случае; для простоты далее выберем знак «+» для всех биений. Рассмотрим случай, когда излучение гребенки привязывается по фазе к излучению лазера A путем подачи обратной связи на f_{rep}, f_{CEO} привязывается к частоте f_{rep}, умноженной на α. Будем считать привязку f_{CEO} идеальной, т.е. $f_{CEO} = \alpha f_{rep}$.

Чтобы использовать формулы 4.10 - 4.12, необходимо преобразовать выражения 4.17 - 4.19 к виду 4.7 - 4.9. Зададим «виртуальные» частоты осцилляторов и биений, удовлетворяющие этим соотношениям:

$$\nu_1 = \nu_A + \nu_{A\,beat}, \quad (4.20)$$

$$\nu_2 = \frac{n_A + \alpha}{n_B + \alpha}\nu_B, \quad (4.21)$$

$$\nu_3 = \frac{n_A + \alpha}{n_C + \alpha}\nu_C, \quad (4.22)$$

$$\nu_{12} = \frac{n_A + \alpha}{n_B + \alpha}\nu_{B\,beat}, \quad (4.23)$$

$$\nu_{13} = \frac{n_A + \alpha}{n_C + \alpha}\nu_{C\,beat}, \tag{4.24}$$

$$\nu_{23} = \nu_{13} - \nu_{12}. \tag{4.25}$$

Флуктуации величин ν_{12}, ν_{23}, ν_{13} можно вычислить из экспериментальных данных. Далее по формулам 4.10 - 4.12 вычисляются индивидуальные нестабильности «виртуальных» осцилляторов σ_1, σ_2, σ_3, из которых можно вычислить индивидуальные нестабильности реальных лазерных систем:

$$\sigma_A^2 = \sigma_1^2 - \sigma_{A\,beat}^2, \tag{4.26}$$

$$\sigma_B = \frac{n_B + \alpha}{n_A + \alpha}\sigma_2, \tag{4.27}$$

$$\sigma_C = \frac{n_C + \alpha}{n_A + \alpha}\sigma_3. \tag{4.28}$$

Так как сигнал $\nu_{A\,beat}$ используется для привязки гребенки к лазеру A, то его остаточные флуктуации определяются работой электронной петли обратной связи, и в выражении 4.26 ими зачастую можно пренебречь. Также можно пренебречь фактором $\alpha \ll n_A, n_B, n_C$.

Аналогично проводятся вычисления для спектральной плотности мощности фазовых шумов:

$$S_A \approx S_1, \tag{4.29}$$

$$S_B \approx (\frac{n_B}{n_A})^2 S_2, \tag{4.30}$$

$$S_C \approx (\frac{n_C}{n_A})^2 S_3. \tag{4.31}$$

4.3 Сличение лазерных систем на длинах волн 1550 нм, 1140 нм и 971 нм

В ФИАН разработан целый ряд ультрастабильных лазерных систем на разных длинах волн, используемых для задач метрологии и квантовых вычислений. Для их характеризации внутри института была создана сеть стабилизированных волоконных линий и проведено сличение методом «треуголки» через фемтосекундную гребенку частот.

4.3.1 Исследуемые лазерные системы

В ходе эксперимента проводилось сличение трех лазерных систем, краткие характеристики которых приведены в таблице 4.1.

Две исследуемые лазерные системы были разработаны непосредственно для конкретных спектроскопических применений: система на длине волны 1140 нм, используемая для спектроскопии магнито-дипольного перехода $4f^{13}6s^2(J = 7/2) \rightarrow 4f^{13}6s^2(J = 5/2)$ в атомах ^{169}Tm [38], и система на длине волны 871 нм, после удвоения частоты используемая для спектроскопии электро-квадрупольного перехода $^2S_{1/2} \rightarrow^2 D_{3/2}$ с длиной волны 435.5 нм в ионах $^{171}Yb^+$ [49]. Обе системы представляют собой полупроводниковые лазеры (Toptica DL-pro для 871 нм, Toptica DL100 для 1140 нм), стабилизированные по резонаторам из стекла ULE длиной 77.5 мм. Зеркала имеют диэлектрические отражающие покрытия SiO_2/Ta_2O_5.

Подложки зеркал резонатора для лазера 1140 нм выполнены также из ULE, в то время как для лазера 871 нм подложки выполнены из плавленого кварца, что позволяет понизить уровень нестабильности, вносимой тепловыми шумами, но усложняет процесс стабилизации температуры в точке нулевого теплового расширения [225].

Третьей системой, участвующей в сличении, был волоконный эрбиевый лазер Koheras ADJUSTIK E15 с длиной волны 1550 нм, стабилизированный по резонатору Фабри-Перо длиной 77.5 мм из монокристаллического кремния. Резонатор содержится в вакуумном криостате при температуре нулевого теплового расширения кремния 124 K. В качестве зеркал резонатора используются многослойные кристаллические покрытия из AlGaAs/GaAs на кремниевых подложках [226]. Такой дизайн высокодобротного резонатора является новым и потенциально может обеспечить рекордные показатели стабильности [18].

Таблица 4.1 — Краткие сведения о лазерных системах, стабильность которых исследовалась в ходе сличения.

Длина волны, нм	Тип лазера	Материал тела резонатора	Материал подложек зеркал	Материал покрытий зеркал
1550	Волоконный	Кремний	Кремний	AlGaAs/GaAs
1140	Полупроводниковый	ULE	ULE	SiO_2/Ta_2O_5
871	Полупроводниковый	ULE	Плавленный кварц	SiO_2/Ta_2O_5

4.3.2 Схема сличения

Процедура сличения проводилась в лаборатории ФИАН, в которой расположены экспериментальная установка для спектроскопии ионов иттербия, включающая в себя лазерную систему на длине волны 871 нм, и фемтосекундная гребенка частот (ФГЧ). Для доставки излучения лазеров на длинах волн 1550 нм и 1140 нм из других лабораторий были проложены одномодовые оптические волоконные линии длиной 10-100 м (рис. 4.6). Для каждой линии был собран блок компенсации фазовых шумов (КФШ), аналогичный описанному в разделе 2.3.1.

Сличение осуществлялось через фемтосекундную гребенку оптических частот на основе Er^{3+} волокна Avesta EFO-COMB. Данная гребенка имеет отдельные оптические каналы для каждой длины волны, участвующей в сличении. Оценка нестабильности частоты данной гребенки при привязке к оптическому стандарту частоты, приведенная в технической документации, отображена на рис. 4.7. Приведенную зависимость можно использовать в качестве оценки максимальной нестабильности, вносимой гребенкой при переносе стабильности в случае привязки к оптическому сигналу. Излучение гребенки на каждой из используемых длин волн доставляется по коротким (около 2 м) волоконным линиям к блокам регистрации сигнала оптических биений на основе балансных фотодетекторов. Частота повторений гребенки

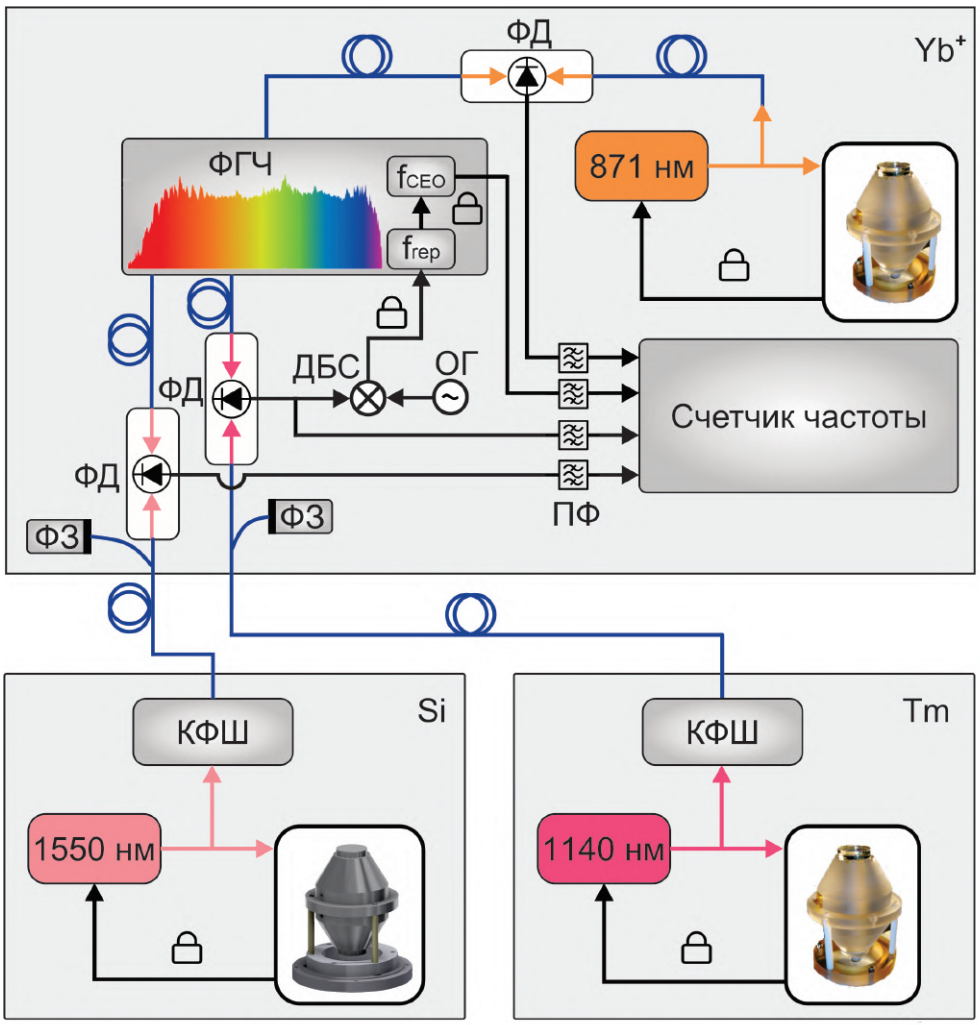


Рисунок 4.6 — Схема сличения трех ультрастабильных лазеров в ФИАН. Все три лазера размещены в различных лабораториях (Yb^+, Si, Tm), соединенных волоконными линиями. ФГЧ – фемтосекундная гребенка частот, f_{rep} – частота повторений гребенки, f_{CEO} – офсетная частота гребенки, ФД - фотодетектор, ФЗ – фарадеевское зеркало, ДБС – двойной балансный смеситель, ОГ – опорный генератор, КФШ – модуль компенсации фазовых шумов, ПФ – полосовые фильтры. Замком обозначена фазовая привязка.

выбиралась такой, чтобы все сигналы биений имели частоту в диапазоне работы счетчика частоты (до 60 МГц). Все сигналы биений, а также регистрируемая офсетная частота гребенки, проходили через полосовые фильтры и записывались при помощи счетчика в П-режиме.

Биения с лазером 1140 нм использовались для стабилизации частоты повторений фемтосекундной гребенки. Сигнал биений смешивался на двойном балансном смесителе с сигналом опорного генератора (ОГ), стабилизированного по пассивному водородному мазеру. Выходной сигнал смесителя использовался для подачи обратной связи на электрооптический модулятор и пьезоактюатор гребенки. Офсетная частота гребенки привязывалась к сигналу частоты повторений, частота которого делилась на 5.

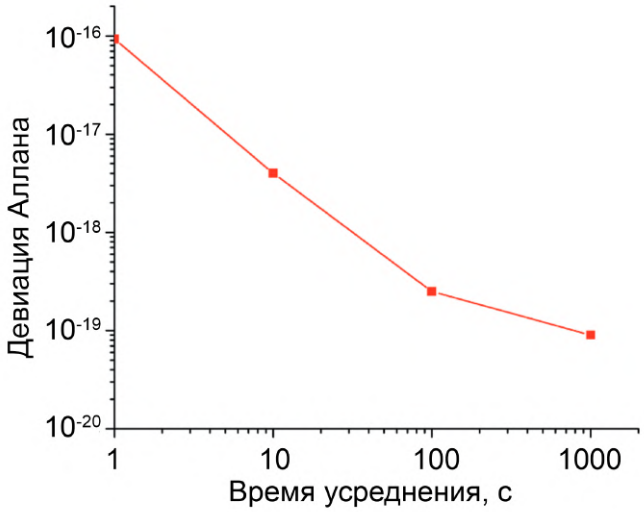
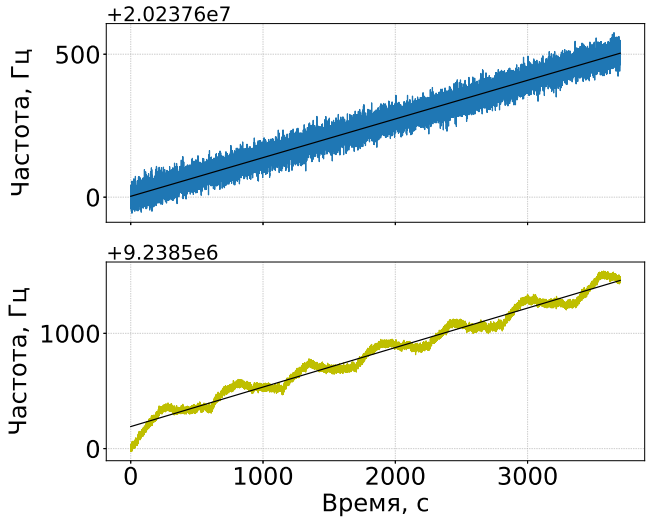


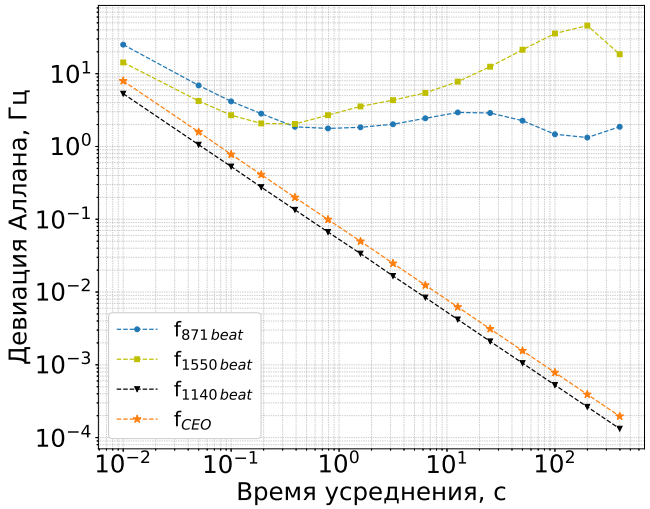
Рисунок 4.7 — Относительная нестабильность частоты фемтосекундной гребенки частот Avesta EFO-COMB при привязке к оптическому стандарту частоты [227].

4.3.3 Результаты измерений

Временные зависимости частот биений гребенки, стабилизированной по излучению лазера 1140 нм, с лазерами 871 нм и 1550 нм, приведены на рис. 4.8а.



а) Частота сигналов биений гребенки, привязанной к лазеру 1140 нм, с лазерами 871 нм (голубой) и 1550 нм (желтый). Черные линии – аппроксимация линейного дрейфа.



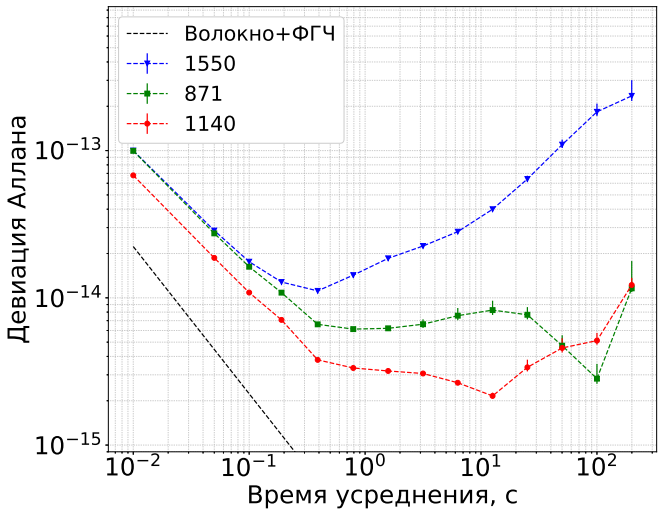
б) Относительная нестабильность частоты биений гребенки с лазерами 871 нм (голубые круги), 1550 нм (желтые квадраты), 1140 нм (черные треугольники), а также офсетной частоты гребенки (оранжевые звезды). Излучение гребенки привязано по фазе к излучению лазера 1140 нм.

Рисунок 4.8

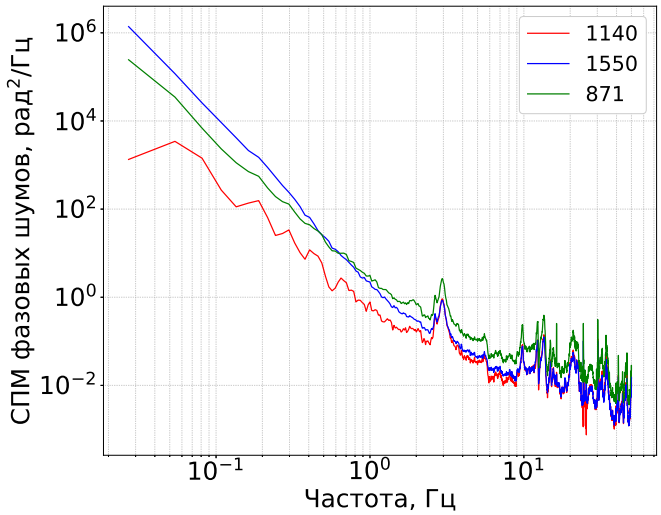
Линейный дрейф частоты биений с лазером 871 нм составил 135 мГц/с, с лазером 1550 нм – 343 мГц/с. На рис. 4.8б приведена нестабильность частоты этих сигналов после

вычитания линейного дрейфа, а также нестабильность офсетной частоты и стабилизируемого сигнала биений лазера 1140 нм с гребенкой. Нестабильность f_{CEO} и $\nu_{1140\,beat}$ имеет зависимость, характерную для белого шума фазы, что свидетельствует о корректной работе фазовых привязок f_{rep} и f_{CEO}.

На рис. 4.9 приведены относительные нестабильности и спектральные плотности мощности фазовых шумов трех исследуемых лазеров, вычисленные по формулам из раздела 4.2.2.



а) Относительная нестабильность частоты. Также приведена оценка шумов, вносимых волоконными каналами и фемтосекундной гребенкой частот в процессе сличения.



б) Спектральная плотность мощности фазовых шумов.

Рисунок 4.9 — Характеристики лазеров 1140 нм (красный), 1550 нм (синий) и 871 нм (зеленый), измеренные методом «треуголки» через фемтосекундную гребенку частот с использование стабилизированных волоконных линий.

На временах усреднения 40 мс – 20 с нестабильность лазеров 871 нм и 1140 нм остается приблизительно постоянной и составляет $6-8\times10^{-15}$ и $2-4\times10^{-15}$, соответственно. Нестабильность лазера 1550 нм достигает своего минимума (1.1×10^{-14}) на времени усреднения 30 мс и затем возрастает. Это вызвано колебаниями частоты с периодом порядка 600 с, что свидетельствует, по-видимому, о чувствительности системы к флуктуациям температуры в

лаборатории. Спектральная плотность мощности шумов всех трех лазеров имеет резонансные пики в диапазоне 3–21 Гц.

Погрешность определения относительной нестабильности частоты лазеров можно оценить как

$$\delta\sigma^2_{laser} = \delta\sigma^2_y + \sigma^2_{link} + \sigma^2_{comb}, \tag{4.32}$$

где $\delta\sigma_y$ - статистическая погрешность, вычисляемая по формуле 1.14 с учетом 4.13; σ_{link} - остаточная нестабильность волоконного канала с активной компенсацией шумов: для линий, используемых в данном эксперименте, она определяется электронной петлей обратной связи и может быть оценена как $2\times10^{-16}/\tau$ (см. рис. 2.12а); σ_{link} - погрешность, вносимая гребенкой (см. рис. 4.7). Суммарная погрешность определения относительной нестабильности лазеров на временах усреднения 0.01–100 с не превышает 34%. На малых временах доминирует вклад шумов гребенки и канала передачи, составляющий около 2.2×10^{-16} на времени усреднения 1 с и достигающий 2×10^{-18} на времени усреднения 100 с; статистическая погрешность начинает преобладать на временах усреднения порядка 5 с и более. Относительная нестабильность частоты лазеров 1550 нм, 1140 нм, 871 нм на времени усреднения 1 с составила $(1.56 \pm 0.03) \times 10^{-14}$, $(3.2 \pm 0.2) \times 10^{-15}$ и $(6.0 \pm 0.3) \times 10^{-15}$, соответственно.

Таким образом, остаточные шумы волоконных каналов могут ограничивать характеристики сличения и передачи стабильности на малых временах усреднения, особенно для длинных линий [157], однако их быстрое усреднение позволяет проводить сличение современных ультрастабильных лазерных систем и оптических стандартов частоты в диапазоне времен усреднения, где их характеристики представляют наибольший интерес (1-10 000 с).

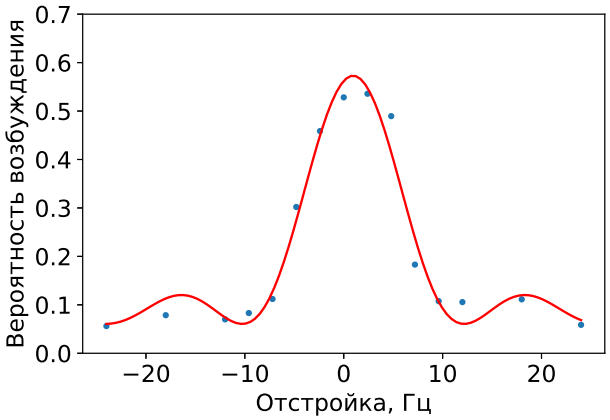
4.4 Значение полученных данных для спектроскопии узких переходов

Результаты сличения, полученные в разделе 4.3.3, свидетельствуют о том, что две лазерные системы (871 нм и 1140 нм) обладают относительной нестабильностью частоты менее 10^{-14} на временах усреднения 300 мс – 100 с. Измеренные характеристики позволяют использовать лазеры 1140 нм и 871 нм для спектроскопии узких «часовых» оптических переходов без существенного уширения спектральных линий переходов (до 10 Гц, что удовлетворяет текущим требованиям). Несмотря на то, что лазерная система нового типа на длине волны 1550 нм значительно уступает по характеристикам двум другим, ее использование в данном эксперименте позволило впервые выполнить детальный анализ их спектральных характеристик. Улучшение спектральных характеристик лазера 1550 нм требует доработки оптоэлектронной и вакуумных частей установки.

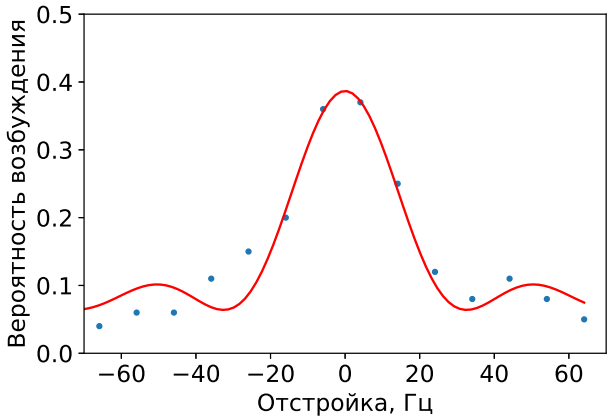
Магнито-дипольный переход $4f^{13}6s^2(J = 7/2) \rightarrow 4f^{13}6s^2(J = 5/2)$ в атомах ^{169}Tm, обладающий естественной шириной 1.2 Гц, является перспективным для создания оптических часов [37]. Переход обладает очень малой чувствительность частоты к флуктуациям внешнего электрического поля (а значит, к излучению черного тела), что открывает возможность создания транспортируемых оптических часов с систематической погрешностью на уровне 10^{-17} [38].

Частотные шумы лазерного излучения, используемого для спектроскопии часового перехода, напрямую влияют на метрологические показатели оптических часов. На временах усреднения, меньших времени подготовки атомов к опросу, нестабильность часов полностью определяется нестабильностью частоты опрашивающего лазера. На более длинных временах стабильность часов может быть ограничена эффектом Дика - переносом высокочастотных шумов лазера в низкочастотную область спектра [228].

На рис. 4.10а приведен спектр часового перехода в атомах тулия при возбуждении π-импульсами лазера 1140 нм длительностью 80 мс. Ширина спектральной линии при аппроксимации функцией sinc составила 10 Гц, что соответствует Фурье-ограничению и указывает на то, что другие виды уширения не вносят существенного вклада.



а) Возбуждение часового перехода в атомах тулия лазером на длине волны 1140 нм. Время возбуждения – 80 мс.



б) Возбуждение часового перехода в ионе иттербия второй гармоникой лазера на длине волны 871 нм (435.5 нм). Время возбуждения – 30 мс.

Рисунок 4.10 — Вероятности возбуждения часовых переходов лазерами, охарактеризованными в данной работе. Синие точки – экспериментальные данные, красная линия – аппроксимация функцией sinc.

Часовой электро-квадрупольный переход $^2S_{1/2}(F=0, m_f=0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2, m_f=0)$ в ионах $^{171}\mathrm{Yb}^+$ имеет малую чувствительность к внешним полям, не подвержен сдвигу за счёт линейного эффекта Зеемана, обладает малой естественной шириной линии, равной 3.1 Гц. Кроме того, все операции с данным ионом могут быть осуществлены при помощи простых и доступных диодных лазерных источников, что объясняет его широкое применение в области оптических стандартов частоты. Указанные свойства также открывают перспективы для использования часового перехода в ионе иттербия в роли кубита. Состояниями оптических кубитов (в отличии от микроволновых) можно управлять при помощи одного лазерного пучка, что даёт большую вариативность в проектировании ионных ловушек для задач квантовых вычислений, открывает потенциал для масштабирования и упрощает адресацию [22]. Также на оптических кубитах была продемонстрирована наибольшая достоверность операций приготовления и считывания состояния ионов [229].

Время дефазировки оптических кубитов ограничено величиной, обратной к ширине спектральной линии возбуждающего излучения, поэтому для проведения квантовых вычислений необходимо использовать лазерные системы с узкой спектральной линией. Для проведения многокубитных операций на колебательных боковых частотах в ионных квантовых вычислителях особое значение имеет уровень фазовых шумов лазера на расстоянии нескольких МГц от несущей. Шумы излучения в этом диапазоне (например, серво-пики системы стабилизации частоты) могут приводить к нежелательным переходам между колебательными подуровнями, что снижает точность операции. Подавить данный эффект можно увеличением частоты петли обратной связи, либо фильтрацией излучения при помощи внешнего резонатора [230].

На рис. 4.10б представлена вероятность возбуждения часового перехода в одиночном ионе иттербия второй гармоникой лазера 871 нм. Ширина линии (30 Гц) также является Фурье-ограниченной для используемого времени возбуждения. Характеристики исследованного лазера позволяют использовать его для осуществления однокубитных квантовых гейтов на оптическом переходе в ионе иттербия с достоверностью более 96% [22]. Для оценки применимости данного лазера в многокубитных операциях необходимо провести измерение уровня фазовых шумов в диапазоне нескольких МГц от несущей.

Таким образом, результаты спектроскопии часовых переходов подтверждают, что проведенная в разделе 4.3.3 оценка характеристик ультрастабильных лазерных систем является корректной.

4.5 Основные результаты главы 4

Три лаборатории соединены стабилизированными оптоволоконными линиями, что позволяет проводить сличение высокостабильных оптических осцилляторов с низким уровнем вносимых шумов. Методом «треуголки» с использованием фемтосекундного генератора оптических частот охарактеризованы лазерные системы на длинах волн 1550 нм, 1140 нм и 871 нм. Относительная нестабильность частоты лазеров на времени усреднения 1 с составила $(1.56 \pm 0.03) \times 10^{-14}$, $(3.2 \pm 0.2) \times 10^{-15}$ и $(6.0 \pm 0.3) \times 10^{-15}$, соответственно.

Заключение

В работе были получены следующие основные результаты:

1. Продемонстрировано, что при передаче сигнала частоты на длине волны 1140 нм по поляризационно-поддерживающему волоконному каналу длиной 5 м в сигнал вносится относительная нестабильность $10^{-16}-10^{-15}$ на временах усреднения $\tau = 0.01-850$ с, что препятствует передаче сигналов современных оптических часов с сохранением метрологических характеристик. Создана система активной компенсации фазовых шумов, позволяющая снизить вклад шумов канала в относительную нестабильность частоты сигнала до уровня $6 \times 10^{-17}/\tau$.
2. Продемонстрирована передача сигнала частоты на длине волны 1140 нм по одномодовому волоконному каналу длиной 2.85 км в условиях воздействия на волоконную линию искусственных механических вибраций в частотном диапазоне 5-90 Гц с активной компенсацией, обеспечивающей подавление вносимых вибрациями фазовых шумов не менее 55 дБ. Относительная нестабильность частоты, вносимая каналом, составила $2 \times 10^{-16}/\tau$ на временах усреднения $\tau = 0.01 - 1000$ с и достигла значения 2×10^{-19}.
3. Реализована передача сигнала частоты на длине волны 1550 нм по атмосферному каналу длиной 17 м с активной компенсацией фазовых шумов, обеспечивающей относительную нестабильность частоты, вносимую каналом, 1.8×10^{-16} на времени усреднения 1 с и 1.7×10^{-19} на времени усреднения 1000 с. Активная компенсация флуктуаций направления пучка обеспечила непрерывную передачу сигнала без потери когерентности фазы в течение 3 часов.
4. Для системы активной компенсации фазовых шумов создан температурно-стабилизированный виброизолированный интерферометр, позволяющий снизить чувствительность опорного плеча и других некомпенсируемых частей оптической схемы к внешним возмущениям. Продемонстрировано снижение вклада собственных шумов интерферометра в нестабильность передаваемого сигнала частоты до уровня менее 10^{-19} на временах усреднения более 200 с.
5. Три лаборатории соединены стабилизированными оптоволоконными линиями, что позволяет проводить сличение высокостабильных оптических осцилляторов с низким уровнем вносимых шумов. Методом «треуголки» с использованием фемтосекундного генератора оптических частот охарактеризованы лазерные системы на длинах волн 1550 нм, 1140 нм и 871 нм. Относительная нестабильность частоты лазеров на времени усреднения 1 с составила $(1.56 \pm 0.03) \times 10^{-14}$, $(3.2 \pm 0.2) \times 10^{-15}$ и $(6.0 \pm 0.3) \times 10^{-15}$, соответственно.

Созданная в ходе выполнения исследований инфраструктура для передачи оптических сигналов частоты по волоконным каналам между лабораториями ФИАН является необходимой для дальнейших работ по совершенствованию оптических стандартов частоты, ультрастабильных лазерных систем и квантовых вычислителей. Следующим шагом должно стать создание стабилизированных каналов между российскими научными институтами,

работающими в данной области. Важнейшей задачей является дальнейшее усовершенствование методов передачи сигналов частоты по атмосферным каналам. Существующие методы позволяют передавать сигналы современных оптических часов с сохранением метрологических характеристик, однако для полноценного практического применения транспортируемых стандартов частоты необходимо как увеличение длины стабилизированных атмосферных каналов, так и создание полноценной системы передачи сигнала частоты на подвижные объекты.

Благодарности

Прежде всего, выражаю глубочайшую благодарность моему научному руководителю - Хабаровой Ксении Юрьевне. Ксения Юрьевна осуществляла мудрое руководство и постоянно поддерживала меня на протяжении всего периода работы. Благодарю Николая Николаевича Колачевского за создание великолепного коллектива и истинно научной атмосферы в нашей лаборатории; Вадима Николаевича Сорокина за ценные советы и плодотворные дискуссии.

Я очень признателен всем моим коллегам по лаборатории, особенно - Никите Жаднову, с которым мы вместе делали первые шаги в мире науки; Гульнаре Вишняковой, без которой эти шаги я бы сделать не смог; и Денису Крючкову, уникальные умения которого вывели нашу работу на новый уровень.

Наконец, благодарю свою семью, без всесторонней поддержки которой данная работа была бы невозможна.

Список сокращений и условных обозначений

АОМ	акусто-оптический модулятор
ВРМБ	вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна
ГНСС	глобальная навигационная спутниковая система
ГУН	генератор, управляемый напряжением
ДБС	двойной балансный смеситель
КФД	квадратный фотодетектор
ПДХ	метод Паунда-Дривера-Холла
ПК	персональный компьютер
ПЛИС	программируемая логическая интегральная схема
ПСД	поляризационный светоделитель
РСДБ	радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой
СПМ	спектральная плотность мощности
ФАПЧ	фазовая автоподстройка частоты
ФГЧ	фемтосекундная гребенка частот
ФД	фотодетектор

Список литературы

1. *Essen L.*, *Parry J. V.* An atomic standard of frequency and time interval: A caesium resonator // Nature. — 1955. — Vol. 176, no. 4476. — P. 280—282. — DOI: 10.1038/176280a0.
2. *Bureau International des Poids et Mesures.* The International System of Units (SI), 9th Edition. — 2019. — URL: www.bipm.org/documents/20126/41483022/SI-Brochure-9-EN.pdf ; Доступ: 16.03.2023.
3. *Jaduszliwer B.*, *Camparo J.* Past, present and future of atomic clocks for GNSS // GPS Solutions. — 2021. — Vol. 25, no. 1. — P. 1—13. — DOI: 10.1007/s10291-020-01059-x.
4. *Bureau International des Poids et Mesures.* Circular T. — URL: www.bipm.org/en/time-ftp/circular-t ; Доступ: 16.03.2023.
5. Atomic clocks for geodesy / T. E. Mehlstäubler [et al.] // Reports on Progress in Physics. — 2018. — Vol. 81, no. 6. — P. 064401. — DOI: 10.1088/1361-6633/aab409.
6. Search for new physics with atoms and molecules / M. S. Safronova [et al.] // Reviews of Modern Physics. — 2018. — Vol. 90, no. 2. — P. 25008. — DOI: 10.1103/RevModPhys.90.025008.
7. Probing many-body interactions in an optical lattice clock / A. M. Rey [et al.] // Annals of Physics. — 2014. — Vol. 340, no. 1. — P. 311—351. — DOI: 10.1016/j.aop.2013.11.002.
8. *Broby D.*, *Basu D.*, *Arulselvan A.* The Role of Precision Timing in Stock Market Price Discovery when Trading through Distributed Ledgers // Journal of Business Thought. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 1—8. — DOI: 10.18311/jbt/2019/23355.
9. Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser / T. Udem [et al.] // Optics Letters. — 1999. — Vol. 24, no. 13. — P. 881. — DOI: 10.1364/OL.24.000881.
10. $^{27}Al^{+}$ Quantum-Logic Clock with a Systematic Uncertainty below 10^{-18} / S. M. Brewer [et al.] // Physical Review Letters. — 2019. — Vol. 123, no. 3. — P. 033201. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.033201.
11. Demonstration of 4.8×10^{-17} stability at 1 s for two independent optical clocks / E. Oelker [et al.] // Nature Photonics. — 2019. — Vol. 13, no. 10. — P. 714—719. — DOI: 10.1038/s41566-019-0493-4.
12. *Bureau International des Poids et Mesures.* Recommendations CCTF PSFS 2. — 2021. — URL: www.bipm.org/documents/20126/69655487/CCTF+2021+Recommendation_PSFS2+lst.pdf ; Доступ: 16.03.2023.
13. *Riehle F.* Towards a redefinition of the second based on optical atomic clocks // Comptes Rendus Physique. — 2015. — Vol. 16, no. 5. — P. 506—515. — DOI: 10.1016/j.crhy.2015.03.012.
14. *Lodewyck J.* On a definition of the SI second with a set of optical clock transitions // Metrologia. — 2019. — Vol. 56, no. 5. — P. 055009. — DOI: 10.1088/1681-7575/ab3a82.

15. Making optical atomic clocks more stable with 10^{-16}-level laser stabilization / Y. Y. Jiang [et al.] // Nature Photonics. — 2011. — Vol. 5, no. 3. — P. 158—161. — DOI: 10.1038/nphoton.2010.313.

16. 8×10^{-17} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity / S. Häfner [et al.] // Optics Letters. — 2015. — Vol. 40, no. 9. — P. 2112. — DOI: 10.1364/OL.40.002112.

17. 1.5 μm lasers with sub 10 mHz linewidth / D. G. Matei [et al.] // Physical Review Letters. — 2017. — Vol. 118, no. 26. — P. 263202. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.263202.

18. Crystalline optical cavity at 4 K with thermal-noise-limited instability and ultralow drift / J. M. Robinson [et al.] // Optica. — 2019. — Vol. 6, no. 2. — P. 240. — DOI: 10.1364/OPTICA.6.000240.

19. Precision Measurement of the Hydrogen $1S - 2S$ Frequency via a 920-km Fiber Link / A. Matveev [et al.] // Physical Review Letters. — 2013. — Vol. 110, no. 23. — P. 230801. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.230801.

20. Stabilized high-power laser system for the gravitational wave detector advanced LIGO / P. Kwee [et al.] // Optics Express. — 2012. — Vol. 20, no. 10. — P. 10617. — DOI: 10.1364/OE.20.010617.

21. Compact Ion-Trap Quantum Computing Demonstrator / I. Pogorelov [et al.] // PRX Quantum. — 2021. — Vol. 2, no. 2. — P. 1. — DOI: 10.1103/PRXQuantum.2.020343.

22. Experimental Study of the Optical Qubit on the 435-nm Quadrupole Transition in the $^{171}Yb^{+}$ Ion / I. V. Zalivako [et al.] // JETP Letters. — 2021. — Vol. 114, no. 2. — P. 59—64. — DOI: 10.1134/S0021364021140113.

23. 1×10^{-16} frequency transfer by GPS PPP with integer ambiguity resolution / G. Petit [et al.] // Metrologia. — 2015. — Vol. 52, no. 2. — P. 301—309. — DOI: 10.1088/0026-1394/52/2/301.

24. Advanced Satellite-Based Frequency Transfer at the 10^{-16} Level / M. Fujieda [et al.] // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. — 2018. — Vol. 65, no. 6. — P. 973—978. — DOI: 10.1109/TUFFC.2018.2821159.

25. *Khabarova K. Y.*, *Kalganova E. S.*, *Kolachevsky N. N.* Accurate frequency and time dissemination in the optical domain // Physics-Uspekhi. — 2018. — Vol. 61, no. 2. — P. 203—211. — DOI: 10.3367/UFNe.2017.05.038131.

26. A clock network for geodesy and fundamental science / C. Lisdat [et al.] // Nature Communications. — 2016. — Vol. 7. — P. 12443. — DOI: 10.1038/ncomms12443.

27. *Riehle F.* Optical clock networks // Nature Photonics. — 2017. — Vol. 11, no. 1. — P. 25—31. — DOI: 10.1038/nphoton.2016.235.

28. An accurate and robust metrological network for coherent optical frequency dissemination / E. Cantin [et al.] // New Journal of Physics. — 2021. — Vol. 23, no. 5. — DOI: 10.1088/1367-2630/abe79e.

29. *Andrews L. C.*, *Phillips R. L.* Laser Beam Propagation through Random Media. — Second edition. — Bellingham, WA, USA : SPIE, 2005. — DOI: 10.1117/3.626196.

30. *Kaushal H.*, *Kaddoum G.* Optical Communication in Space: Challenges and Mitigation Techniques // IEEE Communications Surveys and Tutorials. — 2017. — Vol. 19, no. 1. — P. 57—96. — DOI: 10.1109/COMST.2016.2603518.

31. Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path / L.-S. Ma [et al.] // Optics Letters. — 1994. — Vol. 19, no. 21. — P. 1777. — DOI: 10.1364/OL.19.001777.

32. Optical frequency reference for the national time scale / D. V. Sutyrin [et al.] // Quantum Electronics. — 2019. — Vol. 49, no. 2. — P. 199—204. — DOI: 10.1070/qel16885.

33. *Белотелов Г. С.*, *Сутырин Д. В.*, *Слюсарев С. Н.* На пути к мобильному оптическому стандарту частоты на нейтральных атомах иттербия // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы. — 2019. — Т. 6, № 1. — С. 24—31. — DOI: 10.30894/issn2409-0239.2019.6.1.24.31.

34. Atom interferometry with ultracold Mg atoms: frequency standard and quantum sensors / A. V. Taichenachev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1508, no. 1. — P. 012002. — DOI: 10.1088/1742-6596/1508/1/012002.

35. Combined atomic clock with blackbody-radiation-shift-induced instability below 10^{-19} under natural environment conditions / V. I. Yudin [и др.] // New Journal of Physics. — 2021. — Т. 23, № 2. — С. 023032. — DOI: 10.1088/1367-2630/abe160.

36. Optical frequency standard with a single $^{171}Yb^{+}$ ion / S. Chepurov [et al.] // Quantum Electronics. — 2021. — Vol. 51, no. 6. — P. 473. — DOI: 10.1070/QEL17578.

37. Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks / D. Sukachev [et al.] // Physical Review A. — 2016. — Vol. 94, no. 2. — P. 022512. — DOI: 10.1103/PhysRevA.94.022512.

38. Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift / A. Golovizin [et al.] // Nature Communications. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 1—8. — DOI: 10.1038/s41467-019-09706-9.

39. Simultaneous bicolor interrogation in thulium optical clock providing very low systematic frequency shifts / A. A. Golovizin [et al.] // Nature Communications. — 2021. — Vol. 12, no. 1. — P. 5171. — DOI: 10.1038/s41467-021-25396-8.

40. Towards compact transportable optical clock based on $^{171}Yb^{+}$ // 2018 European Frequency and Time Forum (EFTF), Turin, Italy. — IEEE, 2018. — С. 344—347. — DOI: 10.1109/EFTF.2018.8409065.

41. Toward a New Generation of Compact Transportable Yb^{+} Optical Clocks / K. Khabarova [et al.] // Symmetry. — 2022. — Vol. 14, no. 10. — P. 1—15. — DOI: 10.3390/sym14102213.

42. A new generation of cryogenic high-Q Fabry–Perot resonators for ultrastable lasers / N. O. Zhadnov [et al.] // Quantum Electronics. — 2017. — Vol. 47, no. 5. — P. 421—425. — DOI: 10.1070/QEL16351.

43. Temperature drift contribution to frequency instability of silicon Fabry–Perot cavities / N. O. Zhadnov [et al.] // Quantum Electronics. — 2019. — Vol. 49, no. 5. — P. 424—428. — DOI: 10.1070/QEL17004.

44. Ultra-stable silicon cavities for fundamental researches and applications / G. A. Vishnyakova [et al.] // AIP Conference Proceedings. — 2020. — Vol. 2241, no. 1. — P. 020037. — DOI: 10.1063/5.0011496.

45. Compact High-Finesse ULE Cavities for Laser Frequency Stabilization / D. S. Kryuchkov [et al.] // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2021. — Vol. 48, no. 10. — P. 295—300. — DOI: 10.3103/S1068335621100092.

46. Ultrastable Laser System for Spectroscopy of the 1.14 μm Inner-Shell Clock Transition in Tm and Its Absolute Frequency Measurement / A. Golovizin [et al.] // Journal of Russian Laser Research. — 2019. — Vol. 40, no. 6. — P. 540—546. — DOI: 10.1007/s10946-019-09835-y.

47. Long ULE Cavities with Relative Fractional Frequency Drift Rate below 5×10^{-16}/s for Laser Frequency Stabilization / N. O. Zhadnov [et al.] // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2020. — Vol. 47, no. 9. — P. 257—261. — DOI: 10.3103/S1068335620090079.

48. 48-cm-long room-temperature cavities in vertical and horizontal orientations for Sr optical clock / N. O. Zhadnov [et al.] // Applied Optics. — 2021. — Vol. 60, no. 29. — P. 9151. — DOI: 10.1364/AO.437473.

49. Compact ultrastable laser system for spectroscopy of $^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ quadrupole transition in $^{171}Yb^+$ ion / I. V. Zalivako [et al.] // Quantum Electronics. — 2020. — Vol. 50, no. 9. — P. 850—854. — DOI: 10.1070/qel17373.

50. Using of optic fiber links for reference frequency transmission over a distance up to 85 km / D. M. Fedorova [et al.] // Physics Procedia. — 2015. — Vol. 72. — P. 227—231. — DOI: 10.1016/j.phpro.2015.09.067.

51. Dissemination of Reference Radio Frequencies over Fiber-Optic Lines with Electronic Compensation of Perturbations / D. M. Fedorova [et al.] // Measurement Techniques. — 2015. — Vol. 58, no. 9. — P. 994—999. — DOI: 10.1007/s11018-015-0831-y.

52. Estimation of the Precision of Transmission of the Standard Signal of a Hydrogen Oscillator Along a Fiber-Optic Communication Line with Electronic Compensation of Disturbances / R. I. Balaev [et al.] // Measurement Techniques. — 2017. — Vol. 60, no. 8. — P. 806—812. — DOI: 10.1007/s11018-017-1274-4.

53. Two-Way Transmission of Time and Frequency Signals Over Optical Fiber Communication Lines with the Help of SATRE Modems / A. V. Naumov [et al.] // Measurement Techniques. — 2019. — Vol. 61, no. 10. — P. 1009—1017. — DOI: 10.1007/s11018-019-01541-0.

54. *Riley W. J.* Handbook of Frequency Stability Analysis. — Washington, DC, USA : U.S. Government Printing Office, 2008. — DOI: 10.6028/NIST.SP.1065.

55. *Pashotta R.* Power Spectral Density / RP Photonics Encyclopedia. — URL: www.rp-photonics.com/power_spectral_density.html ; Доступ: 14.04.2023.

56. Tutorial on Scaling of the Discrete Fourier Transform and the Implied Physical Units of the Spectra of Time-Discrete Signals / J. Ahrens [et al.] // 148th AES Convention, Vienna, Austria. — Audio Engineering Society, 2020. — eBrief600.

57. *Welch P.* 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. — 1967. — Vol. 15, no. 2. — P. 70—73. — DOI: 10.1109/TAU.1967.1161901.

58. *Rutman J.*, *Walls F.* Characterization of frequency stability in precision frequency sources // Proceedings of the IEEE. — 1991. — Vol. 79, no. 7. — P. 952—960. — DOI: 10.1109/5.84972.

59. *Riehle F.* Characterisation of Amplitude and Frequency Noise // Frequency Standards. — Weinheim, FRG : John Wiley & Sons, Ltd, 2005. — P. 47—79. — DOI: 10.1002/3527605991.ch3.

60. *Allan D.* Statistics of atomic frequency standards // Proceedings of the IEEE. — 1966. — Vol. 54, no. 2. — P. 221—230. — DOI: 10.1109/PROC.1966.4634.

61. *Allan D.*, *Barnes J.* A Modified "Allan Variance" with Increased Oscillator Characterization Ability // Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium, Philadelphia, PA, USA. — IEEE, 2008. — P. 470—475. — DOI: 10.1109/freq.1981.200514.

62. *Dawkins S. T.*, *McFerran J. J.*, *Luiten A. N.* Considerations on the Measurement of the Stability of Oscillators with Frequency Counters // 2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum, Geneva, Switzerland. — IEEE, 2007. — P. 759—764. — DOI: 10.1109/FREQ.2007.4319178.

63. AllanTools Python library. — URL: www.allantools.readthedocs.io ; Доступ: 16.03.2023.

64. AllanToolkit Python library. — URL: www.amv213.gitlab.io/allantoolkit ; Доступ: 16.03.2023.

65. *Kalisz J.* Review of methods for time interval measurements with picosecond resolution // Metrologia. — 2004. — Vol. 41, no. 1. — P. 17—32. — DOI: 10.1088/0026-1394/41/1/004.

66. *Rubiola E.* On the measurement of frequency and of its sample variance with high-resolution counters // Review of Scientific Instruments. — 2005. — Vol. 76, no. 5. — P. 1—6. — DOI: 10.1063/1.1898203.

67. *Benkler E.*, *Lisdat C.*, *Sterr U.* On the relation between uncertainties of weighted frequency averages and the various types of Allan deviations // Metrologia. — 2015. — Vol. 52, no. 4. — P. 565—574. — DOI: 10.1088/0026-1394/52/4/565.

68. *Kramer G.*, *Klische W.* Extra high precision digital phase recorder // 18th European Frequency and Time Forum (EFTF 2004), Guildford, UK. — IEEE, 2004. — P. 595—602. — DOI: 10.1049/cp:20040935.

69. *Kramer G.*, *Klische W.* Multi-channel synchronous digital phase recorder // Proceedings of the 2001 IEEE International Frequncy Control Symposium and PDA Exhibition, Seattle, WA, USA. — IEEE, 2001. — P. 144—151. — DOI: 10.1109/FREQ.2001.956178.

70. *Sesia I.*, *Tavella P.* Estimating the Allan variance in the presence of long periods of missing data and outliers // Metrologia. — 2008. — Vol. 45, no. 6. — S134—S142. — DOI: 10.1088/0026-1394/45/6/S19.

71. *Hackman C.*, *Parker T. E.* Noise analysis of unevenly spaced time series data // Metrologia. — 1996. — Vol. 33, no. 5. — P. 457—466. — DOI: 10.1088/0026-1394/33/5/4.

72. 5071A Cesium Primary Time and Frequency Standard. — URL: www.microchip.com/en-us/products/clock-and-timing/components/atomic-clocks/atomic-system-clocks/cesium-time/5071a ; Доступ: 17.03.2023.

73. Advances in the accuracy, stability, and reliability of the PTB primary fountain clocks / S. Weyers [et al.] // Metrologia. — 2018. — Vol. 55, no. 6. — P. 789—805. — DOI: 10.1088/1681-7575/aae008.

74. Стандарт частоты и времени водородный Ч1-1035. — URL: www.vremya-ch.com/index.php/product/activehm-ru/ch1-1035-ru/ ; Доступ: 17.03.2023.

75. Генератор рубидиевый опорный VCH-210. — URL: www.vremya-ch.com/index.php/product/rubidium-ru/vch-210-ru/ ; Доступ: 17.03.2023.

76. *Wang Z.* Review of chip-scale atomic clocks based on coherent population trapping // Chinese Physics B. — 2014. — Vol. 23, no. 3. — P. 030601. — DOI: 10.1088/1674-1056/23/3/030601.

77. Performance of Micro Mercury Trapped Ion Clock / T. M. Hoang [et al.] // 2019 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and European Frequency and Time Forum (EFTF/IFC), Orlando, FL, USA. — IEEE, 2019. — P. 1—2. — DOI: 10.1109/FCS.2019.8856065.

78. Laser-cooled ytterbium-ion microwave frequency standard / S. Mulholland [et al.] // Applied Physics B. — 2019. — Vol. 125, no. 11. — P. 198. — DOI: 10.1007/s00340-019-7309-6.

79. *Salzenstein P.* Recent progress in the performances of ultrastable quartz resonators and oscillators // International Journal for Simulation and Multidisciplinary Design Optimization. — 2016. — Vol. 7. — A8. — DOI: 10.1051/smdo/2016014.

80. Frequency Stability Measurement of Cryogenic Sapphire Oscillators With a Multichannel Tracking DDS and the Two-Sample Covariance / C. E. Calosso [et al.] // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. — 2019. — Vol. 66, no. 3. — P. 616—623. — DOI: 10.1109/TUFFC.2018.2870593.

81. Optical atomic clocks / A. D. Ludlow [et al.] // Reviews of Modern Physics. — 2015. — Vol. 87, no. 2. — P. 637—701. — DOI: 10.1103/RevModPhys.87.637.

82. JILA SrI optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} / T. Bothwell [et al.] // Metrologia. — 2019. — Vol. 56, no. 6. — DOI: 10.1088/1681-7575/ab4089.

83. *Hong F. L.* Optical frequency standards for time and length applications // Measurement Science and Technology. — 2017. — Vol. 28, no. 1. — P. 12002. — DOI: 10.1088/1361-6501/28/1/012002.

84. *Delehaye M., Lacroûte C.* Single-ion, transportable optical atomic clocks // Journal of Modern Optics. — 2018. — Vol. 65, no. 5/6. — P. 622—639. — DOI: 10.1080/09500340.2018.1441917.

85. Towards an optical clock for space: Compact, high-performance optical lattice clock based on bosonic atoms / S. Origlia [et al.] // Physical Review A. — 2018. — Vol. 98, no. 5. — P. 1—11. — DOI: 10.1103/PhysRevA.98.053443.

86. Transportable Strontium Optical Lattice Clocks Operated Outside Laboratory at the Level of 10^{-18} Uncertainty / N. Ohmae [et al.] // Advanced Quantum Technologies. — 2021. — Vol. 4, no. 8. — P. 1—10. — DOI: 10.1002/qute.202100015.

87. Transportable Optical Lattice Clock with 7×10^{-17} Uncertainty / S. B. Koller [et al.] // Physical Review Letters. — 2017. — Vol. 118, no. 7. — P. 073601. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.073601.

88. Coherent optical clock down-conversion for microwave frequencies with 10^{-18} instability / T. Nakamura [et al.] // Science. — 2020. — Vol. 368, no. 6493. — P. 889—892. — DOI: 10.1126/science.abb2473.

89. *Levine J.* A review of time and frequency transfer methods // Metrologia. — 2008. — Vol. 45, no. 6. — P. 162. — DOI: 10.1088/0026-1394/45/6/S22.

90. *Bauch A.* Time and frequency comparisons using radiofrequency signals from satellites // Comptes Rendus Physique. — 2015. — Vol. 16, no. 5. — P. 471—479. — DOI: 10.1016/j.crhy.2015.02.006.

91. *Petit G., Jiang Z.* GPS All in View time transfer for TAI computation // Metrologia. — 2008. — Vol. 45, no. 1. — P. 35—45. — DOI: 10.1088/0026-1394/45/1/006.

92. *Dow J. M., Neilan R. E., Gendt G.* The International GPS Service: Celebrating the 10th anniversary and looking to the next decade // Advances in Space Research. — 2005. — Vol. 36, no. 3. — P. 320—326. — DOI: 10.1016/j.asr.2005.05.125.

93. A study on the Common-View and All-in-View GPS time transfer using carrier-phase measurements / S. W. Lee [et al.] // Metrologia. — 2008. — Vol. 45, no. 2. — P. 156—167. — DOI: 10.1088/0026-1394/45/2/005.

94. Time and frequency measurements using the global positioning system / M. A. Lombardi [et al.] // Cal Lab: International Journal of Metrology. — 2001. — Vol. 8, no. 3. — P. 26—33.

95. *Harmegnies A.*, *Defraigne P.*, *Petit G.* Combining GPS and GLONASS in all-in-view for time transfer // Metrologia. — 2013. — Vol. 50, no. 3. — P. 277—287. — DOI: 10.1088/0026-1394/50/3/277.

96. Combining GPS, BeiDou, and Galileo Satellite Systems for Time and Frequency Transfer Based on Carrier Phase Observations / P. Zhang [et al.] // Remote Sensing. — 2018. — Vol. 10, no. 2. — P. 324. — DOI: 10.3390/rs10020324.

97. Intercontinental comparison of optical atomic clocks through very long baseline interferometry / M. Pizzocaro [et al.] // Nature Physics. — 2021. — Vol. 17, no. 2. — P. 223—227. — DOI: 10.1038/s41567-020-01038-6.

98. *Kirchner D.* Two-Way Time Transfer Via Communication Satellites // Proceedings of the IEEE. — 1991. — Vol. 79, no. 7. — P. 983—990. — DOI: 10.1109/5.84975.

99. Carrier-phase two-way satellite frequency transfer over a very long baseline / M. Fujieda [et al.] // Metrologia. — 2014. — Vol. 51, no. 3. — P. 253—262. — DOI: 10.1088/0026-1394/51/3/253.

100. Two-way optical frequency comparisons at 5×10^{-21} relative stability over 100-km telecommunication network fibers / A. Bercy [et al.] // Physical Review A. — 2014. — Vol. 90, no. 6. — P. 061802. — DOI: 10.1103/PhysRevA.90.061802.

101. Coherent optical frequency transfer over 50-km physical distance using a 120-km-long installed telecom fiber network / M. Musha [et al.] // Optics Express. — 2008. — Vol. 16, no. 21. — P. 16459. — DOI: 10.1364/OE.16.016459.

102. High-resolution microwave frequency dissemination on an 86-km urban optical link / O. Lopez [et al.] // Applied Physics B. — 2010. — Vol. 98, no. 4. — P. 723—727. — DOI: 10.1007/s00340-009-3832-1.

103. Passive optical phase noise cancellation / L. Hu [et al.] // Optics Letters. — 2020. — Vol. 45, no. 15. — P. 4308. — DOI: 10.1364/ol.393010.

104. Free-Space Point-to-Multiplepoint Optical Frequency Transfer With Lens Assisted Integrated Beam Steering / L. Hu [et al.] // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. — 2022. — Vol. 71. — P. 1—10. — DOI: 10.1109/TIM.2022.3191656.

105. Transfer Functions of Analog PLLs // Phaselock Techniques. — John Wiley & Sons, Ltd, 2005. — Chap. 2. P. 6—28. — DOI: 10.1002/0471732699.ch2.

106. *Williams P. A.*, *Swann W. C.*, *Newbury N. R.* High-stability transfer of an optical frequency over long fiber-optic links // Journal of the Optical Society of America B. — 2008. — Vol. 25, no. 8. — P. 1284. — DOI: 10.1364/JOSAB.25.001284.

107. Tackling the limits of optical fiber links / F. Stefani [et al.] // Journal of the Optical Society of America B. — 2015. — Vol. 32, no. 5. — P. 787. — DOI: 10.1364/josab.32.000787.

108. Doppler-stabilized fiber link with 6 dB noise improvement below the classical limit / C. E. Calosso [et al.] // Optics Letters. — 2015. — Vol. 40, no. 2. — P. 131. — DOI: 10.1364/OL.40.000131.

109. *Sheard B. S.*, *Gray M. B.*, *McClelland D. E.* High-bandwidth laser frequency stabilization to a fiber-optic delay line // Applied Optics. — 2006. — Vol. 45, no. 33. — P. 8491. — DOI: 10.1364/AO.45.008491.

110. Phase stability of photoreceivers in intersatellite laser interferometers / G. F. Barranco [et al.] // Optics Express. — 2017. — Vol. 25, no. 7. — P. 7999. — DOI: 10.1364/oe.25.007999.

111. Realization of a timescale with an accurate optical lattice clock / C. Grebing [et al.] // Optica. — 2016. — Vol. 3, no. 6. — P. 563. — DOI: 10.1364/optica.3.000563.

112. Demonstration of a timescale based on a stable optical carrier / W. R. Milner [et al.] // Physical Review Letters. — 2019. — Vol. 123, no. 17. — P. 173201. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.173201.

113. System for Transmitting Reference Frequency and Time Signals to Measurement Resources of the Glonass Ground Complex by Optical Cable / O. V. Kolmogorov [et al.] // Measurement Techniques. — 2017. — Vol. 60, no. 9. — P. 901—905. — DOI: 10.1007/s11018-017-1290-4.

114. *Tseng W.-H.*, *Lin S.-Y.* A Survey of Time Transfer via a Bidirectional Fiber Link for Precise Calibration Services // NCSLI Measure. — 2013. — Vol. 8, no. 2. — P. 70—77. — DOI: 10.1080/19315775.2013.11721643.

115. Mid-infrared laser phase-locking to a remote near-infrared frequency reference for high-precision molecular spectroscopy / B. Chanteau [et al.] // New Journal of Physics. — 2013. — Vol. 15, no. 7. — P. 073003. — DOI: 10.1088/1367-2630/15/7/073003.

116. *Tanaka Y.*, *Katori H.* Exploring potential applications of optical lattice clocks in a plate subduction zone // Journal of Geodesy. — 2021. — Vol. 95, no. 8. — P. 93. — DOI: 10.1007/s00190-021-01548-y.

117. Geodetic methods to determine the relativistic redshift at the level of 10 - 18 in the context of international timescales: a review and practical results / H. Denker [et al.] // Journal of Geodesy. — 2018. — Vol. 92, no. 5. — P. 487—516. — DOI: 10.1007/s00190-017-1075-1.

118. Geopotential measurements with synchronously linked optical lattice clocks / T. Takano [et al.] // Nature Photonics. — 2016. — Vol. 10, no. 10. — P. 662—666. — DOI: 10.1038/nphoton.2016.159.

119. Test of general relativity by a pair of transportable optical lattice clocks / M. Takamoto [et al.] // Nature Photonics. — 2020. — Vol. 14, no. 7. — P. 411—415. — DOI: 10.1038/s41566-020-0619-8.

120. The ALMA photonic local oscillator system / B. Shillue [et al.] // Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VI. — 2012. — Vol. 8452, no. 434. — P. 845216. — DOI: 10.1117/12.927174.

121. The mid-frequency Square Kilometre Array phase synchronisation system / S. W. Schediwy [et al.] // Publications of the Astronomical Society of Australia. — 2019. — Vol. 36. — E007. — DOI: 10.1017/pasa.2018.48.

122. Common-clock very long baseline interferometry using a coherent optical fiber link / C. Clivati [et al.] // Optica. — 2020. — Vol. 7, no. 8. — P. 1031. — DOI: 10.1364/optica.393356.

123. *Derevianko A.*, *Pospelov M.* Hunting for topological dark matter with atomic clocks // Nature Physics. — 2014. — Vol. 10, no. 12. — P. 933—936. — DOI: 10.1038/nphys3137.

124. Search for transient variations of the fine structure constant and dark matter using fiber-linked optical atomic clocks / B. M. Roberts [et al.] // New Journal of Physics. — 2020. — Vol. 22, no. 9. — DOI: 10.1088/1367-2630/abaace.

125. Frequency ratio measurements at 18-digit accuracy using an optical clock network / K. Beloy [et al.] // Nature. — 2021. — Vol. 591, no. 7851. — P. 564—569. — DOI: 10.1038/s41586-021-03253-4.

126. Test of Special Relativity Using a Fiber Network of Optical Clocks / P. Delva [et al.] // Physical Review Letters. — 2017. — Vol. 118, no. 22. — P. 221102. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.221102.

127. Point-to-point stabilized optical frequency transfer with active optics / B. P. Dix-Matthews [et al.] // Nature Communications. — 2021. — Vol. 12, no. 1. — P. 515. — DOI: 10.1038/s41467-020-20591-5.

128. Free-space transfer of comb-rooted optical frequencies over an 18 km open-air link / H. J. Kang [et al.] // Nature Communications. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 1—8. — DOI: 10.1038/s41467-019-12443-8.

129. Coherent phase transfer for real-world twin-field quantum key distribution / C. Clivati [et al.] // Nature Communications. — 2022. — Vol. 13, no. 1. — DOI: 10.1038/s41467-021-27808-1.

130. Large-area fiber-optic gyroscope on a multiplexed fiber network / C. Clivati [et al.] // Optics Letters. — 2013. — Vol. 38, no. 7. — P. 1092. — DOI: 10.1364/OL.38.001092.

131. Ultrastable laser interferometry for earthquake detection with terrestrial and submarine cables / G. Marra [et al.] // Science. — 2018. — Vol. 361, no. 6401. — P. 486—490. — DOI: 10.1126/science.aat4458.

132. Optical interferometry–based array of seafloor environmental sensors using a transoceanic submarine cable / G. Marra [et al.] // Science. — 2022. — Vol. 376, no. 6595. — P. 874—879. — DOI: 10.1126/science.abo1939.

133. *International Telecommunication Union.* Characteristics of a bending-loss insensitive single-mode optical fibre and cable. — 2016. — URL: www.itu.int/rec/T-REC-G.657 ; Доступ: 19.04.2023.

134. *International Telecommunication Union.* Characteristics of a 50/125 μm multimode graded index optical fibre cable for the optical access network. — 2018. — URL: www.itu.int/rec/T-REC-G.651.1 ; Доступ: 19.04.2023.

135. *Agrawal G. P.* Optical Fibers // Fiber-Optic Communication Systems. — Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Ltd, 2010. — P. 24—78. — DOI: 10.1002/9780470918524.ch2.

136. *Lin K. C.*, *Lin C. J.*, *Lee W. Y.* Effects of gamma radiation on optical fibre sensors // IEE Proceedings: Optoelectronics. — 2004. — Vol. 151, no. 1. — P. 12—15. — DOI: 10.1049/ip-opt:20040170.

137. *Hocker G. B.* Fiber-optic sensing of pressure and temperature // Applied Optics. — 1979. — Vol. 18, no. 9. — P. 1445. — DOI: 10.1364/AO.18.001445.

138. *Pannell C. N.*, *Jones J. D.*, *Jackson D. A.* The effect of environmental acoustic noise on optical fibre based velocity and vibration sensor systems // Measurement Science and Technology. — 1994. — Vol. 5, no. 4. — P. 412—417. — DOI: 10.1088/0957-0233/5/4/015.

139. *Men L.*, *Lu P.*, *Chen Q.* A multiplexed fiber Bragg grating sensor for simultaneous salinity and temperature measurement // Journal of Applied Physics. — 2008. — Vol. 103, no. 5. — DOI: 10.1063/1.2890156.

140. Non-reciprocity in optical fiber links: experimental evidence / D. Xu [et al.] // Optics Express. — 2021. — Vol. 29, no. 11. — P. 17476. — DOI: 10.1364/oe.420661.

141. Evaluation of Fiber Noise Induced in Ultrastable Environments / M. Wada [et al.] // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. — 2019. — Vol. 68, no. 6. — P. 2246—2252. — DOI: 10.1109/TIM.2018.2876052.

142. *Zhang Z.*, *Lu Y.*, *Zhao Y.* Channel Capacity of Wavelength Division Multiplexing-Based Brillouin Optical Time Domain Sensors // IEEE Photonics Journal. — 2018. — Vol. 10, no. 1. — P. 1—15. — DOI: 10.1109/JPHOT.2018.2795658.

143. Relative humidity sensor with optical fiber Bragg gratings / P. Kronenberg [et al.] // Optics Letters. — 2002. — Vol. 27, no. 16. — P. 1385. — DOI: 10.1364/ol.27.001385.

144. *Kersey A.*, *Marrone M.*, *Davis M.* Polarisation-insensitive fibre optic Michelson interferometer // Electronics Letters. — 1991. — Vol. 27, no. 6. — P. 518. — DOI: 10.1049/el:19910325.

145. Dissemination of time and RF frequency via a stabilized fibre optic link over a distance of 420 km / Ł. Śliwczyński [et al.] // Metrologia. — 2013. — Vol. 50, no. 2. — P. 133—145. — DOI: 10.1088/0026-1394/50/2/133.

146. *Marra G.*, *Margolis H. S.*, *Richardson D. J.* Dissemination of an optical frequency comb over fiber with 3×10^{-18} fractional accuracy // Optics Express. — 2012. — Vol. 20, no. 2. — P. 1775. — DOI: 10.1364/OE.20.001775.

147. Frequency comb-based time transfer over a 159 km long installed fiber network / M. Lessing [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 110, no. 22. — P. 221101. — DOI: 10.1063/1.4984144.

148. A 920-Kilometer Optical Fiber Link for Frequency Metrology at the 19th Decimal Place / K. Predehl [et al.] // Science. — 2012. — Vol. 336, no. 6080. — P. 441—444. — DOI: 10.1126/science.1218442.

149. Ultra-stable long distance optical frequency distribution using the Internet fiber network / O. Lopez [et al.] // Optics Express. — 2012. — Vol. 20, no. 21. — P. 23518. — DOI: 10.1364/OE.20.023518.

150. *Turza K.*, *Krehlik P.*, *Sliwczynski L.* Stability Limitations of Optical Frequency Transfer in Telecommunication DWDM Networks // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. — 2020. — Vol. 67, no. 5. — P. 1066—1073. — DOI: 10.1109/TUFFC.2019.2957176.

151. *Śliwczyński Ł.*, *Kołodziej J.* Bidirectional optical amplification in long-distance two-way fiber-optic time and frequency transfer systems // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. — 2013. — Vol. 62, no. 1. — P. 253—262. — DOI: 10.1109/TIM.2012.2212504.

152. *Terra O.*, *Grosche G.*, *Schnatz H.* Brillouin amplification in phase coherent transfer of optical frequencies over 480 km fiber // Optics Express. — 2010. — Vol. 18, no. 15. — P. 16102. — DOI: 10.1364/OE.18.016102.

153. *Raupach S. M.*, *Koczwara A.*, *Grosche G.* Brillouin amplification supports 1×10-20 uncertainty in optical frequency transfer over 1400 km of underground fiber // Physical Review A. — 2015. — Vol. 92, no. 2. — P. 021801. — DOI: 10.1103/PhysRevA.92.021801.

154. Cascaded optical fiber link using the internet network for remote clocks comparison / N. Chiodo [et al.] // Optics Express. — 2015. — Vol. 23, no. 26. — P. 33927. — DOI: 10.1364/oe.23.033927.

155. Combining fiber Brillouin amplification with a repeater laser station for fiber-based optical frequency dissemination over 1400 km / S. Koke [et al.] // New Journal of Physics. — 2019. — Vol. 21, no. 12. — DOI: 10.1088/1367-2630/ab5d95.

156. Optical-Frequency Transfer over a Single-Span 1840 km Fiber Link / S. Droste [et al.] // Physical Review Letters. — 2013. — Vol. 111, no. 11. — P. 110801. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.110801.

157. Comparing ultrastable lasers at 7×10^{-17} fractional frequency instability through a 2220 km optical fibre network / M. Schioppo [et al.] // Nature Communications. — 2022. — Vol. 13, no. 1. — P. 1—11. — DOI: 10.1038/s41467-021-27884-3.

158. High-accuracy coherent optical frequency transfer over a doubled 642-km fiber link / D. Calonico [et al.] // Applied Physics B. — 2014. — Vol. 117, no. 3. — P. 979—986. — DOI: 10.1007/s00340-014-5917-8.

159. Effect of soil temperature on optical frequency transfer through unidirectional dense-wavelength-division-multiplexing fiber-optic links / T. J. Pinkert [et al.] // Applied Optics. — 2015. — Vol. 54, no. 4. — P. 728. — DOI: 10.1364/ao.54.000728.

160. SI-traceable frequency dissemination at 1572.06 nm in a stabilized fiber network with ring topology / D. Husmann [et al.] // Optics Express. — 2021. — Vol. 29, no. 16. — P. 24592. — DOI: 10.1364/oe.427921.

161. 30-km-long optical fiber link at 1397 nm for frequency comparison between distant strontium optical lattice clocks / T. Akatsuka [et al.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 2014. — Vol. 53, no. 3. — P. 032801. — DOI: 10.7567/JJAP.53.032801.

162. Coherent Optical Frequency Transfer via a 490 km Noisy Fiber Link / X. Zhang [et al.] // Chinese Physics Letters. — 2022. — Vol. 39, no. 4. — P. 1—5. — DOI: 10.1088/0256-307X/39/4/044201.

163. High-precision optical-frequency dissemination on branching optical-fiber networks / S. W. Schediwy [et al.] // Optics Letters. — 2013. — Vol. 38, no. 15. — P. 2893. — DOI: 10.1364/OL.38.002893.

164. *Grosche G.* Eavesdropping time and frequency: phase noise cancellation along a time-varying path, such as an optical fiber // Optics Letters. — 2014. — Vol. 39, no. 9. — P. 2545. — DOI: 10.1364/OL.39.002545.

165. In-line extraction of an ultra-stable frequency signal over an optical fiber link / A. Bercy [et al.] // 2014 European Frequency and Time Forum (EFTF), Neuchatel, Switzerland. — IEEE, 2015. — P. 253—255. — DOI: 10.1109/EFTF.2014.7331479.

166. All-passive multiple-place optical phase noise cancellation / L. Hu [et al.] // Optics Letters. — 2021. — Vol. 46, no. 6. — P. 1381—1384. — DOI: 10.1364/OL.415930.

167. Simultaneous remote transfer of accurate timing and optical frequency over a public fiber network / O. Lopez [et al.] // Applied Physics B. — 2013. — Vol. 110, no. 1. — P. 3—6. — DOI: 10.1007/s00340-012-5241-0.

168. Picoseconds-Accurate Fiber-Optic Time Transfer with Relative Stabilization of Lasers Wavelengths / Ł. Śliwczyński [et al.] // Journal of Lightwave Technology. — 2020. — Vol. 38, no. 18. — P. 5056—5063. — DOI: 10.1109/JLT.2020.2999158.

169. Optical frequency transfer over submarine fiber links / C. Clivati [et al.] // Optica. — 2018. — Vol. 5, no. 8. — P. 893. — DOI: 10.1364/OPTICA.5.000893.

170. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator / R. W. P. Drever [et al.] // Applied Physics B. — 1983. — Vol. 31, no. 2. — P. 97—105. — DOI: 10.1007/BF00702605.

171. Linewidth determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times / L. Richter [et al.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1986. — Vol. 22, no. 11. — P. 2070—2074. — DOI: 10.1109/JQE.1986.1072909.

172. Optical-Relayed Entanglement Distribution Using Drones as Mobile Nodes / H. Y. Liu [et al.] // Physical Review Letters. — 2021. — Vol. 126, no. 2. — P. 20503. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.020503.

173. *Robert C.*, *Conan J. M.*, *Wolf P.* Impact of turbulence on high-precision ground-satellite frequency transfer with two-way coherent optical links // Physical Review A. — 2016. — Vol. 93, no. 3. — P. 1—13. — DOI: 10.1103/PhysRevA.93.033860.

174. An Australia/New Zealand optical communications ground station network for next generation satellite communications / F. H. Bennet [et al.] // Free-Space Laser Communications XXXII. Proceedings of SPIE. Vol. 11272. — SPIE, 2020. — P. 1127202. — DOI: 10.1117/12.2545305.

175. Experimental simulation of time and frequency transfer via an optical satellite–ground link at 10^{-18} instability / Q. Shen [et al.] // Optica. — 2021. — Vol. 8, no. 4. — P. 471. — DOI: 10.1364/OPTICA.413114.

176. *Kim I. I.*, *McArthur B.*, *Korevaar E. J.* Comparison of laser beam propagation at 785 nm and 1550 nm in fog and haze for optical wireless communications // Optical Wireless Communications III. Proceedings of SPIE. Vol. 4214. — SPIE, 2001. — P. 26—37. — DOI: 10.1117/12.417512.

177. *Henniger H.*, *Giggenbach D.* Avionic optical links for high data-rate communications // 25th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, Hamburg, Germany. — 2006. — P. 3657—3668.

178. *Jones F. E.* Refractivity of Air // Journal of Research of the National Bureau of Standards. — 1981. — Vol. 86, no. 1. — P. 27—32. — DOI: 10.6028/jres.086.002.

179. *Grabner M.*, *Kvicera V.* Measurement of the structure constant of refractivity at optical wavelengths using a scintillometer // Radioengineering. — 2012. — Vol. 21, no. 1. — P. 455—458.

180. *Andrews L.* An Analytical Model for the Refractive Index Power Spectrum and Its Application to Optical Scintillations in the Atmosphere // Journal of Modern Optics. — 1992. — Vol. 39, no. 9. — P. 1849—1853. — DOI: 10.1080/09500349214551931.

181. *Greenwood D. P.*, *Tarazano D. O.* Proposed form for the atmospheric turbulence spatial spectrum at large scales // Journal of the Optical Society of America A. — 2008. — Vol. 25, no. 6. — P. 1349. — DOI: 10.1364/JOSAA.25.001349.

182. *Conan J.-M.*, *Rousset G.*, *Madec P.-Y.* Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence // Journal of the Optical Society of America A. — 1995. — Vol. 12, no. 7. — P. 1559. — DOI: 10.1364/josaa.12.001559.

183. Optical phase noise from atmospheric fluctuations and its impact on optical time-frequency transfer / L. C. Sinclair [et al.] // Physical Review A. — 2014. — Vol. 89, no. 2. — P. 023805. — DOI: 10.1103/PhysRevA.89.023805.

184. *Shapiro J. H.*, *Puryear A. L.* Reciprocity-Enhanced Optical Communication Through Atmospheric Turbulence—Part I: Reciprocity Proofs and Far-Field Power Transfer Optimization // Journal of Optical Communications and Networking. — 2012. — Vol. 4, no. 12. — P. 947. — DOI: 10.1364/JOCN.4.000947.

185. Channel reciprocity in single-mode free-space optical links / R. R. Parenti [et al.] // 2012 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series, Seattle, WA, USA. — IEEE, 2012. — P. 113—114. — DOI: 10.1109/PHOSST.2012.6280751.

186. Heterodyne efficiency of a coherent free-space optical communication model through atmospheric turbulence / Y. Ren [et al.] // Applied Optics. — 2012. — Vol. 51, no. 30. — P. 7246. — DOI: 10.1364/ao.51.007246.

187. *Dikmelik Y.*, *Davidson F. M.* Fiber-coupling efficiency for free-space optical communication through atmospheric turbulence // Applied Optics. — 2005. — Vol. 44, no. 23. — P. 4946—4952. — DOI: 10.1364/AO.44.004946.

188. Synchronization of clocks through 12 km of strongly turbulent air over a city / L. C. Sinclair [et al.] // Applied Physics Letters. — 2016. — Vol. 109, no. 15. — DOI: 10.1063/1.4963130.

189. Free-space dissemination of time and frequency with 10^{-19} instability over 113 km / Q. Shen [et al.] // Nature. — 2022. — Vol. 610, no. 7933. — P. 661—666. — DOI: 10.1038/s41586-022-05228-5.

190. *Walsh S.*, *Schediwy S.* Adaptive Optics LEO Uplink Pre-compensation with Finite Spatial Modes // Optics Letters. — 2023. — Vol. 48, no. 4. — P. 880—883. — DOI: 10.1364/ol.482550.

191. Low-loss reciprocal optical terminals for two-way time-frequency transfer / W. C. Swann [et al.] // Applied Optics. — 2017. — Vol. 56, no. 34. — P. 9406. — DOI: 10.1364/ao.56.009406.

192. Time and laser ranging: a window of opportunity for geodesy, navigation, and metrology / P. Exertier [et al.] // Journal of Geodesy. — 2019. — Vol. 93, no. 11. — P. 2389—2404. — DOI: 10.1007/s00190-018-1173-8.

193. Optical two-way time and frequency transfer over free space / F. R. Giorgetta [et al.] // Nature Photonics. — 2013. — Vol. 7, no. 6. — P. 434—438. — DOI: 10.1038/nphoton.2013.69.

194. Optical time-frequency transfer across a free-space, three-node network / M. I. Bodine [et al.] // APL Photonics. — 2020. — Vol. 5, no. 7. — DOI: 10.1063/5.0010704.

195. Scaling up Frequency-Comb-Based Optical Time Transfer to Long Terrestrial Distances / J. L. Ellis [et al.] // Physical Review Applied. — 2021. — Vol. 15, no. 3. — P. 1. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.034002.

196. Femtosecond time synchronization of optical clocks off of a flying quadcopter / H. Bergeron [et al.] // Nature Communications. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 1—7. — DOI: 10.1038/s41467-019-09768-9.

197. Phase-stabilized free-space link for optical frequency transfer / J. Yang [et al.] // Optics Communications. — 2022. — Vol. 504, September 2021. — P. 127481. — DOI: 10.1016/j.optcom.2021.127481.

198. Stabilized Free-Space Optical Frequency Transfer / D. R. Gozzard [et al.] // Physical Review Applied. — 2018. — Vol. 10, no. 2. — P. 024046. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.10.024046.

199. Coherent optical link through the turbulent atmosphere / K. Djerroud [et al.] // Optics Letters. — 2010. — Vol. 35, no. 9. — P. 1479. — DOI: 10.1364/ol.35.001479.

200. Ultrastable Free-Space Laser Links for a Global Network of Optical Atomic Clocks / D. R. Gozzard [et al.] // Physical Review Letters. — 2022. — Vol. 128, no. 2. — P. 020801. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.128.020801.

201. Analog transmission of time-frequency signal in atmospheric turbulence environment / Z. Guo [et al.] // Optics Express. — 2022. — Vol. 30, no. 19. — P. 34077—34091. — DOI: 10.1364/oe.467947.

202. Open-path dual-comb spectroscopy to an airborne retroreflector / K. C. Cossel [et al.] // Optica. — 2017. — Vol. 4, no. 7. — P. 724. — DOI: 10.1364/optica.4.000724.

203. A Survey on Acquisition, Tracking, and Pointing Mechanisms for Mobile Free-Space Optical Communications / Y. Kaymak [et al.] // IEEE Communications Surveys and Tutorials. — 2018. — Vol. 20, no. 2. — P. 1104—1123. — DOI: 10.1109/COMST.2018.2804323.

204. Demonstration of 100 Gbps coherent free-space optical communications at LEO tracking rates / S. M. Walsh [et al.] // Scientific Reports. — 2022. — Vol. 12, no. 1. — P. 1—12. — DOI: 10.1038/s41598-022-22027-0.

205. *Fortier T.*, *Baumann E.* 20 Years of Developments in Optical Frequency Comb Technology and Applications // Communications Physics. — 2019. — Vol. 2, no. 1. — P. 1—16. — DOI: 10.1038/s42005-019-0249-y.

206. *Schilt S.*, *Südmeyer T.* Carrier-envelope offset stabilized ultrafast diode-pumped solid-state lasers // Applied Sciences. — 2015. — Vol. 5, no. 4. — P. 787—816. — DOI: 10.3390/app5040787.

207. *Jones D. J.* Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis // Science. — 2000. — Vol. 288, no. 5466. — P. 635—639. — DOI: 10.1126/science.288.5466.635.

208. Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructured fiber / M. Lehtonen [et al.] // Applied Physics Letters. — 2003. — Vol. 82, no. 14. — P. 2197—2199. — DOI: 10.1063/1.1565679.

209. *Johnson L. A. M.*, *Gill P.*, *Margolis H. S.* Evaluating the performance of the NPL femtosecond frequency combs: agreement at the 10^{-21} level // Metrologia. — 2015. — Vol. 52, no. 1. — P. 62—71. — DOI: 10.1088/0026-1394/52/1/62.

210. Optical Frequency Comb Generation based on Erbium Fiber Lasers / S. Droste [et al.] // Nanophotonics. — 2016. — Vol. 5, no. 2. — P. 196—213. — DOI: 10.1515/nanoph-2016-0019.

211. Tailored Design of Mode-Locking Dynamics for Low-Noise Frequency-Comb Generation / Ç. Şenel [et al.] // Physical Review Applied. — 2018. — Vol. 10, no. 2. — P. 024027. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.10.024027.

212. Femtosecond fiber lasers reach the mid-infrared / S. Duval [et al.] // Optica. — 2015. — Vol. 2, no. 7. — P. 623. — DOI: 10.1364/optica.2.000623.

213. Transfer Oscillator Technique for 10 GHz Generation with Ultra-Low Phase Noise < -100 dBc/Hz at 1 Hz offset / N. V. Nardelli [et al.] // Conference on Lasers and Electro-Optic, San Jose, CA, USA. — Optica Publishing Group, 2021. — STu2D.1. — DOI: 10.1364/CLEO_SI.2021.STu2D.1.

214. *Telle H.*, *Lipphardt B.*, *Stenger J.* Kerr-lens, mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements // Applied Physics B. — 2002. — Vol. 74, no. 1. — P. 1—6. — DOI: 10.1007/s003400100735.

215. Characterization of a DFG comb showing quadratic scaling of the phase noise with frequency / T. Puppe [et al.] // Optics Letters. — 2016. — Vol. 41, no. 8. — P. 1877. — DOI: 10.1364/ol.41.001877.

216. Relative timing jitter measurements with an indirect phase comparison method / R. Paschotta [et al.] // Applied Physics B. — 2005. — Vol. 80, no. 2. — P. 185—192. — DOI: 10.1007/s00340-004-1704-2.

217. Fundamental Noise Limitations to Supercontinuum Generation in Microstructure Fiber / K. L. Corwin [et al.] // Physical Review Letters. — 2003. — Vol. 90, no. 11. — P. 4. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.113904.

218. All-polarization-maintaining, single-port Er:fiber comb for high-stability comparison of optical lattice clocks / N. Ohmae [et al.] // Applied Physics Express. — 2017. — Vol. 10, no. 6. — P. 062503. — DOI: 10.7567/APEX.10.062503.

219. A multi-branch, fiber-based frequency comb with millihertz-level relative linewidths using an intra-cavity electro-optic modulator / Y. Nakajima [et al.] // Optics Express. — 2010. — Vol. 18, no. 2. — P. 1667. — DOI: 10.1364/oe.18.001667.

220. Multi-branch fiber comb with relative frequency uncertainty at 10^{-20} using fiber noise difference cancellation / K. Kashiwagi [et al.] // Optics Express. — 2018. — Vol. 26, no. 7. — P. 8831. — DOI: 10.1364/oe.26.008831.

221. End-to-end topology for fiber comb based optical frequency transfer at the 10^{-21} level / E. Benkler [et al.] // Optics Express. — 2019. — Vol. 27, no. 25. — P. 36886. — DOI: 10.1364/OE.27.036886.

222. *Gray J.*, *Allan D.* A Method for Estimating the Frequency Stability of an Individual Oscillator // 28th Annual Symposium on Frequency Control, Atlantic City, NJ, USA. — IEEE, 1974. — P. 243—246. — DOI: 10.1109/FREQ.1974.200027.

223. Estimating the stability of N clocks with correlations / F. Torcaso [et al.] // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. — 2000. — Vol. 47, no. 5. — P. 1183—1189. — DOI: 10.1109/58.869064.

224. *Ekstrom C. R.*, *Koppang P. A.* Error bars for three-cornered hats // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. — 2006. — Vol. 53, no. 5. — P. 876—879. — DOI: 10.1109/TUFFC.2006.1632679.

225. *Legero T.*, *Kessler T.*, *Sterr U.* Tuning the thermal expansion properties of optical reference cavities with fused silica mirrors // Journal of the Optical Society of America B. — 2010. — Vol. 27, no. 5. — P. 914. — DOI: 10.1364/josab.27.000914.

226. Tenfold reduction of Brownian noise in high-reflectivity optical coatings / G. D. Cole [et al.] // Nature Photonics. — 2013. — Vol. 7, no. 8. — P. 644—650. — DOI: 10.1038/nphoton.2013.174.

227. EFO-COMB. Оптический синтезатор частоты. — URL: www.avesta.ru/product/efo-comb-opticheskij-sintezator-chastoti/ ; Доступ: 21.03.2023.

228. The Dick effect for an optical frequency standard / A. Quessada [et al.] // Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics. — 2003. — Vol. 5, no. 2. — S150—S154. — DOI: 10.1088/1464-4266/5/2/373.

229. High-fidelity readout of trapped-ion qubits / A. H. Myerson [et al.] // Physical Review Letters. — 2008. — Vol. 100, no. 20. — P. 2—5. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.200502.

230. Universal gate-set for trapped-ion qubits using a narrow linewidth diode laser / N. Akerman [et al.] // New Journal of Physics. — 2015. — Vol. 17, no. 11. — DOI: 10.1088/1367-2630/17/11/113060.